

UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS
Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica

Pedro Henrique Oliveira Faria

**ANÁLISE NUMÉRICA DO DESEMPENHO TERMODINÂMICO DE
REGENERADORES BAROCALÓRICOS ATIVOS UTILIZANDO BORRACHA
PDMS PARA APLICAÇÕES EM REFRIGERAÇÃO**

Belo Horizonte
2023

Pedro Henrique Oliveira Faria

**ANÁLISE NUMÉRICA DO DESEMPENHO TERMODINÂMICO DE
REGENERADORES BAROCALÓRICOS ATIVOS UTILIZANDO BORRACHA
PDMS PARA APLICAÇÕES EM REFRIGERAÇÃO**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Minas Gerais, como requisito parcial à obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecânica.

Orientador: Prof. Dr. Paulo Vinicius Trevizoli

Coorientador: Eng. Dr. Pablo Adamoglu de Oliveira

Belo Horizonte
2023

F224a

Faria, Pedro Henrique Oliveira.

Análise numérica do desempenho termodinâmico de regeneradores barocalóricos ativos utilizando borracha PDMS para aplicações em refrigeração [recurso eletrônico] / Pedro Henrique Oliveira Faria. – 2023. 1 recurso online (179 f. : il., color.) : pdf.

Orientador: Paulo Vinícius Trevizoli.

Coorientador: Pablo Adamoglu de Oliveira.

Dissertação (mestrado) – Universidade Federal de Minas Gerais, Escola de Engenharia.

Apêndices: f. 161-179.

Bibliografia: f. 154-160.

Exigências do sistema: Adobe Acrobat Reader.

1. Engenharia mecânica – Teses. 2. Calor – Transmissão – Teses. 3. Refrigeração – Teses. 4. Elastômeros – Teses. 5. Método dos volumes finitos – Teses. I. Trevizoli, Paulo Vinícius. II. Oliveira, Pablo A. III. Universidade Federal de Minas Gerais. Escola de Engenharia. IV. Título.

CDU: 621(043)



UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS
ESCOLA DE ENGENHARIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

FOLHA DE APROVAÇÃO

“ANÁLISE NUMÉRICA DO DESEMPENHO TERMODINÂMICO DE REGENERADORES BAROCALÓRICOS ATIVOS UTILIZANDO BORRACHA PDMS PARA APLICAÇÕES EM REFRIGERAÇÃO”

PEDRO HENRIQUE OLIVEIRA FARIA

Dissertação submetida à Banca Examinadora designada pelo Colegiado do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Minas Gerais, constituída pelos Professores: Dr. Paulo Vinicius Trevizoli (Orientador – Departamento de Engenharia Mecânica/UFMG), Dr. Pablo Adamoglu de Oliveira (Coorientador – ASML, Holanda), Dr. Rudolf Huebner (Departamento de Engenharia Mecânica/UFMG) e Dr. Alan Tihiro Dias Nakashima (Universidade Federal de Santa Catarina/UFSC), como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de "**Mestre em Engenharia Mecânica**", na área de concentração de "**Energia e Sustentabilidade**".

Dissertação aprovada no dia 24 de fevereiro de 2023.



Documento assinado eletronicamente por **Paulo Vinicius Trevizoli, Professor do Magistério Superior**, em 28/02/2023, às 16:46, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 5º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **Pablo Adamoglu de Oliveira, Usuário Externo**, em 28/02/2023, às 18:26, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 5º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **Alan Tihiro Dias Nakashima, Usuário Externo**, em 01/03/2023, às 07:53, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 5º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **Rudolf Huebner, Professor do Magistério Superior**, em 01/03/2023, às 10:42, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 5º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



A autenticidade deste documento pode ser conferida no site https://sei.ufmg.br/sei/controlador_externo.php?acao=documento_conferir&id_orgao_acesso_externo=0, informando o código verificador **2100978** e o código CRC **0AC9B140**.

AGRADECIMENTOS

Ao meu orientador, Prof. Dr. Paulo Vinicius Trevizoli, que contribuiu expressivamente em todas as etapas do desenvolvimento deste trabalho, e que agregou conhecimento e experiência fundamentais para a qualidade do resultado obtido.

Ao Grupo de Análise e Modelagem de Sistemas e Equipamentos Térmicos (GAMSET) e ao Laboratório de Sistemas Térmicos Emergentes (StreamLAB), pela disponibilização dos recursos computacionais utilizados.

À Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) e ao Programa ABCM de Bolsas de Iniciação Científica (PABIC), pelo apoio financeiro.

Ao Dr. Alexandre Magnus G. Carvalho e à Kimi Shibuya Portugal, que contribuíram diretamente com subsídios imprescindíveis para a consecução dos objetivos estabelecidos.

Ao Dr. Pablo Adamoglu de Oliveira, pela disposição em coorientar esta pesquisa.

Aos demais integrantes da banca examinadora, pelas pertinentes críticas e sugestões que ensejaram o refinamento desta dissertação e dos conhecimentos deste autor.

Agradeço também à minha família, por ter me encorajado a enfrentar este desafio e por ter me apoiado ao longo do caminho.

Em especial, agradeço a Deus, a fonte de todos os recursos que possibilitaram o êxito na conclusão deste trabalho.

RESUMO

O tema central desta dissertação são os Regeneradores Barocalóricos Ativos (RBA's) que utilizam elastômeros como refrigerante sólido, tecnologia ainda não testada experimentalmente e também pouco explorada por meio de modelos teóricos, mas que se considera ter grande potencial para ser uma alternativa à refrigeração por compressão de vapor. A pesquisa objetivou o desenvolvimento de um modelo capaz de simular o desempenho termodinâmico de um RBA utilizando a borracha PDMS como refrigerante, para então avaliar o real potencial deste dispositivo para operar como um refrigerador, bem como identificar os fatores que contribuem para o seu desempenho. Foi proposto um modelo 2D transiente de um regenerador de placas paralelas no qual cada placa é composta por uma camada de PDMS confinada entre duas paredes metálicas de aço inoxidável ou alumínio. Um escoamento oscilatório de um fluido de transferência de calor (água) entre as placas refrigera um trocador de calor frio e aquece um trocador de calor quente. O escoamento foi modelado pelas equações de conservação da massa e de Navier-Stokes de forma desacoplada do problema térmico e, com uma série de simplificações, uma solução analítica pôde ser aplicada ao problema hidrodinâmico. A transferência de calor foi modelada pela equação da energia e solucionada pelo método dos volumes finitos utilizando a solução analítica do escoamento como uma entrada. Após um estudo de refino de malha e a verificação do modelo, o desempenho termodinâmico do RBA foi simulado com diferentes vazões do fluido de trabalho, períodos, amplitudes de temperatura, parâmetros geométricos e propriedades dos materiais. Nos resultados obtidos não constam capacidades de refrigeração positivas para o RBA quando são utilizadas paredes metálicas de espessuras adequadas para suportar a pressão que ativa o efeito barocalórico (EBC). Isto se deve, principalmente, à elevada inércia térmica destas paredes, à baixa condutividade térmica do PDMS e a uma característica desfavorável das curvas experimentais de medição do EBC do PDMS. Sendo assim, esta pesquisa mostra que avanços importantes relativos às propriedades dos materiais e ao tipo de geometria do regenerador ainda são necessários para motivar o estudo experimental dos RBA's.

Palavras-chave: Regenerador Calórico Ativo. Efeito barocalórico. Refrigeração. Elastômeros. Método dos volumes finitos.

ABSTRACT

This dissertation focuses on the Active Barocaloric Regenerators (ABR's) that use elastomers as solid state coolant. This technology, not yet tested experimentally and also little explored through theoretical models, is considered to have great potential to be an alternative to vapor compression refrigeration. This research aimed to develop a model capable of simulating the thermodynamic performance of an ABR using PDMS rubber as coolant, to then evaluate the real potential of this device to operate as a refrigerator, as well as to identify the factors that contribute to its performance. A transient 2D model of a parallel plate regenerator was proposed, in which each plate is composed of a layer of PDMS confined between two stainless steel or aluminum walls. An oscillating flow of the heat transfer fluid (water) between the plates cools a cold heat exchanger and heats a hot heat exchanger. The flow was modeled by the mass conservation and Navier-Stokes equations decoupled from the thermal problem and, with a series of simplifications, an analytical solution could be applied to the hydrodynamic problem. The heat transfer was modeled by the energy equation and solved by the finite volume method using the analytical flow solution as an input. After a mesh refining study and model verification, the thermodynamic performance of the RBA was simulated with different working fluid flow rates, periods, temperature ranges, geometric parameters and material properties. When metallic walls thick enough to withstand the pressure that activates the BCE are used, no positive cooling capacities for the ABR are observed in the the results. This is mainly due to the high thermal inertia of these walls, the low thermal conductivity of the PDMS and an unfavorable characteristic of the experimental measurement curves of the BCE for PDMS. Therefore, this study shows that important advances related to the properties of the materials and the type of geometry of the regenerator are still necessary to motivate the experimental study of the ABR's.

Keywords: Active Caloric Regenerator. Barocaloric effect. Refrigeration. Elastomers. Finite volume method.

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 – Diagrama $S \times T$ de um material calórico	27
Figura 2.2 – Representação de um aparato para medição experimental do EBC em polímeros.....	31
Figura 2.3 – Gráfico de $T \times$ tempo típico obtido em uma medição direta de ΔT_{ad} ..	32
Figura 2.4 – Ciclo de Brayton para uma bomba de calor barocalórica.....	35
Figura 2.5 – Esquema de funcionamento de um Regenerador Barocalórico Ativo ...	37
Figura 3.1 – VNR: valores experimentais de a) $\Delta T_{ad} \times T$ e b) $T_g \times p$	40
Figura 3.2 – ASR: valores experimentais de a) $\Delta T_S \times T$ e b) $TTR \times p$	42
Figura 3.3 – Esquema de uma BDC magneto-barocalórica	47
Figura 3.4 – Sistema barocalórico acionado por recuperação de energia	48
Figura 3.5 – Bomba de calor barocalórica com refrigerante de transição sólido-líquido.....	49
Figura 4.1 – Esquema construtivo de um refrigerador barocalórico	51
Figura 4.2 – Matriz do Regenerador Barocalórico Ativo proposto – números de dutos, placas planas e blocos de MBC por placa apenas ilustrativos	52
Figura 4.3 – Plano de modelagem matemática do RBA.....	57
Figura 4.4 – Curva de transição para turbulência em escoamentos oscilatórios em baixos números de Womersley	59
Figura 5.1 – a) Representação da discretização do domínio: em verde representa-se a meia placa de material barocalórico, em laranja a parede de aço e, em degradê o meio canal de fluido; b) Notação utilizada para referir-se a um volume elementar, seus vizinhos e suas fronteiras	76
Figura 5.2 – Curvas de ΔT_{ad} da borracha PDMS em função da temperatura inicial T_0 e da variação da pressão Δp : comparação dos dados experimentais com os valores interpolados utilizados no modelo computacional.....	82
Figura 5.3 – Fluxograma simplificado do funcionamento do modelo computacional.	84
Figura 6.1 – Resultados para as geometrias de referência com paredes de aço e alumínio.....	91
Figura 6.2 – θ em função de x^* ao fim dos 4 processos do ciclo para o RBA com $\Delta T = 5 K$, $m = 0,718 kg/h$ e parede de aço inox – períodos de 10 e 50 s.....	94

Figura 6.3 – θ em função de y^* para o RBA com $\Delta T = 5 K$, $m = 0,718 kg/h$ e parede de aço inox – período de 10 s	96
Figura 6.4 – θ em função de y^* para o RBA com $\Delta T = 5 K$, $m = 0,718 kg/h$ e parede de aço inox – período de 50 s	97
Figura 6.5 – θ em função de x^* ao fim dos 4 processos do ciclo para o RBA com $\Delta T = 5 K$, $m = 1,436 kg/h$ e $P = 50 s$ – paredes de aço e alumínio	99
Figura 6.6 – Calor nas interfaces na fase de escoamento quente para o RBA com $\Delta T = 5 K$, $m = 1,436 kg/h$ e $P = 50 s$ – paredes de aço e alumínio	99
Figura 6.7 – θ em função de x^* ao fim dos 4 processos do ciclo para o RBA com $\Delta T = 5 K$, $m = 1,436 kg/h$ e $P = 50 s$ – paredes de aço e alumínio – sem condução axial.....	101
Figura 6.8 – T em função de x^* ao fim dos 4 processos do ciclo para o RBA com $\Delta T = 0,15 K$, $P = 10 s$ e parede de aço inoxidável	105
Figura 6.9 – T em função de x^* ao fim dos 4 processos do ciclo para o RBA com $\Delta T = 0,15 K$, $P = 10 s$ e parede de alumínio	106
Figura 6.10 – Resultados da primeira análise de sensibilidade da capacidade de refrigeração média em relação à espessura do MBC	109
Figura 6.11 – θ em função de x^* ao fim dos 4 processos do ciclo para $\Delta T = 5 K$, $P = 10 s$, $m = 7,179 kg/h$ e três espessuras diferentes do MBC.....	110
Figura 6.12 – Resultados da análise de sensibilidade da capacidade de refrigeração média em relação à espessura da parede de aço inox	111
Figura 6.13 – Transientes de temperaturas médias dos materiais para $\Delta T = 5 K$, $P = 30 s$, $m = 7,180 kg/h$	112
Figura 6.14 – Transientes de temperaturas médias dos materiais para $\Delta T = 5 K$, $P = 30 s$, $m = 14,36 kg/h$	114
Figura 6.15 – Resultados da análise de sensibilidade da capacidade de refrigeração média em relação à espessura do canal de escoamento	117
Figura 6.16 – T em função de x^* ao fim dos 4 processos do ciclo para o RBA com $\Delta T = 5 K$, $mHP' = 0,042kgm.s$, $P = 30 s$ – tf igual a 0,125 e 1 mm	118
Figura 6.17 – Calor nas interfaces na fase de escoamento quente para o RBA com $\Delta T = 5 K$, $mHP' = 0,042kgm.s$, $P = 30 s$ – tf igual a 0,125 e 1 mm	119
Figura 6.18 – Resultados da segunda análise de sensibilidade da capacidade de refrigeração média em relação à espessura do MBC	120

Figura 6.19 – θ em função de y^* na fase de escoamento quente com $\Delta T = 5 K$, $m = 7,18 kg/h$ e $P = 30 s$ – tb igual a 0,5 e 2 mm.....	121
Figura 6.20 – Curvas de desempenho para a geometria 1 – $P = 5 s$ a $P = 20 s$	125
Figura 6.21 – Curvas de desempenho para a geometria 1 – $P = 25 s$ a $P = 50 s$..	126
Figura 6.22 – Curvas de desempenho para a geometria 2 – $P = 5 s$ a $P = 20 s$	127
Figura 6.23 – Curvas de desempenho para a geometria 2 – $P = 25 s$ a $P = 50 s$..	128
Figura 6.24 – Resultados considerando valores artificiais para a condutividade térmica do MBC – $P = 5 s$	133
Figura 6.25 – Resultados considerando valores artificiais para a condutividade térmica do MBC – $P = 10 s$	133
Figura 6.26 – Resultados considerando valores artificiais para a condutividade térmica do MBC – $P = 20 s$	134
Figura 6.27 – Resultados considerando valores artificiais para a condutividade térmica do MBC – $P = 30 s$	135
Figura 6.28 – Resultados considerando valores artificiais para a densidade da parede metálica – $P = 5 s$	137
Figura 6.29 – Resultados considerando valores artificiais para a densidade da parede metálica – $P = 10 s$	138
Figura 6.30 – Resultados considerando valores artificiais para a densidade da parede metálica – $P = 20 s$	139
Figura 6.31 – Resultados considerando valores artificiais para a densidade da parede metálica – $P = 30 s$	140
Figura 6.32 – Resultados considerando valores artificiais para o calor específico da parede metálica – $P = 5 s$	142
Figura 6.33 – Resultados considerando valores artificiais para o calor específico da parede metálica – $P = 10 s$	143
Figura 6.34 – Resultados considerando valores artificiais para o calor específico da parede metálica – $P = 20 s$	144
Figura 6.35 – Resultados considerando valores artificiais para o calor específico da parede metálica – $P = 30 s$	145
Figura B.1 – Modelo em MEF utilizado no dimensionamento da parede metálica ..	166
Figura D.1 – Fluxos de calor nas interfaces.....	177

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1 – Polímeros barocalóricos	39
Tabela 4.1 – Materiais utilizados no RBA e suas propriedades termo-físicas	53
Tabela 4.2 – Parâmetros geométricos e operacionais das configurações iniciais.....	54
Tabela 4.3 – Escalas de tempo dos fenômenos de transporte de energia no FTC...68	
Tabela 4.4 – Escalas de tempo da condução de calor na parede e no MBC	70
Tabela 5.1 – Resultados do refino de malha espacial – Configuração 2.....	87
Tabela 5.2 – Resultados do refino de malha espacial – Configuração 1.....	87
Tabela 5.3 – Resultados do refino de malha temporal – Configuração 2.....	88
Tabela 5.4 – Resultados do refino de malha temporal – Configuração 1	88
Tabela 6.1 – Propriedades termo-físicas do alumínio 7075-T62.....	90
Tabela 6.2 – Vazões de FTC utilizadas.....	90
Tabela 6.3 – Parâmetros operacionais utilizados na primeira análise de sensibilidade de QC em relação a tb e na análise de sensibilidade de QC em relação a tw	107
Tabela 6.4 – Parâmetros operacionais utilizados na análise de sensibilidade em relação à espessura do duto e , em cinza, para a segunda análise de sensibilidade em relação à espessura do MBC – $m\ kgh / V$	116
Tabela 6.5 – Vazões utilizadas nas simulações com as geometrias hipotéticas selecionadas	123
Tabela 6.6 – Capacidades de refrigeração e amplitudes de temperatura máximas	129
Tabela 6.7 – Parâmetros operacionais utilizados nas simulações com propriedades termo-físicas artificiais.....	131
Tabela 6.8 – Principais tendências ou resultados observados (continua)	147
Tabela A.1 – Fluoretos e oxifluoretos ferroelásticos barocalóricos	161
Tabela A.2 – Materiais ferroelétricos barocalóricos.....	161
Tabela A.3 – Condutores superiônicos barocalóricos	161
Tabela A.4 – Materiais barocalóricos magnetoestruturais.....	162
Tabela A.5 – Perovskitas híbridas orgânico-inorgânicas barocalóricas	163
Tabela A.6 – <i>Spin crossovers</i> barocalóricos	163
Tabela A.7 – Polímeros barocalóricos.....	163
Tabela A.8 – Cristais plásticos barocalóricos.....	163
Tabela B.1 – Propriedades para análises estruturais.....	166

Tabela B.2 – Estudo de refino de malha para o modelo de elementos finitos.....	167
Tabela B.3 – δ_{max} em função de tw para a parede de aço inoxidável	167
Tabela B.4 – δ_{max} em função de tw para a parede de alumínio.....	168
Tabela C.1 – Coeficientes para o FTC quando $u > 0$	169
Tabela C.2 – Coeficientes para o FTC quando $u < 0$	170
Tabela C.3 – Coeficientes para a parede metálica.....	171
Tabela C.4 – Coeficientes para o MBC	172

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

ASM	<i>American Society for Metals</i>
ASR	Borracha de silicone acetóxi (<i>Acetoxy Silicone Rubber</i>)
BDC	Bomba de calor
CDS	Diferenças centrais (<i>central differencing scheme</i>)
CFC	Clorofluorcarbonos
CHEX	Trocador de calor frio (<i>cold heat exchanger</i>)
COP	Coeficiente de Desempenho (<i>Coefficient Of Performance</i>)
DSC	Calorimetria por varredura diferencial (<i>differential scanning calorimetry</i>)
EBC	Efeito barocalórico
EeC	Efeito elastocalórico
EEC	Efeito eletrocalórico
EES	<i>Engineering Equation Solver</i>
EMC	Efeito magnetocalórico
EVA	Acetato de vinil etileno
FTC	Fluido de transferência de calor
HC	Hidrocarbonetos
HCFC	Hidroclorofluorcarbonos
HFC	Hidrofluorcarbonos
HFO	Hidrofluorolefinas
HHEX	Trocador de calor quente (<i>hot heat exchanger</i>)
IIR	<i>International Institute of Refrigeration</i>
MBC	Materiais barocalóricos
MEC	Material eletrocalórico
MeC	Material elastocalórico
MEF	Método de elementos finitos

MMC	Material magnetocalórico
MVF	Método dos volumes finitos
NBR	Borracha de nitrilo butadieno (<i>nitrile butadiene rubber</i>)
NUT	Número de unidades de transferência
PDMS	Polidimetilsiloxano
PLZT	Perovskita titanato zirconato de chumbo lantânio (<i>perovskite lead lanthanum zirconate titanate</i>)
PVDF	Polivinilideno
RBA	Regenerador Barocalórico Ativo
RCA	Regenerador Calórico Ativo
RMA	Regenerador Magnetocalórico Ativo
RPD	Regime periodicamente desenvolvido
SI	Sistema Internacional de Unidades
TDMA	<i>TriDiagonal Matrix Algorithm</i>
TRL	Nível de Maturidade Tecnológica (<i>Technology Readiness Level</i>)
UDS	Derivada a montante (<i>upstream differencing scheme</i>)
VNR	Borracha natural vulcanizada (<i>vulcanized natural rubber</i>)

LISTA DE SÍMBOLOS

Gerais

A	Coeficientes das equações discretizadas do MVF	-
A_0	Amplitude de oscilação do gradiente de pressão dividido pela densidade do fluido	m/s ²
B	Coeficiente das equações discretizadas do MVF	-
c	Calor específico	J/kg-K
D_H	Diâmetro hidráulico dos dutos de escoamento	m
E	Módulo de elasticidade	GPa
Fo_{D_H}	Número de Fourier baseado no diâmetro hidráulico	-
F_S	Fator de segurança para o dimensionamento estrutural da parede metálica	-
f	Frequência de operação do RBA	Hz
G	Módulo de cisalhamento	GPa
g_x	Componente longitudinal da aceleração da gravidade	m/s ²
H	Altura da matriz do RBA	m
i	Campo magnético, elétrico, de tensão uniaxial ou de compressão isotrópica	-
K	Módulo volumétrico	GPa
k	Condutividade térmica	W/m-K
L	Comprimento da matriz do RBA na direção longitudinal	m
L'	Comprimento dos blocos de MBC da matriz do RBA	m
\dot{m}	Vazão mássica instantânea do escoamento	kg/s
\bar{m}	Vazão mássica média de FTC – massa de FTC que entra em um trocador de calor durante um ciclo dividida pelo período	kg/h
\dot{m}'_{HP}	Vazão mássica de FTC em um duto por metro de altura do RBA caso o gradiente de pressão máximo fosse aplicado em regime permanente	kg/m-s
N	Número de dutos do RBA	-

\overline{Nu}_{DH}	Média temporal e espacial do número de Nusselt	-
n	Número de ciclos; ou Parâmetro de definição do refino de malha do MVF ou MEF	-
P	Período	s
Pe_{DH}	Número de Péclet baseado no diâmetro hidráulico	-
p	Pressão	MPa
Q	Calor	J
\dot{Q}	Taxa de transferência de calor	W
Q'	Calor transferido através de uma interface por unidade de comprimento longitudinal em um processo de escoamento	J/m
\bar{Q}_C	Taxa de refrigeração média	W
$\bar{Q}_{C,max}$	Taxa de refrigeração média com $\Delta T = 0$	W
$Q(t) _{ciclo}$	Diferença entre os níveis máximo e mínimo de energia armazenada nas placas sólidas do regenerador por metro de altura	J/m
q''	Fluxo de calor	W/m ²
q'''	Taxa de geração interna de energia por unidade de volume	W/m ³
\mathcal{R}	Resíduo total das equações algébricas	-
$Re_{\omega(DH)}$	Número de Reynolds cinético baseado no diâmetro hidráulico	-
S	Entropia	J/K
T	Temperatura	K
\dot{T}	Taxa de variação de temperatura	K/s
\bar{T}	Média na direção transversal da temperatura de um meio ou temperatura de mistura (no caso do fluido)	K
t	Espessuras dos materiais do RBA na direção transversal	m
τ	Tempo	s
τ_{sim}	Duração de uma simulação	h
U	Velocidade média de um escoamento em regime estacionário	m/s
u	Componente da velocidade do fluido na direção axial	m/s
\bar{u}	Média na direção transversal da velocidade do escoamento	m/s

V	Volume	m^3
\tilde{V}	Razão de enchimento dos dutos	-
v	Componente da velocidade do fluido na direção transversal	m/s
\dot{W}_B	Potência consumida pelas bombas	W
\dot{W}_P	Potência consumida pela prensa hidráulica	W
Wo	Número adimensional de Womersley	-
w	Componente da velocidade do fluido na direção vertical	m/s
x	Coordenada longitudinal (ou axial)	m
y	Coordenada transversal	m
z	Coordenada vertical	m

Gregos

α	Difusividade térmica	m^2/s
β	Coeficiente de expansão térmica	-
γ	Razão entre o diâmetro hidráulico e o comprimento dos dutos	-
Δ	Variação de uma grandeza física	-
$\overline{\Delta d}$	Média (calculada ao longo da direção transversal ao escoamento) do máximo deslocamento das partículas fluidas durante um ciclo	m
ΔT	Amplitude de temperatura do RBA	K
ΔT_{max}	Amplitude de temperatura do RBA com $\bar{Q}_C = 0$	K
Δx	Comprimento dos volumes elementares na direção x	m
Δy	Comprimento dos volumes elementares na direção y	m
$\Delta \tau$	Passo de tempo adimensional	-
δ_{adm}	Valor máximo admissível de δ_{max}	mm
δ_{max}	Deflexão máxima da superfície da parede metálica em contato com o FTC	mm
ε	Critério de convergência do TDMA	-
ε_V	Deformação volumétrica	-

ζ	Variável fictícia para a solução analítica do modelo matemático do escoamento	-
θ	Temperatura adimensional	-
$\bar{\theta}$	Média na direção transversal da temperatura adimensional de um meio ou temperatura de mistura adimensional (no caso do fluido)	-
μ	Viscosidade dinâmica	Pa.s
ν	Viscosidade cinemática	m ² /s
ξ	Efetividade do regenerador	-
ρ	Densidade	kg/m ³
τ	Tempo adimensional	-
ν	Coeficiente de Poisson	-
ϕ	Parâmetro adimensional de similaridade do escoamento	-
χ	Dissipação viscosa	1/s ²
ψ	Parâmetro de transição do escoamento para a turbulência	-
Ω	Define a formulação de interpolação temporal no MVF	-
ω	Frequência angular	rad/s

Subscritos

0	Valor inicial	-
<i>AI</i>	Referente ao aço inoxidável AISI 304	-
<i>a</i>	Associado à advecção	-
<i>ad</i>	Adiabático	-
<i>amp</i>	Amplitude de oscilação	-
<i>b</i>	Relativo ao material barocalórico	-
<i>C</i>	Relativo ao trocador de calor frio	-
<i>c</i>	Associado à condução de calor	-
<i>dv</i>	Associado à dissipação viscosa	-
<i>E</i>	Ponto nodal a leste (<i>east</i>) do volume elementar de referência	-

e	Fronteira leste (<i>east</i>) do volume elementar de referência	-
f	Relativo ao fluido de transferência de calor	-
fw	Interface fluido-parede	-
H	Relativo ao trocador de calor quente	-
HP	Hagen-Poiseuille	-
max	Valor máximo	-
N	Ponto nodal a norte do volume elementar de referência	-
n	Fronteira norte do volume elementar de referência	-
P	Ponto nodal do volume elementar de referência	-
p	Processo isobárico	-
S	Processo isentrópico; ou	-
	Ponto nodal a sul do volume elementar de referência	-
s	Fronteira sul do volume elementar de referência	-
T	Processo isotérmico	-
W	Ponto nodal a oeste (<i>west</i>) do volume elementar de referência	-
w	Relativo à parede metálica (<i>wall</i>); ou	-
	Fronteira oeste (<i>west</i>) do volume elementar de referência	-
wb	Interface parede-MBC	-

Sobrescritos

0	Valor inicial	-
-	Valor mínimo de uma coordenada	-
+	Valor máximo de uma coordenada	-
'	Por unidade de comprimento	-
*	Variável adimensionalizada	-
j	Nível iterativo em um passo de tempo da solução por MVF	-

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	22
1.1	Contextualização	22
1.2	Objetivos	25
2	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	26
2.1	Efeito i-calórico	26
2.2	Caracterização experimental do efeito barocalórico	28
2.2.1	<i>Método indireto</i>	28
2.2.2	<i>Método quasi-direto</i>	29
2.2.3	<i>Método direto</i>	30
2.3	Bomba de calor barocalórica e Regenerador Barocalórico Ativo	34
3	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	38
3.1	Materiais Barocalóricos	38
3.2	Aplicabilidade	42
3.2.1	<i>Modelos teóricos</i>	42
3.2.2	<i>Possíveis aplicações práticas</i>	46
4	MODELAGEM MATEMÁTICA	50
4.1	Problema físico	50
4.1.1	<i>Propriedades e parâmetros geométricos e operacionais</i>	53
4.2	Modelagem matemática	56
4.2.1	<i>Modelagem para o escoamento</i>	58
4.2.1.1	<i>Definição do regime de escoamento</i>	58
4.2.1.2	<i>Equações de Conservação</i>	61
4.2.2	<i>Modelagem para a transferência de calor</i>	65
4.2.2.1	<i>Fluido de transferência de calor (FTC)</i>	67
4.2.2.2	<i>Parede metálica e material barocalórico (MBC)</i>	70
5	METODOLOGIA DE SOLUÇÃO ANALÍTICA-NUMÉRICA	73
5.1	Solução do modelo do escoamento	73
5.2	Solução do modelo da transferência de calor	75
5.3	Simulação do efeito barocalórico	81
5.4	Critério de parada para regime periodicamente desenvolvido ...	83
5.5	Estudo de refino de malha	85
6	RESULTADOS E DISCUSSÕES	89
6.1	Geometrias de referência	89
6.1.1	<i>Influência das curvas prescritas do efeito barocalórico</i>	92
6.1.2	<i>Influência do período do ciclo</i>	93
6.1.3	<i>Influência do material da parede</i>	97
6.1.4	<i>Influência da amplitude de temperatura</i>	102
6.1.5	<i>Influência da vazão de fluido de transferência de calor</i>	102
6.2	Avaliação da sensibilidade do desempenho termodinâmico do RBA em relação a parâmetros geométricos	106
6.2.1	<i>Primeira análise de sensibilidade em relação à espessura do material barocalórico</i>	107
6.2.2	<i>Sensibilidade em relação à espessura da parede metálica</i>	111

6.2.3	<i>Sensibilidade em relação à espessura do canal de escoamento</i>	115
6.2.4	<i>Segunda análise de sensibilidade em relação à espessura do material barocalórico</i>	119
6.3	Geometrias hipotéticas selecionadas	122
6.4	Propriedades artificiais	130
6.4.1	<i>Condutividade térmica do MBC</i>	132
6.4.2	<i>Densidade da parede metálica</i>	136
6.4.3	<i>Calor específico da parede metálica</i>	141
6.5	Síntese dos resultados	146
7	CONCLUSÃO	149
7.1	Sugestões para trabalhos futuros	153
	REFERÊNCIAS	154
	APÊNDICE A – DADOS DE CARACTERIZAÇÃO DO EBC DE MATERIAIS BAROCALÓRICOS CONHECIDOS	161
	APÊNDICE B – DIMENSIONAMENTO ESTRUTURAL DA PAREDE METÁLICA	164
	APÊNDICE C – COEFICIENTES DAS EQUAÇÕES APROXIMADAS DO MVF	169
	APÊNDICE D – VERIFICAÇÃO DO MODELO E DA IMPLEMENTAÇÃO COMPUTACIONAL DA SOLUÇÃO NUMÉRICA	173
	D.1 Comparação de resultados para um regenerador passivo .	173
	D.2 Conservação dos fluxos de calor nas interfaces	175
	D.3 Número de Nusselt médio	177

1 INTRODUÇÃO

1.1 Contextualização

As bombas de calor, empregadas para refrigeração ou para aquecimento, são utilizadas nas mais diversas áreas de interesse do homem, seja na climatização de ambientes, seja no armazenamento de alimentos e medicamentos, em processos industriais, ou em outras áreas. Com esta vasta gama de aplicações, elas se tornam equipamentos com grande participação na economia global. O *International Institute of Refrigeration* (2019) estima que:

[...] o número total de sistemas de refrigeração, condicionamento de ar e bombeamento de calor em operação no mundo é aproximadamente 5 bilhões. As vendas anuais globais destes equipamentos somam cerca de 500 bilhões de dólares. Mais de 15 milhões de pessoas em todo o mundo são empregadas no setor de refrigeração, que consome cerca de 20% de toda a eletricidade usada no mundo. (IIR, 2019, p. 4, tradução nossa).¹

Quando se deseja bombear calor, a tecnologia mais utilizada é a compressão de vapor. Em 2013, nas edificações residenciais e comerciais dos Estados Unidos, 99% do consumo de energia com refrigeração se devia a sistemas de compressão de vapor (GOETZLER *et al.*, 2014). Porém, mesmo quase 200 anos depois do surgimento desta tecnologia, pode-se considerar que ela ainda não apresenta um bom rendimento, tomando como base a literatura recente que, em geral, reporta valores de eficiência exérgica destes equipamentos menores que 50% (ANAND; TYAGI, 2012; CHANDRASEKHARAN, 2014; MISHRA, 2014; MOTA-BABILONI *et al.*, 2018).

Um dos fatores que se torna um óbice para o aumento desta eficiência é a necessidade de se selecionar fluidos de trabalho conciliando o desempenho termodinâmico com outros critérios e restrições que surgiram ao longo dos anos. Nos primeiros cem anos de existência dos refrigeradores por compressão de vapor o único critério para escolha do fluido de trabalho era o funcionamento do equipamento, então eram utilizados fluidos voláteis e de fácil obtenção, como a amônia, gás carbônico, propano e outros. Na década de 1930, iniciou-se a busca por segurança e durabilidade para que os refrigeradores se adequassem ao uso doméstico. Assim, a toxicidade,

¹ [...] the total number of refrigeration, air-conditioning and heat pump systems in operation worldwide is roughly 5 billion. Global annual sales of such equipment amount to roughly 500 billion USD. Over 15 million people are employed worldwide in the refrigeration sector which consumes about 20% of the overall electricity used worldwide.

inflamabilidade e estabilidade do fluido refrigerante passaram a ser critérios importantes, e os clorofluorcarbonos (CFC's), hidroclorofluorcarbonos (HCFC's) e hidrofluorcarbonos (HFC's) começaram a ser sintetizados e aplicados.

Posteriormente, com o início do Protocolo de Montreal em 1987, diversas restrições passaram a ser impostas sobre o uso dos CFC's e HCFC's devido ao potencial de destruição da camada de ozônio destas substâncias. Na década seguinte, em 1997, o Protocolo de Kyoto criou restrições também para os HFC's visando o controle do aquecimento global.

Como resultado, muitos dos refrigerantes utilizados atualmente estão em fase de redução gradativa do uso em diversos países e os pesquisadores voltam o seu foco para alguns dos primeiros refrigerantes utilizados (CO_2 , hidrocarbonetos (HC's) e amônia), para as hidrofluorolefinas (HFO's) e misturas de alguns destes fluidos com HFC's. Contudo, todos estes fluidos apresentam ao menos uma característica que ainda motiva a busca por outras opções de fluido ou de tecnologia de bombeamento de calor.

O CO_2 é incolor e inodoro, e, em concentrações relativamente baixas no ar, pode prejudicar a saúde humana. Além disso, passa por elevadas pressões em parte do ciclo e possui uma baixa temperatura crítica. Estes fatores dão origem a necessidades especiais no projeto do sistema para evitar vazamentos, explosões e permitir o funcionamento do ciclo transcítico. A aplicação dos HC's e da amônia é limitada devido à inflamabilidade destes fluidos, enquanto as HFO's apresentam custo elevado (CALM, 2008; ROY; HALDER, 2020).

Neste contexto, se torna útil a busca por tecnologias de bombeamento de calor que operem segundo diferentes princípios físicos para explorar a possibilidade de se desenvolver equipamentos com melhor desempenho, maior segurança, menor custo e/ou menores danos ambientais. Um princípio físico que vem se mostrando como um bom candidato neste sentido é o efeito *i*-calórico observado em alguns materiais. Uma das formas que este efeito se manifesta é por variação da temperatura do material decorrente de uma variação adiabática de algum tipo de campo, simbolizado por *i*. *i* pode ser um campo magnético (efeito magnetocalórico – EMC), elétrico (efeito eletrocalórico – EEC), de tração uniaxial (efeito elastocalórico – EeC) ou compressão hidrostática/isotrópica (efeito barocalórico – EBC), sendo que os dois últimos são comumente agrupados como efeito mecanocalórico (KITANOVSKI *et al.*, 2015a; MOYA *et al.*, 2015).

Dos efeitos *i*-calóricos, o acionado por campo magnético foi o mais estudado e aplicado em protótipos de bombas de calor até aqui. Ainda em 1976 era divulgado o desenvolvimento do primeiro protótipo de bomba de calor (BDC) magnetocalórica operando em temperatura ambiente (BROWN, 1976), e de lá para cá vários outros foram construídos (GRECO *et al.*, 2019). Alguns fatores, entretanto, dificultam o avanço desta tecnologia e a sua penetração no mercado. Cita-se por exemplo o seu desempenho ainda inferior ao dos sistemas a compressão mecânica, além da irregularidade no fornecimento global e o alto custo dos metais de terras raras usados na fabricação dos ímãs permanentes e das matrizes magnetocalóricas (KITANOVSKI *et al.*, 2015b). Outra dificuldade intrínseca a estes equipamentos é a sua restrita faixa de temperatura de operação, uma vez que o EMC apresenta um pico na temperatura de Curie do material e cai sensivelmente a medida que a temperatura se afasta dela. Para contornar este problema são utilizadas camadas adjacentes de material magnetocalórico com diferentes temperaturas de transição, mas isto agrega maior complexidade ao projeto devido à dificuldade em se controlar esta propriedade ao longo da matriz no processo de fabricação (GOVINDAPPA *et al.*, 2017; TREVIZOLI; BARBOSA JR., 2020).

Ainda em se tratando de métodos alternativos para bombear calor, Goetzler *et al.* (2014) analisaram 17 tecnologias não-convencionais – dentre elas a BDC magnetocalórica – quanto ao seu potencial para competir com a compressão de vapor em economia de energia. O estudo concluiu que a alternativa mais proeminente dentre as avaliadas é a BDC cujo princípio físico de funcionamento é o efeito mecanocalórico. Somado a isto, o subtipo barocalórico deste efeito foi o menos estudado dentre os quatro efeitos *i*-calóricos desde o surgimento desta linha de pesquisa, de tal maneira que ainda não se encontram em artigos científicos resultados experimentais relativos ao desempenho de bombas de calor barocalóricas (GRECO *et al.*, 2019; JOHRA, 2022).

Apesar da inexistência de publicações sobre protótipos deste tipo, os primeiros passos estão sendo dados nesta direção por meio da descoberta de efeitos barocalóricos consideráveis em diversos materiais, especialmente nos últimos dez anos. A borracha PDMS (polidimetilsiloxano) por exemplo, resfria cerca de 28 K quando descomprimida de 390 até 0 MPa. Este valor é quase o dobro dos 15 K observados no gadolínio (Gd) (material mais utilizado na refrigeração magnética) quando o campo magnético aplicado varia 7,5 T. Porém, são pelo menos dois os

fatores que justificam a demora em se partir para a prototipagem. Primeiro, os maiores EBC são observados em materiais de condutividade térmica e densidade baixas. E segundo, existem na literatura poucos modelos teóricos e simulações estimando qual seria o desempenho de uma BDC utilizando um destes materiais como refrigerante sólido (CARVALHO *et al.*, 2018; LLOVERAS; TAMARIT, 2021; TREVIZOLI; BARBOSA JR., 2020).

Expostos os principais pontos que possibilitam a compreensão do contexto no qual se insere este trabalho, e também a sua motivação, especifica-se na seção seguinte o seu objetivo.

1.2 Objetivos

A pesquisa apresentada nesta dissertação tem os seguintes objetivos:

- A) Propor um modelo que permita simular parâmetros termodinâmicos de desempenho de um refrigerador barocalórico a partir de dados experimentais de caracterização do EBC do refrigerante sólido escolhido;
- B) Avaliar o potencial da borracha PDMS para ser aplicada como refrigerante sólido neste refrigerador, contribuindo assim para suprir a escassez de dados teóricos mencionada na seção anterior;
- C) Identificar as principais características (geométricas, operacionais ou propriedades de materiais) do sistema estudado que favorecem ou prejudicam seu desempenho.

O objetivo A foi alcançado por meio do desenvolvimento de um modelo matemático híbrido analítico-numérico do desempenho de um Regenerador Barocalórico Ativo (RBA) de placas paralelas, que opera como um refrigerador. Este modelo e sua implementação computacional são descritos em detalhes nos Capítulos 0 e 5. Posteriormente, como apresentado no Capítulo 6, o programa desenvolvido foi utilizado para a consecução dos objetivos B e C. Antes disto, os fundamentos teóricos da refrigeração barocalórica são explanados no Capítulo 2, bem como é feita no Capítulo 3 uma revisão bibliográfica acerca dos materiais barocalóricos e do estado da arte das suas possíveis aplicações em bombas de calor.

2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

O presente capítulo irá apresentar os principais aspectos teóricos acerca do efeito i -calórico, sua medição e caracterização, bem como sua aplicação em um ciclo termodinâmico para bombeamento de calor. Esses aspectos são fundamentais para a construção da linha de conhecimento desenvolvida ao longo dessa dissertação.

2.1 Efeito i -calórico

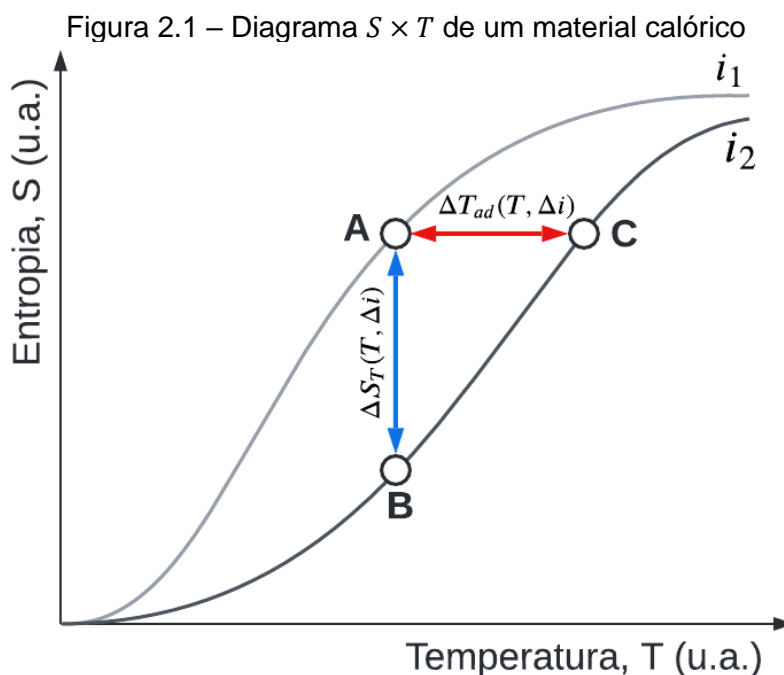
Alguns materiais, quando submetidos a uma variação isotérmica de algum tipo de campo externo i que atua sobre eles, passam a ter um maior ordenamento de algum tipo de arranjo interno, seja este arranjo: (i) uma estrutura cristalina ou amorfa, (ii) a orientação dos spins magnéticos, ou (iii) a orientação dos dipolos elétricos. Este maior grau de ordem está diretamente relacionado a uma menor entropia total (S). Porém, se esta alteração de campo externo for rápida, não havendo tempo para a troca de calor com o ambiente, o processo pode ser considerado adiabático. Na ausência de qualquer irreversibilidade interna (geração de entropia), a Segunda Lei da Termodinâmica implica que o processo adiabático e reversível, deve ser também isentrópico ($\Delta S_{ad} = 0$). Por consequência, a temperatura do material deve aumentar para que o nível de desordem interna se mantenha constante.

Essas são duas maneiras de se caracterizar e quantificar o efeito i -calórico: seja pela variação isotérmica de entropia ($|\Delta S_T|$), como no primeiro caso; ou pela variação adiabática de temperatura (ΔT_{ad} ou ΔT_S) no segundo. Por vezes, uma dessas métricas é simplesmente chamada de efeito calórico, e por meio delas pode-se comparar diferentes materiais. É importante mencionar que este efeito é reversível, ou seja, também ocorre no sentido inverso. A diminuição do campo externo i leva a valores de ΔS_T ou de ΔT_{ad} de sinais opostos aos que são observados quando se aumenta o campo, embora não necessariamente com os mesmos valores absolutos, na presença de irreversibilidades internas (TAKEUCHI; SANDEMAN, 2015).

Graficamente, o efeito i -calórico pode ser compreendido em um diagrama $S \times T$ como o da Figura 2.1. Nele são mostradas curvas de entropia em função da temperatura do material i -calórico em duas intensidades do campo i , sendo $i_2 > i_1$. Como no campo maior há uma menor desordem interna, a curva $S(T, i_2)$ aparece abaixo da $S(T, i_1)$. Assim, ao aumentar o campo externo sobre o material inicialmente

no estado A (evoluindo de i_1 para i_2 e, portanto, $\Delta i = i_2 - i_1$) em um processo isotérmico, atinge-se o estado B com a variação de entropia $\Delta S_T(T, \Delta i)$. Concomitantemente, se o processo for reversível, o material libera o calor associado à área a esquerda da reta AB. Note que, ao remover o campo em um processo reversível, sendo $\Delta i = i_1 - i_2$, retorna-se ao estado inicial A, logo, $\Delta S_T(T, \Delta i) = -\Delta S_T(T, -\Delta i)$.

Agora, se o campo for aplicado adiabaticamente ($\Delta i = i_2 - i_1$), partindo-se novamente do estado A, o material irá para o estado C, observando o aumento de temperatura $\Delta T_{ad}(T, \Delta i)$, consequente de um processo isentrópico. Ao remover o campo externo adiabaticamente ($\Delta i = i_1 - i_2$), partindo do estado C, de maneira reversível, retorna-se ao estado A. Assim, chega-se à relação $\Delta T_{ad}(T_A, \Delta i) = -\Delta T_{ad}(T_C, -\Delta i)$, na qual destaca-se, porém, que as temperaturas iniciais de aplicação e remoção de campo que resultam no mesmo módulo de ΔT_{ad} são diferentes. Esse resultado é conhecido como a reversibilidade do efeito i -calórico, sendo as seguintes relações termodinâmicas as que melhor o representam: $S(T, i_1) = S(T + \Delta T_{ad}(T, \Delta i), i_2)$ e $T_C = T_A + \Delta T_{ad}(T_A, \Delta i)$ (BAHL; NIELSEN, 2009; TREVIZOLI *et al.*, 2012).



Fonte: Adaptado de Oliveira, von Ranke e Troper (2014).

Os materiais calóricos são comumente classificados de acordo com o tipo de campo que ativa o efeito. Se um campo magnético provoca a resposta termodinâmica

tem-se um material magnetocalórico (MMC). Analogamente, para um campo elétrico tem-se um material eletrocalórico (MEC), para tração uniaxial tem-se os elastocalóricos (MeC) e para um campo de compressão hidrostática tem-se os materiais barocalóricos (MBC), que são o tipo mais relevante para esta pesquisa (MOYA *et al.*, 2015).

2.2 Caracterização experimental do efeito barocalórico

Segundo Mañosa e Planes (2017) três métodos de caracterização experimental do EBC podem ser utilizados: indireto, *quasi*-direto e direto. A seguir disserta-se sobre os três de acordo com a conceituação dos autores mencionados.

2.2.1 Método indireto

O método indireto consiste em se medir curvas de $\varepsilon_V \times T$ do MBC sob pressão hidrostática constante, sendo ε_V a deformação volumétrica da amostra ($\varepsilon_V = \Delta V/V_0$). São medidas curvas de $\varepsilon_{V,p}(T)$ sob diversos valores de pressão (manométrica) diferentes ($p \geq 0$) e a partir da derivada destas curvas calcula-se a variação de entropia isotérmica $\Delta S_T(T, 0 \rightarrow p)$ na temperatura e variação de pressão desejadas. Os valores de ΔS_T são obtidos resolvendo numericamente a relação de Maxwell (Equação 2.1). Na seção 2.2.3 apresenta-se o aparato experimental desenvolvido por Bom *et al.* (2017) utilizado para a medição das curvas de $\varepsilon_V \times T$ e também para a medição de ΔT_{ad} pelo método direto em alguns polímeros.

$$\Delta S_T(T, 0 \rightarrow p) = V_0 \int_0^{-p} \left(\frac{\partial \varepsilon_V}{\partial T} \right)_p dp \quad 2.1$$

A variação de temperatura adiabática $\Delta T_S(S, 0 \rightarrow p)$ pode ser calculada numericamente pela mesma relação de Maxwell escrita na forma da Equação 2.2, na qual c_p é o calor específico a pressão constante do material.

$$\Delta T_S(S, 0 \rightarrow p) = -V_0 \int_0^{-p} \frac{T}{c_p} \left(\frac{\partial \varepsilon_V}{\partial T} \right)_p dp \quad 2.2$$

2.2.2 Método quasi-direto

Para alguns materiais barocalóricos a deformação volumétrica com a pressão é muito pequena, sendo tecnicamente inviável a medição de $\left(\frac{\partial \varepsilon_v}{\partial T}\right)_p$ com precisão suficiente para se calcular ΔS_T ou ΔT_S com nível de incerteza satisfatório. Nestes casos, uma possível alternativa é o uso de técnicas de calorimetria sob pressão hidrostática constante para obter as curvas isobáricas de entropia em função da temperatura ($S_p(T)$), o que Mañosa e Planes (2017) definem como o método *quasi-direto*. As curvas de $S_p(T)$ em diferentes pressões são determinadas pela Equação 2.3 em conjunto com os dados obtidos da aplicação da calorimetria. Nesta equação T_0 é a temperatura inicial da amostra de MBC, \dot{T} é taxa de variação de temperatura, $\dot{Q}(T)$ é o fluxo de calor transferido para a amostra e $S_{ref}(T_0, p)$ é o nível de entropia de referência (Li *et al.*, 2019).

$$S_p(T) = S_{ref}(T_0, p) + \int_{T_0}^T \frac{1}{T} \frac{\dot{Q}(T)}{\dot{T}} dT \quad 2.3$$

Medindo-se curvas de $S_p(T, p)$ para diversas pressões (p_1, p_2, \dots, p_n), desde que conhecidas as diferenças entre os níveis de referência de entropia em cada pressão ($S_{ref}(T_0, p)$), pode-se calcular as métricas de caracterização do efeito barocalórico pelas equações 2.4 e 2.5. Observe que essa caracterização é graficamente ilustrada na Figura 2.1, explicada anteriormente.

$$\Delta S_T(T, 0 \rightarrow p) = S_p(T, p) - S_p(T, 0) \quad 2.4$$

$$\Delta T_{ad}(S, 0 \rightarrow p) = T(S, p) - T(S, 0) \quad 2.5$$

Um exemplo de aplicação deste método de caracterização é o trabalho de Li *et al.* (2019), no qual mediu-se variação de entropia isotérmica do cristal plástico neopentil glicol utilizando calorimetria por varredura diferencial (DSC – *differential scanning calorimetry*) em pressões hidrostáticas de até 91 MPa, aplicadas imergindo a amostra em gás nitrogênio pressurizado. A temperatura foi variada a uma taxa \dot{T} de 0,1 K/min enquanto o fluxo de calor era medido. Foram obtidos valores classificados

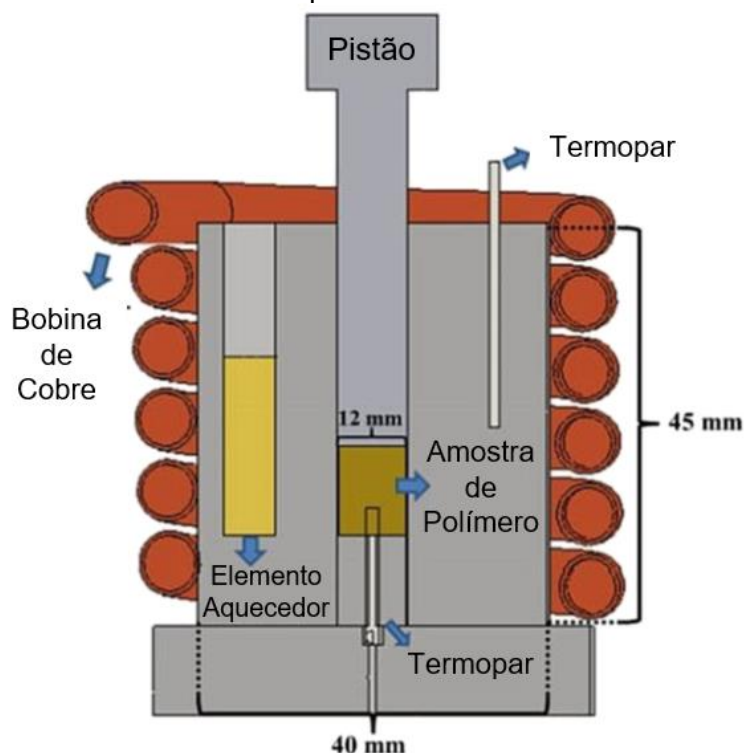
como colossais de ΔS_T , atingindo até 384 J/kg-K. A variação adiabática de temperatura entretanto, foi estimada pela expressão simplificada $\Delta T_{ad} = -T \cdot \Delta S_T / c_p$ (que difere da Equação 2.2 por considerar T e c_p constantes), e não pela Equação 2.5, tendo sido obtido um valor máximo de aproximadamente 50 K para esta variável. Porém deve-se ter em mente que este método de cálculo de ΔT_{ad} , apesar de ser bastante utilizado, se torna menos assertivo a medida que a variação de temperatura aumenta (já que ΔS_T varia com a temperatura) e que o calor específico varia com a mudança de campo e de temperatura, sendo então recomendado apenas para variações pequenas de temperatura (MAÑOSA; PLANES, 2017; MOYA; KARNARAYAN; MATHUR, 2014).

2.2.3 Método direto

No que concerne ao método direto, não é raro encontrar estudos deste tipo para quantificar a variação de temperatura adiabática, o que é feito basicamente mantendo um termopar em contato com o MBC enquanto se varia a pressão de forma isotrópica. Esse processo deve ser rápido o suficiente para minimizar as trocas de calor, aproximando a medição de condições adiabáticas. Bom *et al.* (2017) desenvolveram um aparato experimental para medição do EBC em polímeros elastômeros, utilizado para realizar medições do ΔT_{ad} em amostras de borracha natural vulcanizada (BOM *et al.*, 2018; USUDA; BOM; CARVALHO, 2017), borracha de nitrilo butadieno (USUDA *et al.*, 2019), borracha de silicone acetóxi (IMAMURA *et al.*, 2020) e também no polidimetilsiloxano (CARVALHO *et al.*, 2018). Este último é o polímero aplicado como material barocalórico (refrigerante sólido) no presente trabalho, então explica-se a seguir mais detalhes sobre este aparato e metodologia experimental.

Na Figura 2.2 encontra-se esquematizado o equipamento de medição em questão. Este conta com um cilindro rígido com um furo passante central (a câmara de medição), um pistão, uma peça para fechar o furo na parte inferior da câmara e um suporte colocado abaixo do conjunto, sendo todos estes componentes de aço inoxidável. Uma amostra cilíndrica do MBC é posicionada dentro do furo, entre o pistão e a peça inferior que fecha a câmara. Um termopar é inserido até 5 mm dentro da amostra através de um furo menor por baixo do equipamento, e outro termopar é inserido no cilindro externo a meia altura.

Figura 2.2 – Representação de um aparato para medição experimental do EBC em polímeros



Fonte: Adaptado de Bom *et al.*(2017).

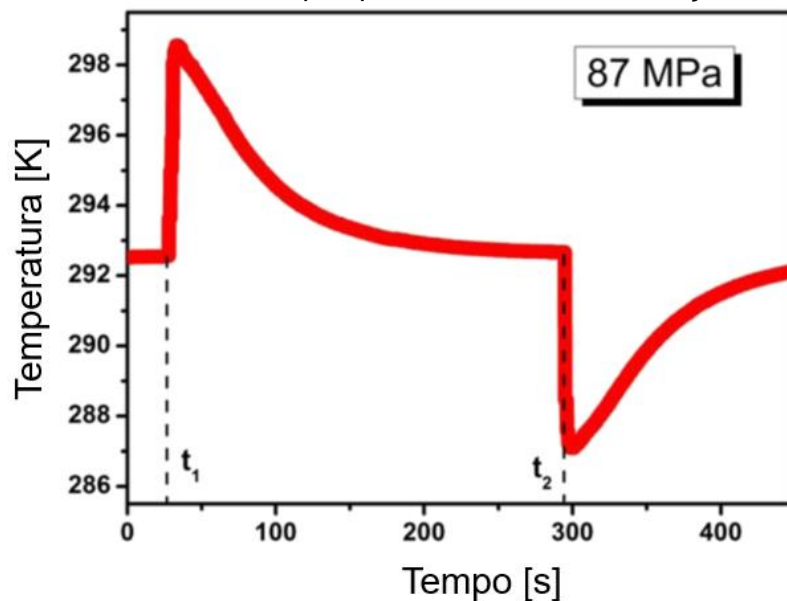
Para controle da temperatura do sistema existem três resistências inseridas axissimetricamente na estrutura da câmara e uma bobina de cobre ao seu redor, por dentro da qual pode escoar água ou nitrogênio líquido. Para temperaturas entre 263 e 372 K, água de um banho termostático circula na bobina. Acima deste intervalo, até 393 K, as resistências aquecem o sistema. Abaixo deste intervalo, até 223 K, nitrogênio líquido circula na bobina e as resistências controlam a temperatura. É utilizado um controlador proporcional integral derivativo para controlar a corrente nas resistências utilizando *feedback* dos dois termopares.

Para comprimir o MBC uma prensa hidráulica manual atua sobre o pistão enquanto uma célula de carga localizada abaixo do suporte mede a força aplicada. A prensa utilizada permite comprimir a amostra a uma taxa de $\sim 0,1$ GPa/s e descomprimir a $\sim 1,5$ GPa/s, sendo que quanto maiores forem estas taxas mais próximo se está da condição adiabática. Um sensor linear de deslocamento é fixado ao pistão para possibilitar a medição da deformação da amostra.

O processo de medição direta de ΔT_{ad} consiste em estabilizar e homogeneizar a temperatura da câmara e do MBC com o sistema de controle descrito e aplicar a pressão na maior taxa possível até o valor desejado, provocando aumento da

temperatura da amostra devido ao EBC ($+\Delta T_{ad}$). Então espera-se o retorno da temperatura até o valor inicial e remove-se a pressão rapidamente, de forma a medir a diminuição de temperatura adiabática ($-\Delta T_{ad}$). Com este procedimento obtém-se o resultado mostrado na Figura 2.3, na qual se observa na borracha natural vulcanizada um ΔT_{ad} de aproximadamente 6 K na compressão e cerca de -5,5 K na descompressão, para uma temperatura inicial de 292,5 K e Δp de 87 MPa.

Figura 2.3 – Gráfico de $T \times$ tempo típico obtido em uma medição direta de ΔT_{ad}



Fonte: Adaptado de Bom *et al.* (2017).

Este mesmo equipamento foi utilizado também para a medição de curvas de $\varepsilon_V \times T$ nos mesmos polímeros, que foram utilizadas para o cálculo de ΔS_T pela Equação 2.1. Estas curvas foram medidas fixando a pressão imposta pela prensa e medindo o deslocamento do pistão causado pela dilatação/contração térmica durante o aumento/redução da temperatura. Neste tipo de experimento a pressão é aplicada isotropicamente, e não uniaxialmente, para que o material suporte maiores pressões sem apresentar grande deformação plástica (RODRIGUEZ; FILSKO, 1982).

Em um primeiro momento isto pode parecer contraditório considerando que no equipamento mencionado a pressão é aplicada uniaxialmente pelo pistão. Ocorre, entretanto, que para alguns materiais, quando a deformação (que ocorreria por efeito de Poisson) é restringida nas duas direções cartesianas transversais à de compressão, as forças de reação das paredes também comprimem o material e formam o estado tridimensional de tensões isotrópico. Para que isto seja válido, é

necessário que o módulo de cisalhamento (G) do material seja muito menor que o seu módulo volumétrico (K). Para materiais homogêneos, isotrópicos e de comportamento linear elástico o coeficiente de Poisson é dado por $\nu = (3B - 2G)/(6B + 2G)$. Se $G \ll B$ tem-se que $\nu \cong 0,5$, que é outra forma de se definir o requisito para que a aplicação uniaxial da compressão gere tensões hidrostáticas. Para muitos polímeros, ν de fato é aproximadamente igual a 0,5, o que justifica a forma como o equipamento de medição descrito opera. A demonstração da validade deste critério, que parte da teoria da elasticidade de Landau modificada, é apresentada por Carvalho *et al.* (2018).

Para muitos MBC's entretanto, ν difere consideravelmente de 0,5. A medição direta do EBC nestes casos é feita com a amostra imersa em um meio geralmente líquido, que converte a compressão uniaxial em hidrostática. Com este método foram medidas as variações adiabáticas de temperatura em materiais como o composto intermetálico $\text{LaFe}_{11,33}\text{Co}_{0,47}\text{Si}_{1,2}$ (MAÑOSA *et al.*, 2011) e a liga $\text{Gd}_5\text{Si}_2\text{Ge}_2$ (YUCE *et al.*, 2012), utilizando um líquido criogênico não especificado como meio de transmissão da pressão. Recentemente, Liu *et al.* (2022) mediram ΔT_{ad} por um método direto no composto intermetálico $\text{La}_{1,2}\text{Ce}_{0,8}\text{Fe}_{11}\text{Si}_2\text{H}_{1,86}$ usando um sólido flexível – pirofilita cúbica – como meio de transmissão de pressão, embora isto seja incomum.

Ainda utilizando a conceituação de Mañosa e Planes (2017), uma medição direta da variação isotérmica de entropia, assim como no método *quasi*-direto, é feita por calorimetria por varredura diferencial sob pressão hidrostática, porém de forma isotérmica e variando lentamente o campo aplicado. Medições deste tipo são raras mesmo considerando os quatro efeitos *i*-calóricos, pois são poucos os calorímetros que operam sob campos elétricos, magnéticos ou de tensão variáveis (MOYA; KARNARAYAN; MATHUR, 2014). Embora existam experimentos deste tipo com materiais MMC e MEC, mas o único trabalho encontrado aplicando a DSC isotérmica com varredura de pressão é o de Bermúdez-García *et al.* (2017), que quantificou a ΔS_T da perovskita híbrida orgânico-inorgânica $[\text{TPrA}][\text{Mn}(\text{dca})_3]$ sob variação de pressão de 6,89 MPa.

As medições diretas de ΔS_T e ΔT_{ad} em materiais *i*-calóricos tendem a ser subestimadas devido à troca de calor do material com a vizinhança. Isto se torna mais crítico no caso dos MBC que, como mencionado, necessitam de um meio de transmissão de pressão fazendo contato direto ao seu redor. Em certos casos, como

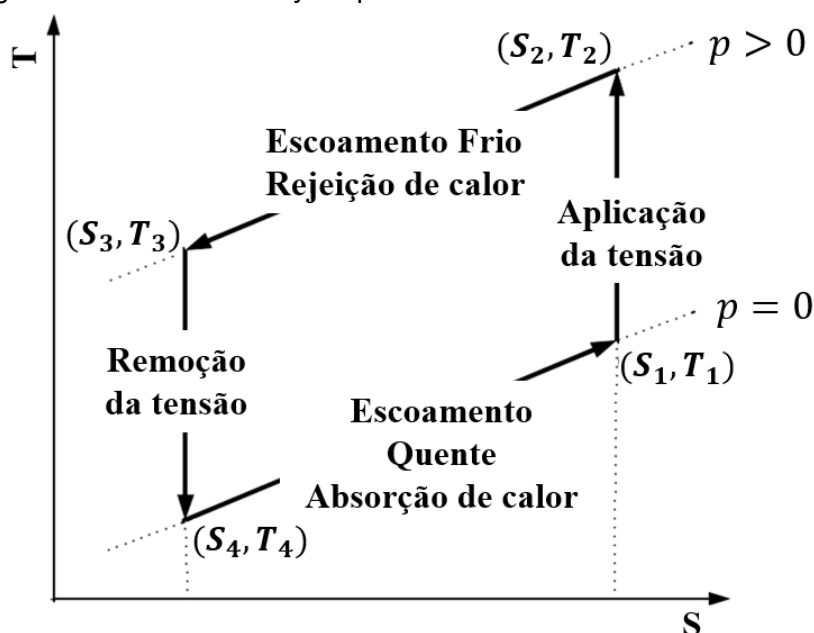
no dispositivo de testes de polímeros da Figura 2.2, o atrito entre amostra e câmara de compressão atua no sentido de aumentar (em módulo) os valores medidos de ΔT_{ad} e ΔS_T na compressão e no sentido de diminuí-los na remoção da tensão (MAÑOSA; PLANES, 2017; MOYA; KAR-NARAYAN; MATHUR, 2014).

Na medição direta de ΔS_T podem também existir erros relacionados ao afastamento da condição isotérmica, ocasionados se o campo variar muito rápido, se o contato térmico entre o sensor e a amostra não estiver adequado ou ainda se o tempo de resposta do sensor for muito longo. Já um obstáculo que pode surgir na medição direta de ΔT_{ad} é a dificuldade de se variar a pressão rápido o suficiente para a condição adiabática ser atendida, algo que é mais pronunciado na compressão que na descompressão. Por isso, alguns autores medem a variação de temperatura apenas na descompressão, a exemplo de Yuce *et al.* (2012). O isolamento térmico neste método depende da relação entre as constantes de tempo de troca de calor entre amostra e vizinhança e de aplicação/remoção da pressão (MAÑOSA; PLANES, 2017; MOYA; KAR-NARAYAN; MATHUR, 2014).

2.3 Bomba de calor barocalórica e Regenerador Barocalórico Ativo

Desconsiderando possíveis impedimentos construtivos, pode-se estabelecer uma BDC ou refrigerador submetendo um material calórico a um ciclo termodinâmico adequado. Diferentes ciclos podem ser utilizados, como o de Carnot, Ericsson, Stirling ou outros, mas o Ciclo de Brayton vem sendo o mais empregado (KITANOVSKI *et al.*, 2015b). Para uma BDC barocalórica, este ciclo, representado na Figura 2.4, é composto por dois processos isentrópicos e dois isobáricos, ao passo que para outros sistemas *i*-calóricos as etapas isobáricas são substituídas por etapas isocampo correspondentes (isocampo magnético e isocampo elétrico, por exemplo). A Figura 2.4 apresenta o diagrama $T \times S$ do Ciclo de Brayton, sendo as quatro etapas estabelecidas entre duas linhas isobáricas ($p = 0$ e $p > 0$). Note que o EBC se manifesta nos processos adiabáticos de aplicação (1-2) e remoção de tensão (3-4).

Figura 2.4 – Ciclo de Brayton para uma bomba de calor barocalórica



Fonte: Elaborado pelo autor.

Para as variações de campo externo plausíveis de serem executadas em protótipos do estado-da-arte, os valores de ΔT_{ad} observados são pequenos em relação à amplitude de temperatura em que os refrigeradores comumente operam. Por exemplo, um refrigerador doméstico operando sob condições padronizadas de ensaios está a uma temperatura de condensação de cerca de 45 °C, e a uma temperatura de evaporação de aproximadamente -15 °C, ou seja, uma diferença de temperaturas de 60 °C entre os reservatórios térmicos do sistema, e é capaz de bombear em torno de 120 W de calor a partir de um volume frio (BJÖRK; PALM, 2006). Por outro lado, o ΔT_{ad} da borracha natural próximo à temperatura ambiente para uma variação de tensão externa de 173 MPa é pouco superior a 10 °C, valor muito aquém da diferença de temperatura existente entre os reservatórios térmicos de um refrigerador convencional (USUDA; BOM; CARVALHO, 2017).

Neste contexto, os sistemas calóricos de bombeamento de calor empregam o material *i*-calórico como refrigerante do estado sólido e como matriz regenerativa simultaneamente, o que permite que amplitudes de temperatura úteis para fins práticos sejam atingidas. Este tipo de sistema é comumente chamado de Regenerador Calórico Ativo (RCA) (KITANOVSKI *et al.*, 2015b). O princípio da regeneração ativa possibilita estabelecer diferenças de temperaturas entre os reservatórios térmicos do sistema várias vezes maiores do que o efeito *i*-calórico empregado (BARCLAY; STEYERT, 1982).

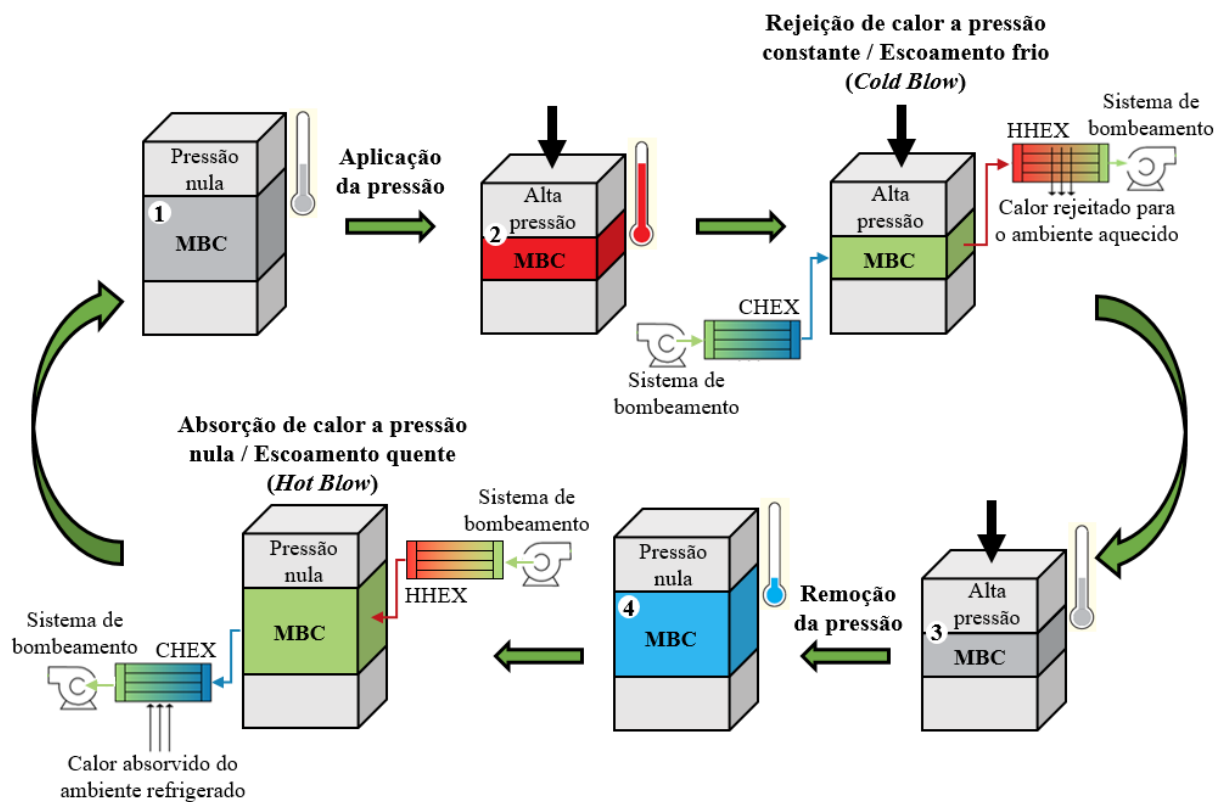
De acordo com a definição de Nellis e Klein (2009), regeneradores são trocadores de calor feitos de uma matriz sólida porosa ou com canais de escoamento que criam uma grande área de contato com o fluido em seu interior. O seu volume vazio interno é preenchido ciclicamente, hora com o fluido quente e hora com o fluido frio, de forma que a matriz absorva calor do primeiro e depois o transfira para o segundo uma vez a cada ciclo. Um regenerador é classificado como “Calórico Ativo” quando a temperatura da sua matriz pode ser alterada não só por troca de calor, mas também pela aplicação ou remoção de algum tipo de campo externo (BARCLAY; STEYERT, 1982).

Os componentes básicos de um RCA são: (i) a matriz regenerativa composta pelo material calórico processado em uma geometria que favoreça a troca de calor; (ii) um trocador de calor quente (HHEX) onde rejeita-se calor para o ambiente externo; (iii) um trocador de calor frio (CHEX) onde absorve-se calor de um volume ou corpo refrigerado; (iv) um sistema para promover a variação do campo externo; (v) um fluido de transferência de calor (FTC) responsável por realizar as trocas térmicas entre o regenerador e os trocadores de calor; e (vi) um sistema de bombeamento que faz o fluido escoar através dos dispositivos que compõem a bomba de calor, e que opere de forma sincronizada com o sistema de variação de campo externo (TREVIZOLI *et al.*, 2016). A Figura 2.5 traz um desenho esquemático de um Regenerador Barocalórico Ativo (RBA) operando no Ciclo de Brayton. Os estados da matriz estão numerados de acordo com o ciclo termodinâmico da Figura 2.4. Note que o componente (iv) seria uma prensa hidráulica ou mecânica não apresentada na figura, sendo apenas representada pela seta preta nas etapas de alta pressão.

Assim sendo, pode-se explicar em detalhes os quatro processos do ciclo de Brayton. Partindo do estado 1, o MBC encontra-se sob pressão manométrica nula (pressão atmosférica) em temperatura intermediária entre a do HHEX e a do CHEX. O primeiro processo (processo 1-2) consiste na compactação adiabática, em que o MBC é comprimido rapidamente, o que ativa o EBC e leva a matriz ao estado 2, de alta temperatura ($T + \Delta T_{ad}$) e pressão. Em seguida, no processo 2-3, ocorre o escoamento frio a pressão constante. Nesta etapa, o fluido, partindo do CHEX em direção ao HHEX, escoar através do regenerador (mais quente) removendo calor do mesmo e o rejeitando no HHEX para o ambiente externo. Assim, ao término do processo 2-3, o MBC encontra-se novamente em uma temperatura intermediária. Logo após, ocorre a descompactação adiabática (processo 3-4), que estabelece o

estado 4, de baixa temperatura da matriz ($T - \Delta T_{ad}$) e pressão nula. Finalmente, fecha o ciclo o processo 4-1, que trata-se do escoamento quente a pressão nula. Neste, o fluido parte do HHEX em direção ao CHEX escoando através do regenerador, que, por estar a uma temperatura menor, resfria o fluido de trabalho e armazena a energia térmica, retornando, por fim, ao seu estado inicial. Já em relação ao fluido de trabalho, este deixa a matriz regenerativa a uma temperatura menor do que a temperatura do CHEX, permitindo, portanto, que calor seja removido do volume refrigerado.

Figura 2.5 – Esquema de funcionamento de um Regenerador Barocalórico Ativo



Fonte: Elaborado pelo autor.

3 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Apresenta-se neste capítulo alguns estudos recentes (publicados, em grande parte, a partir de 2010) relacionados à área de pesquisa na qual se insere este trabalho. Com isto, busca-se construir uma visão geral acerca do atual estado-da-arte da tecnologia de bombeamento de calor barocalórico.

3.1 Materiais Barocalóricos

O primeiro trabalho encontrado por este autor medindo experimentalmente o efeito barocalórico foi o de Joule (1859). Em seus experimentos James P. Joule mediu a variação de temperatura de barras de vários materiais quando submetidas a compressão e descompressão longitudinais. Foram feitas medidas com ferro forjado, ferro fundido, cobre, chumbo, vidro, madeira e borracha vulcanizada. A maior variação de temperatura medida foi na borracha, atingindo o valor de 1,463 K em uma pressão de 16,8 MPa.

Entretanto, desde aquela época até muitos anos depois, os esforços no campo da refrigeração foram concentrados na compressão de vapor. A partir do final do século XX a pesquisa do efeito magnetocalórico começou a ganhar espaço, tendo sido considerado o mais promissor dentre os *i*-calóricos (JOHRA, 2022). O EBC permaneceu pouco explorado até a década encerrada em 2010 uma vez que os MBC conhecidos até então necessitavam de pressões muito altas para serem atingidas em equipamentos comerciais e/ou apresentavam efeito térmico pequeno em relação aos magnetocalóricos (BOLDRIN, 2021; MAÑOSA *et al.*, 2010).

O que reavivou a pesquisa dos MBC's foi o artigo de Mañosa *et al.* (2010) sobre uma liga metálica de Ni-Mn-In, que apresentava uma variação de entropia isotérmica de 24,4 J/kg-K e variação de temperatura adiabática de 4,5 K para uma variação de pressão hidrostática de 260 MPa a aproximadamente 293 K. Estes valores são equiparáveis aos demais efeitos *i*-calóricos conhecidos na época. O gadolínio (Gd), por exemplo, que é o MMC mais amplamente empregado na refrigeração magnética, possui EMC de cerca de 3,0 K/T para campos de até 2 T ou aproximadamente 5,5 J/kg-K para um campo de 2 T, ao redor de 293 K (DAN'KOV *et al.*, 1998). Os campos magnéticos utilizados são, frequentemente, próximos a 1,5 T (TURA; ROWE, 2011; TREVIZOLI; BARBOSA JR.; FERREIRA, 2011).

Desde então, efeitos barocalóricos ainda maiores foram descobertos em diversos outros materiais, e foram convenientemente compilados no artigo de revisão de Lloveras e Tamarit (2021). Este trabalho lista e classifica a grande maioria dos MBC's testados experimentalmente até a data da sua publicação em oito grupos: fluoretos e oxifluoretos ferroelásticos, ferroelétricos, condutores superiônicos, magnetoestruturais, perovskitas híbridas orgânico-inorgânicas, *spin crossovers*, polímeros e cristais plásticos. No Apêndice A são apresentados valores de ΔT_{ad} e ΔS_T para estes materiais em condições específicas de temperatura inicial (T) e variação de pressão (Δp). Estes dados são separados em tabelas de acordo com as oito classes mencionadas.

Importante ressaltar que, como pontuado por Lloveras e Tamarit (2021), apenas as métricas relativas ao EBC que constam nas tabelas do Apêndice A (ΔT_{ad} , ΔS_T) não são suficientes para determinar a aplicabilidade destes materiais como refrigerantes sólidos. Outras propriedades/características como densidade e condutividade térmica elevadas, não toxicidade, disponibilidade econômica e geopolítica dos materiais brutos, baixa histerese do efeito calórico e valor elevado de métricas associadas à área sob a curva de $\Delta S_T \times T$ (ao redor da temperatura ambiente ou da temperatura da respectiva aplicação) também são desejáveis para um MBC ideal.

Dentre as oito classes de MBC's os polímeros são os que mais se destacam no critério de ΔT_{ad} . Além disso, o polímero polidimetilsiloxano (PDMS) será o material avaliado nesta dissertação. Discorre-se então nos próximos parágrafos sobre o EBC nos materiais desta classe listados na Tabela 3.1.

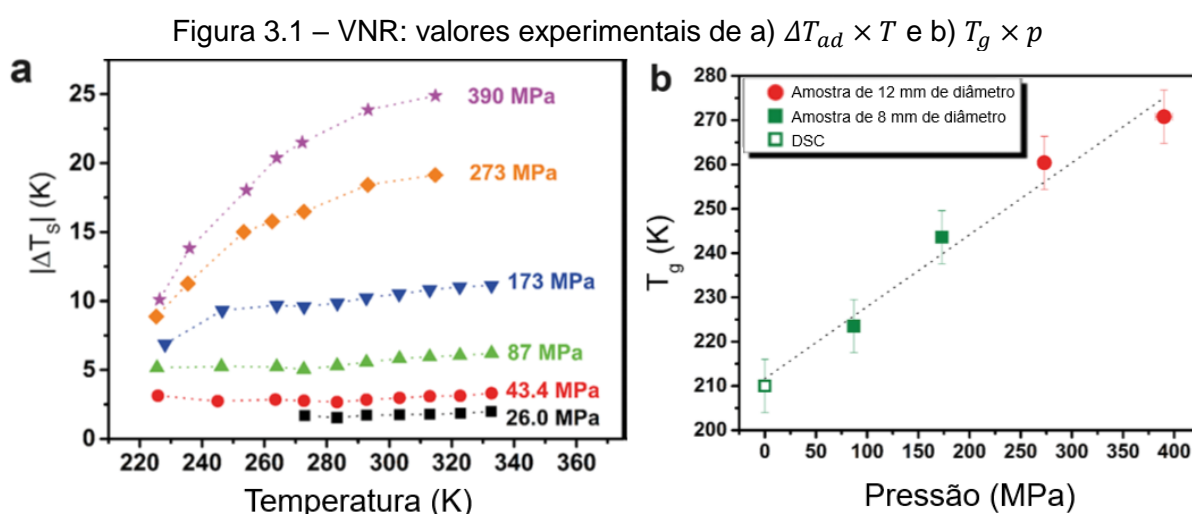
Tabela 3.1 – Polímeros barocalóricos

Material	T [K]	ΔT_{ad} [K]	ΔS_T [J K⁻¹kg⁻¹]	Δp [GPa]
PVDF-TrFE-CTFE	368	18,6	120	0,20
Borracha VNR	300	11	-	0,173
Borracha PDMS	283	28	150	0,39
Borracha NBR	314	16,4	59	0,39
Borracha ASR	298	41,1	-	0,39
EVA-40	293	≈22,0	-	0,40

Fonte: Adaptado de Lloveras e Tamarit (2021).

O difluoreto de polivinilideno (PVDF) apresenta EBC de 6 K sob pressão hidrostática de 200 MPa em uma ampla faixa de temperaturas próximas da ambiente (~ 300 K). Mas o resultado mais marcante para este material, que pode ter incentivado a investigação de outros polímeros, foi o EBC de ~ 19 K a 368 K sob a mesma pressão, devido a uma transição da fase α para a β deste material induzida pela compressão hidrostática (PATEL *et al.*, 2016).

Ao contrário do que ocorre com o PVDF, na borracha natural vulcanizada (VNR – *vulcanized natural rubber*) a ocorrência de uma transição de fase (transição vítrea) prejudica o EBC. Os maiores valores do EBC são observados na fase borrachosa quando não há presença da fase vítrea nos processos de mudança de campo. Isto pode ser inferido da Figura 3.1, na qual nota-se que, nas pressões de 173, 273 e 390 MPa, ΔT_{ad} cai rapidamente com a diminuição da temperatura a partir de T_g (temperatura de transição vítrea).



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

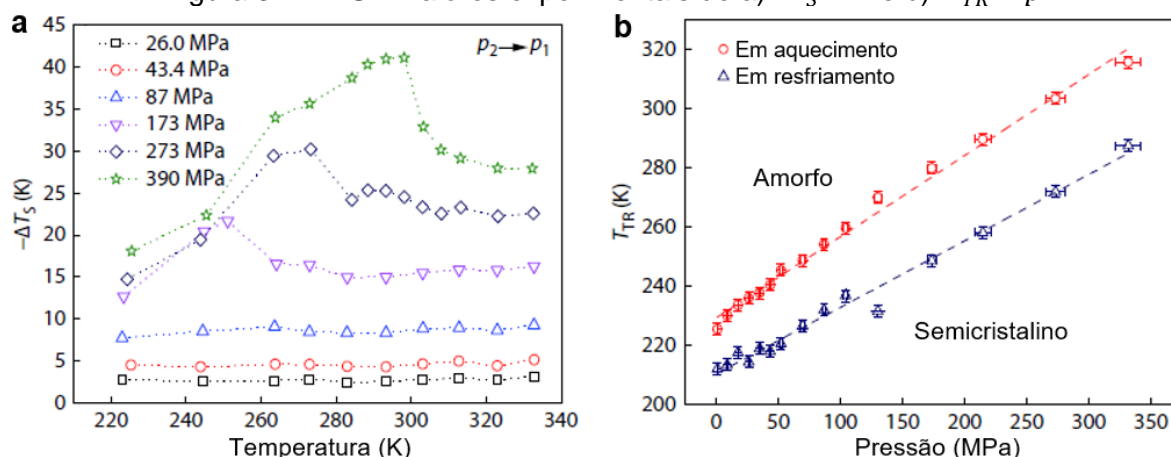
Apesar de parecer contraditório, isto se justifica pela baixa magnitude da derivada da deformação do material em relação à temperatura sob pressão constante – $(\partial \varepsilon / \partial T)_p$ – na fase vítrea da VNR em comparação com a fase borrachosa. Se a fase vítrea existir em alguma parcela do processo de compressão, este valor pequeno reduz a variação de entropia prevista pela relação de Maxwell (Equação 2.1). Apesar disso, a VNR apresenta um EBC gigante (sendo assim chamado na literatura) de ~ 25 K a 390 MPa e 314 K sem transição de fase, que possivelmente se deve à redução do espaço livre (volume total menos o ocupado pelas cadeias poliméricas) causada pela compressão. Com menor espaço livre ocorrem restrições de graus de liberdade

como rotação de ligações químicas e movimentação das cadeias poliméricas, e por conseguinte a entropia também diminui (se a redução de volume for isotérmica) (BOM *et al.*, 2018).

A mesma observação é válida para a borracha de nitrilo butadieno (NBR – *nitrile butadiene rubber*) com relação à transição vítrea ser prejudicial para o EBC. Os valores máximos de ΔT_{ad} e ΔS_T medidos neste polímero – conforme a Tabela 3.1 – também ocorrem sem transformação de fase (USUDA *et al.*, 2019). Já para a borracha PDMS, o artigo de origem dos dados não estabeleceu relação entre o EBC e transições de fase, valendo para este elastômero a mesma hipótese sobre a redução do espaço livre devido à compressão gerar o efeito termodinâmico (CARVALHO *et al.*, 2018).

Na borracha de silicone acetóxi (ASR – *acetoxysilicone rubber*) foi medido o maior EBC próximo à temperatura ambiente dentre todos os MBC conhecidos. Com um Δp de 390 MPa ao redor de $\sim 298\text{K}$ tem-se ΔT_{ad} de 41,1 K, o que é classificado como um EBC supergigante ($\Delta T_{ad} > 30\text{ K}$). Neste caso porém, o efeito se deve tanto à restrição de graus de liberdade das cadeias poliméricas quanto a uma transição entre a fase amorfa e uma fase cristalina em uma parcela do material. Por isso, as curvas de ΔT_{ad} e ΔS_T em função de T para esta borracha apresentam picos próximos da temperatura de transição (T_{TR}), como visível na Figura 3.2 nas três maiores pressões para a variação de temperatura adiabática (IMAMURA *et al.*, 2020). Este comportamento é típico de materiais *i*-calóricos nos quais o efeito é causado por uma transição de fase, e contrasta claramente com aqueles nos quais tais transformações estão ausentes ou não são a causa principal do efeito, como no caso da Figura 3.1, na qual não se observam picos bem definidos.

Figura 3.2 – ASR: valores experimentais de a) $\Delta T_S \times T$ e b) $T_{TR} \times p$



Fonte: Adaptado de Imamura *et al.* (2020).

Mais recentemente Zhang *et al.* (2022) mediram o EBC de polímeros polietileno e acetato de vinil etileno (EVA – *ethylene vinyl acetate*). Para $\Delta p = 400$ MPa o EVA-40 (etileno com 40% de vinil acetato) apresenta ΔT_{ad} de ~ 22 K em uma ampla faixa de temperaturas ao redor da ambiente. Este estudo se torna ainda mais relevante por ser o primeiro a investigar o EBC em uma transição de fase sólido-líquido, já que anteriormente apenas materiais sólidos eram considerados. Esta transição de fusão/solidificação apresenta grande variação de volume, o que favorece uma alta magnitude de EBC, de acordo com a relação de Maxwell (Equação 2.1).

3.2 Aplicabilidade

Nesta seção discorre-se sobre estudos recentes que apresentam modelos para análises de desempenho de MBC's utilizados como refrigerantes sólidos e sobre possíveis aplicações práticas destes materiais de acordo com pesquisadores da área. Considerando a literatura consultada para a escrita desta dissertação, não foram encontradas publicações em periódicos contendo resultados de aplicações práticas. Inicia-se esta exposição abordando os modelos teóricos reportados.

3.2.1 Modelos teóricos

O primeiro modelo matemático, similar ao elaborado neste trabalho, foi desenvolvido por um grupo de pesquisadores italianos. Entre 2018 e 2020 foram publicados seis artigos simulando o desempenho de diferentes materiais calóricos

(incluindo MBC's) quando aplicados em um RCA operando de forma semelhante à descrita na seção 2.3. Em Aprea *et al.* (2018a), simula-se um regenerador de placas paralelas de material calórico por entre as quais escoam o FTC alternadamente entre os trocadores de calor (CHEX e HHEX). O modelo é bidimensional (2D), considerando as variáveis dependentes constantes na direção da altura e variáveis no plano perpendicular aos planos das placas. É considerado um ciclo de refrigeração dividido em quatro etapas: duas de escoamento de fluido em sentidos contrários sob campo constante e duas de aplicação/remoção de campo, nas quais o fluido permanece parado. As fases de escoamento são modeladas pelas equações de conservação da massa, de Navier-Stokes e da energia, considerando escoamento incompressível, laminar e ausência de dissipação viscosa.

As fases de variação de campo tem a mesma duração que as de escoamento. Como nestas o fluido permanece em repouso, apenas a equação da energia sem os termos advectivos é empregada. O efeito calórico é simulado por meio da adição de um termo fonte no domínio sólido, que é baseado em dados experimentais de propriedades termo-físicas e do efeito calórico de cada material simulado. Nota-se que este ciclo de refrigeração se assemelha ao de Brayton, porém, difere deste no sentido de que as fases de variação de campo não são adiabáticas. O modelo matemático é resolvido pelo método de elementos finitos. A partir dos valores obtidos de temperatura e de velocidade do fluido, são calculadas as métricas de desempenho de interesse, como a capacidade de refrigeração, capacidade de aquecimento, Coeficiente de Desempenho (COP – *Coefficient Of Performance*) ou outras.

Três destes seis artigos possuem estruturas similares. Foram fixados a frequência de operação, a geometria e as temperaturas dos trocadores de calor (T_H para o HHEX e T_C para o CHEX). Então, com cada material calórico selecionado, variou-se a intensidade de campo (quando haviam dados disponíveis) e a vazão do FTC. Estes estudos diferem entre si quanto aos valores dos parâmetros fixados, quanto aos materiais calóricos testados e quanto ao modo de operação (aquecimento ou refrigeração).

No primeiro (APREA *et al.*, 2018a), foram testados para aplicações em sistemas de refrigeração 4 MMC's, 11 MEC's, 3 MeC's e 2 MBC's ($\text{MnCoGe}_{0.99}\text{In}_{0.01}$ e $(\text{NH}_4)_2\text{MoO}_2\text{F}_4$) com amplitude de temperatura ($\Delta T = T_H - T_C$) de 8 K. O estudo concluiu que os MMC's apresentavam o pior desempenho e as perovskitas eletrocalóricas da classe titanato zirconato de chumbo lantânio (PLZT – *perovskite*

lead lanthanum zirconate titanate) eram os melhores refrigerantes. Entre os mecanocalóricos a liga com memória de forma elastocalórica NiTi superou os barocalóricos.

Em Aprea *et al.* (2018b) foram simulados com o mesmo ΔT 2 MeC's e 3 MBC's (MnCoGe_{0,99}In_{0,01}, (NH₄)₂MoO₂F₄ e VNR) também para aplicações em sistemas de refrigeração. Novamente, os materiais elastocalóricos apresentaram desempenho um pouco superior aos barocalóricos. Dentre os materiais testados, a VNR apresentou o pior desempenho, enquanto o elastocalórico Cu_{68,13}Zn_{15,74}Al_{16,14} se mostrou o mais promissor.

Posteriormente, em Aprea *et al.* (2020a), considerando aplicações para aquecimento com $\Delta T = 20 K$, foram simulados 1 MMC, 2 MEC's, 1 MeC e 4 MBC's, tendo sido adicionada a borracha ASR aos barocalóricos citados no parágrafo anterior. Nas condições do estudo o MEC Pb_{0,97}La_{0,02}(Zr_{0,75}Sn_{0,18}Ti_{0,07})O₃, o MeC NiTi e o MBC ASR se mostraram as opções mais vantajosas do ponto de vista da amplitude de temperatura de operação e de capacidade de aquecimento.

Nos outros três estudos destes autores, o mesmo modelo foi utilizado para avaliar o efeito no desempenho termodinâmico do RCA causado pela adição de nanopartículas sólidas ao FTC. No primeiro destes (APREA *et al.*, 2019a), fixando $\Delta T = 35 K$, variando a vazão do fluido e considerando as placas do regenerador feitas de ASR, concluiu-se que a presença de uma fração volumétrica de 10% de nanopartículas de cobre no fluido base composto por 50% de água e 50% de etilenoglicol aumentava em média 30% o coeficiente convectivo de troca de calor entre as placas e o fluido.

Em Aprea *et al.* (2020b) as mesmas configurações foram utilizadas, porém os resultados foram focados e outras métricas, como capacidade de refrigeração e COP. A inclusão dos 10% de nanopartículas de cobre aumenta a capacidade de refrigeração e o COP, respectivamente em 7,3% e 6,7% em média. A capacidade de refrigeração máxima simulada foi 4340 W por metro de largura do regenerador com COP de aproximadamente 2,2 no caso em que a fração de cobre no fluido era 10%. Foi identificado como um fator que compromete o valor de COP o trabalho gasto para bombear o fluido. Não obstante, os COP's simulados para o RBA ainda foram de 5 a 150% maiores que COP experimental de um refrigerador doméstico a compressão de vapor com o fluido HFC134a operando entre as mesmas temperaturas.

Já em Aprea *et al.* (2019b), foram testadas no modelo placas de 1 MEC, 1 MeC e 2 MBC's com $\Delta T = 20 K$. Os resultados mostraram um aumento médio de 20% na razão COP/COP_{Carnot} quando o fluido deixa de ser água pura e passa a ter 10% em volume de nanopartículas de alumina (Al_2O_3).

Em alguns destes artigos os autores são otimistas quanto à possibilidade de os MBC's superarem a compressão de vapor em termos de desempenho. Porém deve-se atentar para o fato de que, como o modelo foi elaborado para simular qualquer tipo de material *i*-calórico, ele não provê meios de gerar as altas pressões hidrostáticas necessárias para a compactação do material barocalórico. Nos casos das simulações com ASR e VNR por exemplo, se a compressão fosse aplicada na direção da altura das placas, seriam necessárias paredes rígidas separando as placas calóricas dos canais fluidos para restringir a dilatação lateral dos polímeros por efeito de Poisson (como explicado na seção 2.2.3). Estas paredes, eventualmente espessas, poderiam influenciar consideravelmente o resultado das simulações, uma vez que representam uma massa térmica adicional no sistema de troca de calor, que necessita ser, periodicamente, aquecido e resfriado ao longo de um ciclo.

Outra modelagem foi proposta por Silva, J. S. Amaral e V. S. Amaral (2018), que utilizam programação orientada a objetos para simular a transferência de calor em sistemas calóricos de qualquer um dos quatro tipos. O modelo é composto por quatro objetos unidimensionais: os reservatórios térmicos CHEX e HHEX, a matriz calórica e o FTC. Os três primeiros são isolados entre si, enquanto o fluido faz contato térmico com os três. O comportamento dos dois últimos objetos é modelado pela equação da energia 1D resolvida pelo método de diferenças finitas. Porém, considere-se que o fluido permanece estático enquanto os demais objetos fazem o movimento oscilatório em relação a ele, de forma que o termo da advecção pôde ser eliminado da equação utilizada para o fluido.

Tem-se então um modelo unicamente difusivo no fluido e na matriz, mas com troca de calor lateral entre eles simulada a partir do número de Nusselt adequado para a geometria de matriz empregada. O efeito calórico é simulado pela aplicação de variações de temperatura instantâneas características do material calórico nos devidos momentos do ciclo. A capacidade de resfriamento de um RCA pode ser simulada fixando as temperaturas dos reservatórios, enquanto a amplitude de temperatura máxima é simulada fixando a temperatura de um reservatório e isolando

termicamente o outro. Os resultados fornecidos por este modelo não foram confrontados com medições experimentais de um RCA para aferir uma validação.

Com uma abordagem diferente, Rowe (2020) apresenta um modelo semi-analítico de desempenho de RCA's que, em teoria, não se restringe a nenhum tipo de material *i*-calórico em específico. O modelo parte de simplificações como variação unidimensional da temperatura no espaço (apenas na direção do escoamento) e temperaturas iguais do fluido e da matriz sólida em uma mesma coordenada para, baseado na equação da energia, obter expressões explícitas para o cálculo da capacidade de refrigeração e do trabalho de ativação do efeito calórico.

Da expressão obtida para a capacidade de refrigeração surgem naturalmente a definição da condutância do regenerador e da sua efetividade térmica como funções de parâmetros geométricos, operacionais, propriedades termo-físicas e de efeito calórico do sistema. Por englobar esta variedade de características do sistema correlacionadas entre si, o autor sugere que estas métricas podem ser utilizadas para identificar o material calórico mais adequado para um dado regenerador em determinadas condições operacionais.

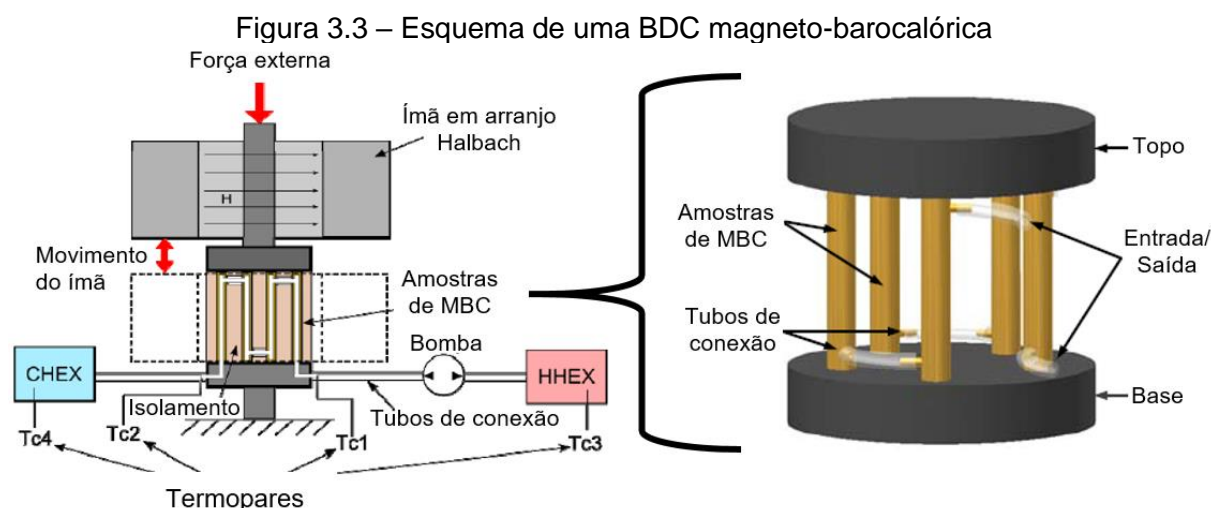
Embora este modelo já tenha sido comparado com resultados experimentais de regeneradores magnetocalóricos ativos (RMA's) obtendo resultados positivos, não existem validações com regeneradores barocalóricos. Além disso, a consideração de igualdade das temperaturas do sólido e do fluido é adequada para as matrizes porosas comumente aplicadas na refrigeração magnética, já que estas apresentam grande razão entre área de troca de calor entre as duas fases e o volume das partículas sólidas. Para um RBA, entretanto, a necessidade de se comprimir isotropicamente o refrigerante sólido torna construtivamente mais difícil o uso de matrizes com razões entre área de troca de calor e volume tão elevadas, o que, somado à maior intensidade do EBC em relação ao EMC, resulta em maiores escalas de tempo necessárias para a troca de calor entre o fluido de trabalho e o elastômero, tornando a consideração de igualdade das temperaturas das duas fases menos apropriada.

3.2.2 Possíveis aplicações práticas

Como dito anteriormente, ainda não existem BDC's barocalóricas construídas e avaliadas experimentalmente, porém, alguns conceitos foram propostos na literatura. Czernuszewicz *et al.* (2014) apresentaram o projeto de uma bancada de

testes que poderia ser utilizada tanto para a medição dos efeitos calóricos do material quanto para bombear calor utilizando como refrigerantes tubos sólidos de materiais magneto-barocalóricos, estabelecendo assim um sistema multicalórico.

A Figura 3.3 contém um esquema deste projeto. Nele, tubos do refrigerante podem ser comprimidos uniaxialmente por um tipo de prensa hidráulica e simultaneamente magnetizados por um ímã permanente móvel. Os tubos são conectados por mangueiras formando um único circuito fechado. Quando os campos estão em alta intensidade o FTC escoar para o HHEX, rejeitando calor. Quando os campos são removidos o escoamento inverte, e calor pode ser bombeado a partir do reservatório frio.

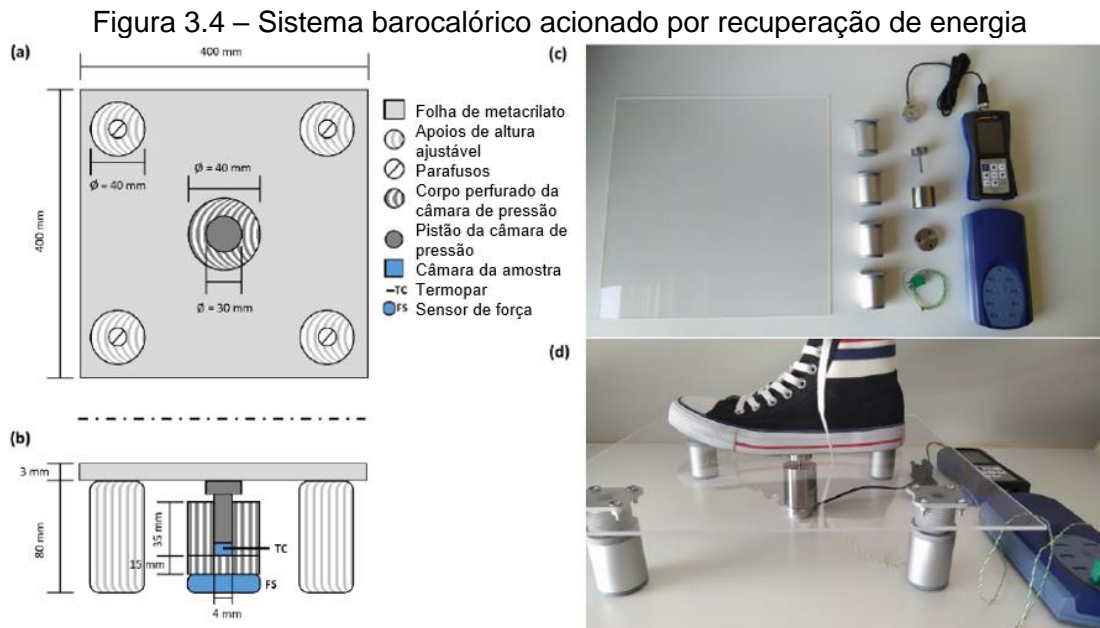


Fonte: Adaptado de Czernuszewicz *et al.* (2014).

Segundo os autores, o aparato experimental seria posteriormente construído e testado, mas não foram encontrados resultados na literatura. Alguns pesquisadores do mesmo grupo construíram um aparato para medição direta do efeito magnetobarocalórico, mas sem aplicá-lo ao bombeamento de calor (CZERNUSZEWICZ; KALETAB; LEWANDOWSKI, 2018).

Um dos desafios do bombeamento de calor barocalórico é aplicar as elevadas pressões necessárias de forma energeticamente eficiente. Neste sentido, Garcia-Ben *et al.* (2021) propõem aproveitar a energia da movimentação do ser humano para acionar o efeito térmico. Isto seria feito colocando câmaras de compressão de um MBC sob o piso do ambiente a ser refrigerado/aquecido, com o pistão da câmara em contato direto com a face inferior do piso. Assim, ao caminhar, a pessoa estaria comprimindo e descomprimindo câmaras de compressão.

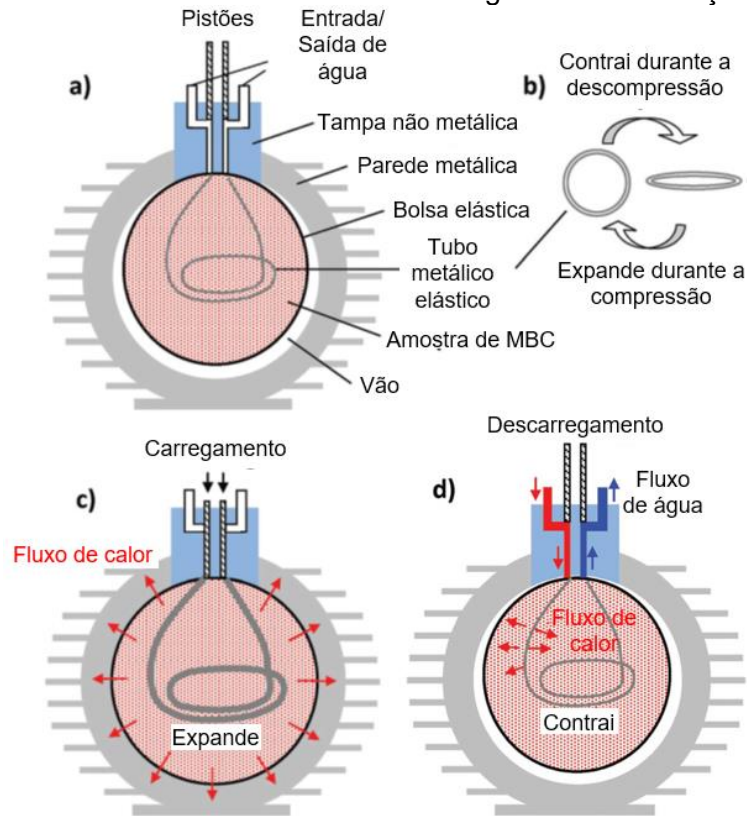
Os pesquisadores construíram o protótipo mostrado na Figura 3.4, no qual foram atingidas pressões de até 38 MPa e ΔT_{ad} de até 2,9 K, ao ser acionado por pisadas de pessoas de até 85 kg e utilizando o polímero trans-1,4-poliisopreno. Entretanto, o estudo não aborda como poderia ser feita a separação entre as fontes quente e fria do sistema, sendo necessário um melhor desenvolvimento do conceito.



Fonte: Adaptado de Garcia-Ben *et al.* (2021).

Zhang *et al.* (2022) idealizaram uma nova arquitetura de bomba de calor barocalórica que utilizaria refrigerantes líquidos ou alternando entre as fases líquida e sólida, como o EVA ou polietileno. Neste dispositivo, esquematizado na Figura 3.5, o refrigerante é colocado em uma sacola elástica, e esta é colocada em um recipiente metálico esférico aletado. Um tubo flexível é inserido no refrigerante com as duas extremidades para fora, permitindo que o FTC (água) escoe internamente ao sistema. Quando a água entra no tubo comprimida por pistões, o tubo se expande e comprime o polímero contra as paredes do recipiente. Em seguida, o polímero aquecido pelo EBC irá rejeitar calor para o ambiente através da carcaça esférica aletada. Os pistões, que atuam também como válvulas, se abrem e despressurizam subitamente o sistema, de modo que o polímero resfria e a circulação de água é reestabelecida. A matriz líquida absorve calor da água que escoar pelo tubo elástico, e esta água pode então ser direcionada para o ambiente a ser resfriado.

Figura 3.5 – Bomba de calor barocalórica com refrigerante de transição sólido-líquido



Fonte: Adaptado de Zhang *et al.* (2022).

Este sistema é complexo e ainda não foi prototipado, entretanto possui dois aspectos benéficos para um bom desempenho termodinâmico. A geometria esférica do recipiente metálico é ideal para suportar pressão, o que poderia resultar em uma parede relativamente fina que favoreceria a rejeição de calor. Outra vantagem é que na fase de resfriamento o FTC pode ceder energia diretamente para a matriz, sem a massa térmica de uma parede espessa resistente à pressão entre os dois.

4 MODELAGEM MATEMÁTICA

Neste capítulo será definido o problema físico a ser analisado, a sua modelagem matemática, e por fim, as características geométricas e operacionais, bem como as propriedades consideradas para a simulação de regeneradores barocalóricos ativos. Quando não explicitado o contrário, fica subentendido que todos os parâmetros das equações estão no Sistema Internacional de Unidades (SI).

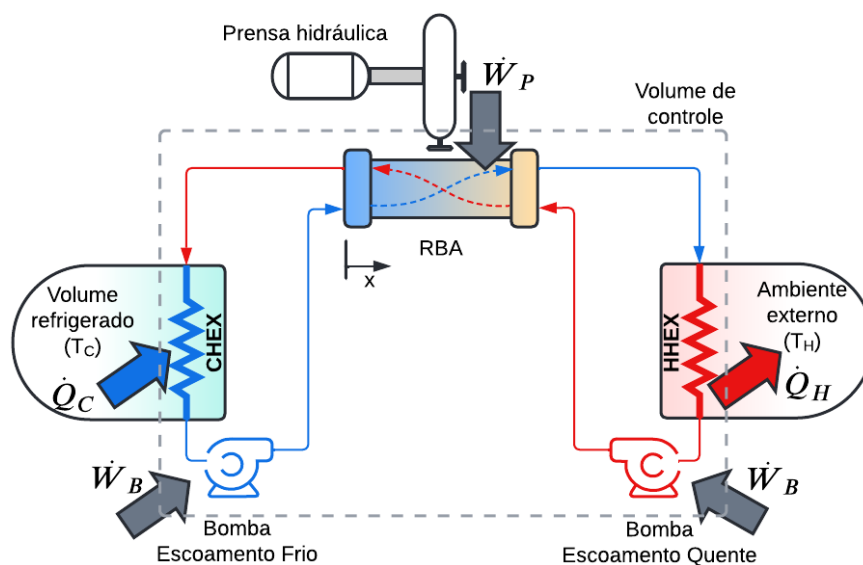
É importante salientar que o modelo proposto é em grande parte baseado naquele elaborado por Oliveira (2008) para a simulação de um RMA de placas planas utilizando gadolínio como refrigerante. Porém, alguns aspectos da modelagem do autor mencionado não são aplicáveis a este RBA e foram adaptados devido às diferenças consideráveis entre dimensões físicas e valores de parâmetros operacionais nos dois casos. Por esta razão, e também buscando a completude do presente trabalho, grande parte do desenvolvimento será exposta novamente nas páginas que seguem.

4.1 Problema físico

Um refrigerador barocalórico possui os componentes conforme apresentado esquematicamente na Figura 4.1: uma matriz regenerativa (RBA) composta pelo material barocalórico, pela qual fluido de trabalho escoam alternadamente (escoamentos quente e frio); uma prensa hidráulica para aplicar a pressão consumindo uma potência \dot{W}_P , associada a componentes eletrônicos e de controle; duas bombas para promover os escoamentos quente e frio, consumindo uma potência $\sum \dot{W}_B$; um reservatório térmico quente (ambiente externo à T_H) para o qual rejeita-se calor \dot{Q}_H e; um reservatório frio (volume refrigerado à T_C) do qual remove-se uma quantidade de calor \dot{Q}_C .

Este dispositivo opera segundo o Ciclo de Brayton de bombeamento de calor (seção 2.3), então segue ciclicamente os seguintes processos: compressão adiabática/isentrópica do material calórico na direção vertical (z); escoamento frio (do CHEX para o HHEX – linha azul na Figura 4.1); remoção adiabática/isentrópica da pressão; e escoamento quente (do HHEX para o CHEX – linha vermelha na Figura 4.1). O período deste ciclo tem duração P .

Figura 4.1 – Esquema construtivo de um refrigerador barocalórico



Fonte: Elaborado pelo autor.

Pode-se verificar que o sistema em estudo é complexo, possui diversos componentes bem como perdas e ineficiências distribuídas entre equipamentos e tubulações. Deste modo, faz-se necessário assumir as seguintes hipóteses simplificativas para, a partir do domínio do problema (volume de controle), estabelecer o domínio de análise:

- A) Desprezam-se as trocas de calor com o ambiente externo nas tubulações, bem como no corpo/paredes do RBA;
- B) Desprezam-se as perdas de carga ao longo das tubulações e trocadores de calor, sendo considerado apenas o RBA;
- C) Os trocadores de calor (CHEX e HHEX) em contato com os reservatórios térmicos são ideais e, conseqüentemente, as temperaturas de entrada no RBA são fixas e iguais a: T_H se for o período de escoamento quente, T_C se for o período de escoamento frio;
- D) As vazões mássicas dos escoamentos quente e frio (\dot{m}) são iguais;
- E) Desprezam-se as ineficiências das bombas hidráulicas e da prensa.

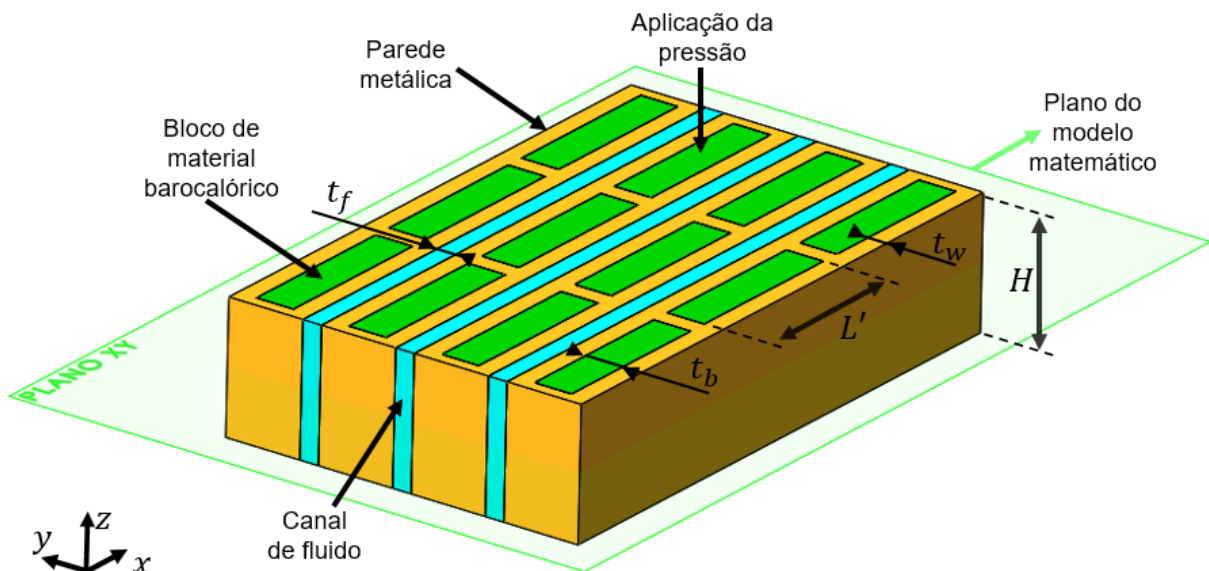
Portanto, aplicando a primeira lei da termodinâmica no volume de controle, chega-se a:

$$\dot{Q}_H = \dot{Q}_C + \dot{W}_P + \sum \dot{W}_B \quad 4.1$$

Porém, ao aplicar as hipóteses simplificativas A a E, entende-se que para cumprir com os objetivos dessa pesquisa, apenas o RBA será considerado domínio de análise para a modelagem matemática.

Conforme apresenta a Figura 4.2, a geometria do RBA adotada neste trabalho é de placas paralelas, sendo estabelecidos entre elas canais para escoamento do fluido de trabalho. Primeiramente, reconhece-se que tal geometria não seria a mais promissora para o desenvolvimento de um protótipo de refrigerador ou bomba de calor baseado no efeito barocalórico. Entretanto, por se tratar de uma geometria simples e amplamente estudada, cuja modelagem matemática já foi validada em diversos trabalhos (PLAIT *et al.*, 2022; VUARNOZ; KAWANAMI, 2013), ao ser adota neste estudo numérico ela garante maior robustez aos resultados e discussões que serão apresentados, uma vez que esses não serão validados com resultados experimentais.

Figura 4.2 – Matriz do Regenerador Barocalórico Ativo proposto – números de dutos, placas planas e blocos de MBC por placa apenas ilustrativos



Fonte: Elaborado pelo autor.

Na geometria proposta, cada placa é composta por 10 blocos do refrigerante sólido de espessura t_b e comprimento L' , e duas paredes externas metálicas e rígidas de espessura t_w , que têm a função de gerar o estado de compressão isotrópico no refrigerante enquanto este é comprimido uniaxialmente na direção vertical (z) (ver

seção 2.2.3). Para aumentar a rigidez à pressão perpendicular que atua sobre estas paredes, elas são conectadas entre cada bloco de material calórico visando evitar deflexões excessivas. Denomina-se de L o comprimento total de MBC em uma placa, ou seja, $L = 10 \cdot L'$, sendo que no modelo matemático, por simplicidade, despreza-se as subdivisões entre os 10 blocos.

As placas possuem altura H e entre elas se formam N canais de espessura t_f pelos quais escoam o FTC na direção longitudinal/axial (x) alternadamente entre os trocadores de calor frio (CHEX, localizado na extremidade x^- em $x = 0$) e quente (HHEX, na extremidade x^+). O CHEX e o HHEX são reservatórios térmicos de temperaturas T_C e T_H , respectivamente, com $T_H > T_C$. Define-se a amplitude de temperatura por $\Delta T = T_H - T_C$. Note que, para estabelecer N canais de fluido, são necessárias $N + 1$ placas planas de MBC e paredes metálicas.

4.1.1 Propriedades e parâmetros geométricos e operacionais

Para modelar matematicamente o sistema é necessário ter conhecimento prévio das suas principais características a fim de que se possa avaliar objetivamente quais simplificações podem ser estabelecidas. Neste sentido, os materiais utilizados e suas propriedades termo-físicas são informações importantes, que constam na Tabela 4.1.

Tabela 4.1 – Materiais utilizados no RBA e suas propriedades termo-físicas

	FTC (Água)	Parede (Aço Inox AISI 304)	Material barocalórico (PDMS)
$k [W/m \cdot K]$	0,5948	16,2	0,1511
$\rho [kg/m^3]$	997,1	8000	1028
$c [J/kg \cdot K]$	4183,0	500	1532
$\mu [kg/m \cdot s]$	$8,905 \cdot 10^{-4}$	-	-
Referência	EES	ASM International (1990a)	Carvalho <i>et al.</i> (2018) e Mark (1999)

Fonte: Elaborado pelo autor.

Os símbolos k , ρ , c e μ na Tabela 4.1 são, respectivamente, a condutividade térmica, a densidade, o calor específico e a viscosidade dinâmica. As propriedades da água foram retiradas do *software* EES (*Engineering Equation Solver*) a pressão

atmosférica e temperatura ambiente (25 °C). As do aço inoxidável são propriedades típicas desta classe de material obtido por fundição e recozimento, e foram avaliadas entre 0 e 100 °C. Segundo a referência, tais propriedades podem ter certa variação com a forma e tamanho da peça, mas isto não é um fator crítico para este trabalho, no qual pretende-se avaliar o desempenho termodinâmico do refrigerante sólido e não da parede metálica. Já as propriedades da borracha PDMS foram obtidas a partir de fontes diferentes. A densidade é a média das duas amostras utilizadas para medição do EBC por Carvalho *et al.* (2018) enquanto o calor específico e a condutividade térmica foram obtidos de Mark (1999).

Neste trabalho pretende-se simular diversas combinações de parâmetros geométricos e operacionais, logo busca-se desenvolver um modelo que seja válido para todas elas. Isto posto, são propostas duas configurações iniciais para analisar certas premissas do modelo bem como para o desenvolver o estudo de refino de malha da solução numérica. Estas possuem parâmetros geométricos e operacionais diferentes visando assegurar que o modelo desenvolvido e a malha escolhida serão abrangentes o suficiente para todas as simulações. Tais configurações são caracterizadas na Tabela 4.2.

Tabela 4.2 – Parâmetros geométricos e operacionais das configurações iniciais

	Configuração 1	Configuração 2
P [s]	30	10
\dot{m}'_{HP} [$kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$]	$8,3545 \cdot 10^{-3}$	$7,0502 \cdot 10^{-2}$
\bar{m} [kg/h]	1,436	12,11
t_f [mm]	0,5	0,125
t_w [mm]	5,5	1,0
t_b [mm]	5,0	1,0
L [mm]	200	
H [mm]	10	
N	15	
T_H [K]	300,65	
T_C [K]	295,65	
Δp [MPa]	± 173	

Fonte: Elaborado pelo autor.

\dot{m}'_{HP} é uma entrada do modelo que define a vazão de fluido, mas seu significado físico será explicado em mais detalhes na seção 4.2.1.2. A vazão média \bar{m} que consta na tabela é a massa de água que entra no CHEX durante a fase de escoamento quente dividida pelo período total P do ciclo, consistindo em uma saída do modelo. Com a vazão registrada na tabela para a Configuração 1, em meio período entra na matriz uma quantidade de água equivalente a 80% do volume total dos canais de escoamento (volume interno do regenerador).

No que concerne à geometria da Configuração 1, a espessura da parede foi definida por meio de análises estruturais pelo método de elementos finitos (MEF) conforme explanado no Apêndice B. Esta espessura (5,5 mm) é a mínima necessária para suportar a pressão que será utilizada (173 MPa) sem apresentar deformações que descaracterizem a geometria de placas paralelas estabelecida para o duto de escoamento. As demais dimensões são até certo ponto arbitrárias, mas foram escolhidos valores considerados realísticos para um protótipo e coerentes entre si (espessuras próximas das camadas de MBC e de metal, por exemplo). Com o número de 15 canais esta matriz teria 247,5 mm de largura, valor próximo ao do comprimento L e factível para o projeto e construção de um aparato experimental.

Na Configuração 2 não houve preocupação quanto à possibilidade de se construir um protótipo real em conformidade com a geometria modelada. Buscou-se dimensões e parâmetros operacionais distantes daqueles da Configuração 1 e mais favoráveis à troca de calor, pois no Capítulo 6 as variações das entradas do modelo serão direcionadas neste sentido. Tendo isto em vista, a Configuração 2 possui paredes mais finas e canais mais estreitos. A vazão escolhida equivale a um volume de fluido igual a 900% do volume dos dutos entrando na matriz a cada fase de escoamento (meio período). Obtém-se com isto uma configuração com maior velocidade do fluido, que é importante para análises de transição para turbulência e refino de malha.

Nos dois RBA's da Tabela 4.2, é utilizado um ΔT pequeno (5 K) em busca de obter-se capacidades de refrigeração positivas. Este ΔT é centralizado na temperatura ambiente de 298,15 K, na qual foram avaliadas as propriedades da água. A variação de pressão mostrada na tabela será fixada ao longo do trabalho por ser ela a maior pressão para a qual se teve acesso aos dados experimentais de ΔT_{ad} tanto para a compressão quanto para o alívio da pressão. Estes dados foram obtidos por meio da colaboração dos autores de Carvalho *et al.* (2018).

4.2 Modelagem matemática

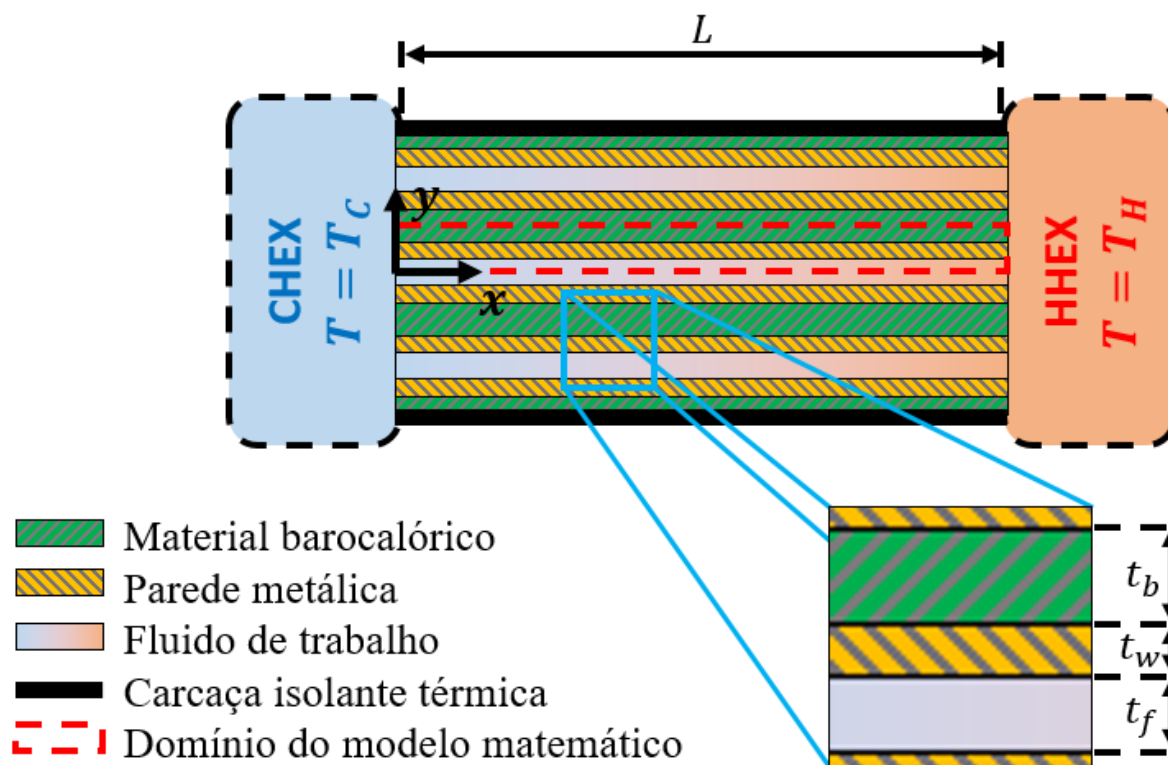
Nesta seção desenvolve-se a modelagem matemática utilizada para representar o problema físico descrito. Neste ponto, pode-se listar as hipóteses simplificativas quanto à física do problema, adotadas tendo em vista a redução dos custos computacionais com as simulações a serem realizadas:

- F) Despreza-se as variações de velocidade e temperatura na direção z , estabelecendo um problema bidimensional nos eixos y (transversal) e x (longitudinal) conforme a Figura 4.2;
- G) Despreza-se as forças de campo gravitacional;
- H) As propriedades termo-físicas dos materiais sólidos (MBC e parede metálica) e do fluido de trabalho são constantes;
- I) O fluido de trabalho é Newtoniano (água);
- J) O escoamento será tratado como transiente, porém o mesmo é unidimensional (1D), incompressível, laminar e plenamente desenvolvido.

Primeiramente, elaborando em mais detalhes a hipótese simplificada F, considera-se que nas extremidades superior (z^+) e inferior (z^-) há isolamento térmico perfeito, e também que $t_f \ll H$. Por consequência, os gradientes na direção z da temperatura T e da velocidade longitudinal u do fluido se tornam desprezíveis ao longo de quase toda a altura do regenerador (com exceção das extremidades superior e inferior do duto onde o escoamento sofre influência das superfícies sólidas).

Ademais, em uma etapa de escoamento do ciclo, só há no regenerador uma entrada e uma saída de água, que estão alinhadas na direção x . Soma-se a isto o fato de que a seção transversal retangular do escoamento, de dimensão $t_f \times H$, permanece invariável longitudinalmente. Por consequência, a exceção da pequena região próxima às paredes z^+ e z^- do canal, não existem fatores que induzam a velocidade vertical w do fluido a ser diferente de 0. Modela-se então o sistema com equações bidimensionais definidas no plano xy a meia altura do equipamento, plano este que é mostrado na Figura 4.3.

Figura 4.3 – Plano de modelagem matemática do RBA.



Fonte: Elaborado pelo autor.

A subdivisão em blocos do MBC, ilustrada na Figura 4.1, foi importante para embasar a escolha de uma espessura realística para as paredes (conforme apresentado no Apêndice B). Porém, a fim de simplificar a implementação computacional, as paredes que subdividem os blocos são desprezadas na modelagem que se segue. Com isto, o comprimento longitudinal do domínio do modelo passa a ser L , de modo que tanto a parede metálica como o material barocalórico são contínuos ao longo do eixo x , com comprimento L , e sem subdivisões.

Admite-se, conforme a hipótese A, que o regenerador é perfeitamente isolado termicamente do ambiente externo nas extremidades laterais (y^+ e y^-), além de que as placas destas extremidades possuem metade da espessura das placas interiores do dispositivo. Mais precisamente, estas placas de extremidade são compostas por uma camada de MBC de espessura $t_b/2$, uma camada de parede metálica de espessura t_w em contato com o fluido e uma camada externa de isolante térmico rígido o suficiente para suportar a pressão. Fazendo ainda uso da simetria dos dutos e das demais placas, pode-se modelar apenas uma célula unitária do sistema (a menor geometria que se repete), sendo esta célula composta por meio canal de escoamento,

uma parede metálica inteira e meia camada de sólido refrigerante. Esta célula, destacada por linhas tracejadas vermelhas na Figura 4.3, passa a ser o domínio do modelo matemático. Resultados para grandezas extensivas de interesse podem ser calculados multiplicando-se o resultado de uma célula por $2N$.

4.2.1 Modelagem para o escoamento

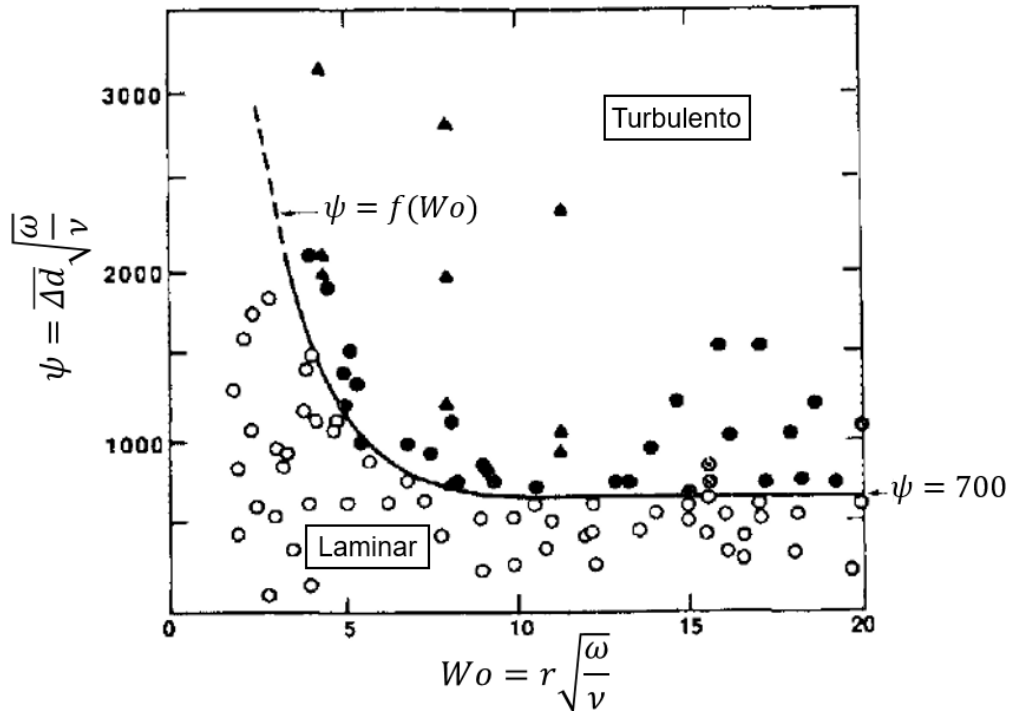
4.2.1.1 Definição do regime de escoamento

Para modelar o escoamento, uma consideração importante que será adotada é a de escoamento laminar (conforme a hipótese J). Convém, portanto, analisar a sua validade com base no trabalho de Kurzweg, Lindgren e Lothrop (1989). Este estudo consistiu na criação de escoamentos de vazão senoidal em tubos de vidro de seção circular utilizando água com adição de uma pequena concentração de bentonita. Sendo esta mistura birrefringente, ela permite, com o auxílio de polarizadores cruzados, a visualização de informações sobre o campo de tensões de cisalhamento no fluido. Com esta técnica os autores puderam classificar entre laminar ou turbulento o regime de escoamento para vários diâmetros de tubo, frequências e amplitudes de oscilação da vazão.

Os autores compilaram seus resultados em um gráfico, que é mostrado com pequenas adaptações na Figura 4.4. Os pontos preenchidos em preto representam escoamentos com indícios de turbulência, enquanto os círculos vazios são escoamentos em regime laminar. Os pesquisadores traçaram a curva $\psi = f(Wo)$ que divide os dois regimes de escoamento.

O eixo da abscissas da Figura 4.4 é o número adimensional de Womersley (Wo), definido pela Equação 4.2, em que ω é a frequência angular das oscilações ($\omega = 2\pi/P$) e r é o raio interno do tubo. Para uma seção circular o diâmetro hidráulico (D_H), definido como quatro vezes a área de seção transversal sobre o perímetro molhado, é o próprio diâmetro do tubo, então pode-se reescrever Wo como na segunda igualdade da Equação 4.2.

Figura 4.4 – Curva de transição para turbulência em escoamentos oscilatórios em baixos números de Womersley



Fonte: Adaptado de Kurzweg, Lindgren e Lothrop (1989).

$$Wo = r \sqrt{\frac{\bar{\omega}}{\nu}} = \frac{D_H}{2} \sqrt{\frac{2\pi}{P\nu}} \quad 4.2$$

A previsão da transição para turbulência em escoamentos em regime permanente comumente é baseada no número de Reynolds. Para escoamentos em dutos é comum se encontrar números de Reynolds de transição iguais ou próximos para tubos de seções geométricas diferentes, desde que seja utilizado D_H como dimensão característica do duto (BEJAN, 2013; WHITE, 2011). É adotado este procedimento também para o presente escoamento transiente. Então o número de Womersley é calculado pela Equação 4.2 com o D_H das placas paralelas definido pela Equação 4.3, que foi simplificada pelo fato de que $t_f \ll H$.

$$D_H = \frac{4H \cdot t_f}{2(H + t_f)} \cong 2t_f \quad 4.3$$

O eixo das ordenadas da Figura 4.4 é um parâmetro adimensional que aqui será chamado de ψ , e é definido pela Equação 4.4, em que $\overline{\Delta d}$ é a média (calculada

ao longo da direção transversal ao escoamento) do máximo deslocamento das partículas fluidas durante um ciclo e ν é a viscosidade cinemática. Sendo $\bar{u}(t)$ a média em y da velocidade do fluido e considerando que $\bar{u}(t)$ tem oscilação senoidal com amplitude $\bar{u}|_{amp}$, a integração da velocidade média ao longo de uma fase de escoamento do ciclo (e.g. de CHEX para HHEX) leva à Equação 4.5 para o cálculo de $\bar{\Delta d}$.

$$\psi = \bar{\Delta d} \sqrt{\frac{\omega}{\nu}} = \bar{\Delta d} \sqrt{\frac{2\pi}{P\nu}} \quad 4.4$$

$$\bar{\Delta d} = \frac{2 \cdot \bar{u}|_{amp}}{\omega} = \frac{\bar{u}|_{amp} \cdot P}{\pi} \quad 4.5$$

Em um escoamento de Hagen-Poiseuille entre placas paralelas, o gradiente de pressão $\partial p / \partial x$ que induz o escoamento é fixo e a velocidade média do escoamento U é dada pela Equação 4.6 (BEJAN, 2013). Como será mostrado mais adiante, no presente estudo $\partial p / \partial x$ terá variação senoidal no tempo com amplitude $\partial p / \partial x|_{amp}$. Devido a este caráter transiente, $\bar{u}|_{amp}$ será limitado pela velocidade média U_{amp} que $\partial p / \partial x|_{amp}$ geraria se fosse aplicado em regime permanente, fato que é representado matematicamente pela Equação 4.7. Tendo isto em vista, é conservador calcular ψ pela Equação 4.8, ou seja, utilizando U_{amp} ao invés de $\bar{u}|_{amp}$. Isto é vantajoso na medida em que U_{amp} pode ser calculado diretamente a partir da entrada \dot{m}'_{HP} do modelo (o que será esclarecido na seção 4.2.1.2), enquanto $\bar{u}|_{amp}$ é uma saída das simulações realizadas com o modelo.

$$U = \frac{t_f^2}{12\mu} \left(-\frac{\partial p}{\partial x} \right) \quad 4.6$$

$$\bar{u}|_{amp} \leq U_{amp} = \frac{t_f^2}{12\mu} \left(-\frac{\partial p}{\partial x} \Big|_{amp} \right) \quad 4.7$$

$$\psi = U_{amp} \sqrt{\frac{2 \cdot P}{\nu \cdot \pi}} \quad 4.8$$

Utilizando então as equações 4.2, 4.3 e 4.8, tem-se para a Configuração 1 (ver Tabela 4.2) do RBA $Wo = 0,24$ e $\psi = 77,5$, enquanto a Configuração 2 apresenta $Wo = 0,10$ e $\psi = 1510,2$. Por comparação com a Figura 4.4, nos dois casos o regime de escoamento é laminar. Salienta-se ainda que o regime de escoamento foi verificado com este método em todos as simulações do Capítulo 6, não tendo sido observada nenhuma situação fora do regime laminar.

4.2.1.2 Equações de Conservação

A Equação 4.9 apresenta a equação da conservação da massa em sua forma vetorial (BEJAN, 2013). O subscrito f refere-se ao fluido, τ é o tempo, e V é o vetor velocidade, que tem componentes u , v e w nas direções x , y e z , respectivamente.

$$\frac{D\rho_f}{D\tau} + \rho_f \nabla \cdot V = 0 \quad 4.9$$

Em vistas à hipótese J, o escoamento é simplificado como incompressível (já que o fluido utilizado será a água líquida), laminar e unidimensional (v e w nulos), então a conservação da massa se torna:

$$\frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad 4.10$$

e, portanto, a velocidade será função apenas do tempo e da coordenada transversal, ou seja: $u = u(\tau, y)$.

A Equação 4.11 é a equação da conservação da quantidade de movimento – equação de Navier-Stokes – na direção x , na qual já está implícita a consideração de fluido Newtoniano (hipótese I), que é muito comumente utilizada para a água (PRITCHARD; MITCHELL, 2015). Nesta equação, μ representa a viscosidade dinâmica e g_x a componente da aceleração da gravidade na direção longitudinal.

$$\begin{aligned} \rho_f \frac{Du}{D\tau} = \rho_f g_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{V} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] \\ + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] \end{aligned} \quad 4.11$$

Uma vez que se toma as velocidades vertical e transversal como nulas, não apenas se torna dispensável o uso desta equação nas direções y e z ou na sua forma vetorial, como também pode se simplificar grandemente a Equação 4.11:

$$\rho_f \left(\frac{\partial u}{\partial \tau} + u \frac{\partial u}{\partial x} \right) = \rho_f g_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \frac{4}{3} \frac{\partial u}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \frac{\partial u}{\partial z} \right]. \quad 4.12$$

Por fim, aplicando as hipóteses F, G e J, simplificam-se os termos de força de campo, de advecção de quantidade de movimento e demais derivações de u em relação a z e x (escoamento plenamente desenvolvido). Sendo ainda as propriedades constantes (hipótese H), obtém-se a Equação 4.13.

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = - \frac{1}{\rho_f} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad 4.13$$

Para introduzir a característica oscilatória no escoamento, será imposto um gradiente de pressão senoidal, conforme a Equação 4.14. Esta é a equação diferencial parcial linear de segunda ordem não-homogênea que modela o escoamento analisado. Por comparação com a Equação 4.13, tem-se que A_0 é a amplitude das oscilações harmônicas do gradiente de pressão dividido pela densidade do fluido e f é a frequência de oscilação do gradiente de pressão ($f = 1/P$, em Hz).

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = A_0 \cdot \cos(2\pi ft) + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad 4.14$$

Esta não será, contudo, a forma final da equação da quantidade de movimento utilizada. Todas as equações que constituem o modelo, tanto da mecânica dos fluidos quanto da transferência de calor, serão adimensionalizadas. Isto possibilitará que uma mesma discretização do domínio seja utilizada na solução numérica em todas as

simulações com geometrias e parâmetros operacionais diferentes que serão realizadas.

O tempo será adimensionalizado pelo período, obtendo o tempo adimensional τ , e a coordenada y será adimensionalizada por meia espessura do duto obtendo y^* . Já a velocidade axial será adimensionalizada (obtendo u^*) pela velocidade máxima que o fluido teria em um escoamento de Hagen-Poiseuille (em regime laminar, permanente e plenamente desenvolvido) no duto de placas paralelas. Neste caso o gradiente de pressão seria constante e dado por $\partial p / \partial x = -\rho_f A_0$, o que resultaria em uma velocidade máxima do escoamento no centro do canal dada por $u_{max} = \frac{t_f^2 \rho_f A_0}{8\mu} = 1,5 \cdot U_{amp}$ (BEJAN, 2013).

$$\tau = \frac{T}{P} \quad 4.15$$

$$y^* = \frac{y}{t_f/2} \quad 4.16$$

$$u^* = \frac{u}{t_f^2 A_0 / 8\nu} = \frac{u}{1,5 \cdot U_{amp}} \quad 4.17$$

Inserindo as equações 4.15, 4.16 e 4.17 na 4.14 obtém-se a Equação 4.18.

$$\frac{t_f^2}{4\nu P} \frac{\partial u^*}{\partial \tau} = 2 \cos(2\pi\tau) + \frac{\partial^2 u^*}{\partial y^{*2}} \quad 4.18$$

Seguindo a notação de Oliveira (2008), reescreve-se esta expressão na forma da Equação 4.19 em função do parâmetro adimensional ϕ (Equação 4.20). Este, por sua vez, depende do número de Reynolds cinético baseado no diâmetro hidráulico ($Re_{\omega(D_H)}$) – Equação 4.21.

$$\frac{1}{\phi} \frac{\partial u^*}{\partial \tau} = 2 \cos(2\pi\tau) + \frac{\partial^2 u^*}{\partial y^{*2}} \quad 4.19$$

$$\phi = \frac{32\pi}{Re_{\omega(D_H)}} \quad 4.20$$

$$Re_{\omega(D_H)} = \frac{D_H^2 \omega}{\nu} \quad 4.21$$

As condições de contorno e inicial são dadas pelas equações 4.22 a 4.24. A primeira delas é a condição de não deslizamento do fluido em relação à parede rígida. A segunda é a condição de simetria do escoamento no centro do canal. A terceira é a condição inicial de velocidade nula, que conclui a modelagem matemática do escoamento no RBA.

$$u^*(\tau, 1) = 0 \quad 4.22$$

$$\left. \frac{\partial u^*}{\partial y^*} \right|_{y^*=0} = 0 \quad 4.23$$

$$u^*(0, y^*) = 0 \quad 4.24$$

Um aspecto importante relativo ao modelo do escoamento deve ser compreendido. Apenas com as entradas t_f , ν e P já é possível o cálculo de $u^*(\tau, y^*)$, mas para a obtenção de $u(\tau, y)$, é preciso fornecer também alguma entrada que possibilite o cálculo da velocidade máxima no escoamento de Hagen-Poiseuille. Optou-se pela vazão mássica de FTC (\dot{m}'_{HP} , em kg/m-s) em um duto por metro de altura do regenerador (o que é simbolizado pelo apóstrofo) caso o gradiente de pressão $-\rho_f A_0$ fosse aplicado em regime permanente. O subscrito *HP* simboliza “Hagen-Poiseuille”. Pode-se notar que esta definição de \dot{m}'_{HP} é muito similar à definição de U_{amp} apresentada na subseção anterior, o que permite estabelecer uma correlação direta entre estas variáveis, definida pela Equação 4.25. Na solução numérica da parte térmica do modelo, a velocidade dimensional, quando necessária, é obtida por meio das equações 4.25 e 4.17.

$$U_{amp} = \frac{\dot{m}'_{HP}}{\rho_f t_f} \quad 4.25$$

A expressão analítica para $u^*(\tau, y^*)$, que satisfaz o modelo matemático, é apresentada na seção 5.1. Por ora, destaca-se apenas que u^* pode nunca atingir o valor de 1. Por consequência, a vazão \dot{m}'_{HP} no duto pode não ser atingida. Disto resulta

que a vazão real no regenerador (\bar{m}) é, na verdade, uma saída do modelo, podendo ser determinada apenas após o cálculo de $u^*(\tau, y^*)$, o que também consta na seção 5.1.

4.2.2 Modelagem para a transferência de calor

A transferência de calor no dispositivo é modelada por meio da Primeira Lei da Termodinâmica (ou, simplesmente, equação da energia). A Equação 4.26 é a forma geral desta lei de conservação, na qual c_p é o calor específico do material a pressão constante, T é a temperatura, k é a condutividade térmica, q''' é a taxa de geração interna de energia por unidade de volume, β é o coeficiente de expansão térmica (Equação 4.27) e χ é a dissipação viscosa, definida pela Equação 4.28 (BEJAN, 2013).

$$\rho c_p \frac{DT}{Dt} = \nabla \cdot (k \cdot \nabla T) + q''' + \beta \frac{Dp}{Dt} + \mu \chi \quad 4.26$$

$$\beta = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p \quad 4.27$$

$$\chi = 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \right] - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \quad 4.28$$

O modelo é desenvolvido aplicando esta equação aos três meios: fluido, parede e material barocalórico, aos quais são atribuídos os subscritos f , w e b , respectivamente.

Algumas simplificações da equação da energia são comuns para os três meios. A primeira delas é a geração interna de energia nula ($q''' = 0$). Embora existam alguns modelos na literatura que simulem o efeito calórico por meio deste termo (APREA *et al.* 2018a), este não será o método aqui adotado. Nos outros dois materiais não existe fenômeno físico no sistema que torne necessário o uso de q''' .

Em concordância com a hipótese H, as propriedades k , ρ e c_p são constantes. Para o fluido e para a parede haveria um aumento significativo de complexidade na solução numérica do modelo para se considerar estas propriedades variáveis,

enquanto o ganho em precisão dos resultados não seria tão significativo tendo em vista a estreita faixa de temperaturas que o RBA irá operar, conforme os resultados obtidos.

Com relação ao MBC (PDMS), até o término das simulações realizadas, não foram encontrados dados relativos à variação de k_b e $c_{p,b}$ em função de p e T . Em Portugal, Carvalho e Trevizoli (2022) foi implementado um modelo matemático capaz de obter o comportamento do calor específico em função da pressão e da temperatura. Esses resultados poderão ser implementados futuramente no presente modelo, com o objetivo de melhorar a precisão dos seus resultados. Porém, conforme pode ser visto em Portugal, Carvalho e Trevizoli (2022), o $c_{p,b}$ tem variações inexpressivas na faixa de operação do sistema em análise, conforme os resultados obtidos.

Já em Carvalho *et al.* (2018), a partir dos gráficos de deformação da amostra de PDMS na câmara de compressão isotrópica (Figura 2.2), é possível notar que, devido à variação da altura da amostra, ρ_b aumenta cerca de 5,5% quando p aumenta de 0,7 para 130 MPa a temperatura ambiente. Por extrapolação linear, esta variação seria de aproximadamente 7,8% para a pressão de 173 MPa. Entretanto, no RBA idealizado na seção 4.1, a proporção entre as massas dos dois sólidos na matriz é constante, pois não há adição nem remoção de massa de MBC nem do material metálico da parede em nenhum momento do ciclo. Porém, o modelo elaborado é bidimensional, então este não capta a diminuição da altura H do MBC durante a sua compressão. Desta forma, inserir o aumento de 7,8% em ρ_b no período de escoamento frio (quando o MBC permanece comprimido) seria equivalente a admitir que a massa de MBC no dispositivo é maior nesta fase do ciclo do que na fase escoamento quente, o que seria fisicamente inconsistente.

É assumido também coeficiente de expansão térmica nulo para os três meios, por estarem envolvidos apenas sólidos e um líquido. Esta consideração de incompressibilidade pode parecer pouco razoável para o MBC dado o exposto no parágrafo anterior. Todavia, como pode-se concluir da Equação 4.27, assumir $\beta_b = 0$ significa assumir que a densidade não varia com a temperatura quando se mantém a pressão constante, e não que a densidade é independente da pressão. Para substâncias incompressíveis tem-se $c_p \cong c_v$ então será usado apenas c para se referir ao calor específico daqui em diante (ÇENGEL; BOLES, 2015).

4.2.2.1 Fluido de transferência de calor (FTC)

Ao considerar a hipótese F, tem-se a simplificação de que a temperatura não varia ao longo de z . Da hipótese J, resulta que as velocidades v e w são nulas, assim como as derivadas de u em relação a x e z . Com isto a equação da energia para o fluido reduz-se à 4.29, em que α é a difusividade térmica ($\alpha = k/\rho c$).

$$\frac{\partial T_f}{\partial t} + u \frac{\partial T_f}{\partial x} = \alpha_f \left(\frac{\partial^2 T_f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_f}{\partial y^2} \right) + \frac{v}{c_f} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 \quad 4.29$$

Procede-se agora a uma análise baseada na escala de tempo dos fenômenos de transporte de energia envolvidos da Equação 4.29 para identificar os termos mais relevantes da equação. Esta análise segue a metodologia de Costa (2002) e também foi empregada por Oliveira (2008) em seu modelo.

As variações de temperatura em um ponto do canal são devidas à soma dos transportes de energia por advecção ($u \partial T_f / \partial x$), condução longitudinal ($\alpha_f \partial^2 T_f / \partial x^2$), condução transversal ($\alpha_f \partial^2 T_f / \partial y^2$) e dissipação viscosa ($\frac{v}{c_f} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2$). Estes fenômenos possuem escalas de tempo de $\tau_{f,a,x}$, $\tau_{f,c,x}$, $\tau_{f,c,y}$ e $\tau_{f,dv}$, respectivamente. Δx é da ordem de L , ou seja, $\Delta x \sim L$. Da mesma forma, $\Delta y \sim t_f/2$ e $u \sim U_{amp}$. Calcula-se então as escalas de tempo por meio das expressões à direita das equações 4.30 a 4.33. Os resultados para as configurações 1 e 2 são registrados na Tabela 4.3.

$$\frac{\Delta T}{\tau_{f,a,x}} \sim U_{amp} \frac{\Delta T}{L} \rightarrow \tau_{f,a,x} \sim \frac{L}{U_{amp}} \quad 4.30$$

$$\frac{\Delta T}{\tau_{f,c,x}} \sim \alpha_f \frac{\Delta T}{L^2} \rightarrow \tau_{f,c,x} \sim \frac{L^2}{\alpha_f} \quad 4.31$$

$$\frac{\Delta T}{\tau_{f,c,y}} \sim \alpha_f \frac{\Delta T}{(t_f/2)^2} \rightarrow \tau_{f,c,y} \sim \frac{t_f^2}{4 \cdot \alpha_f} \quad 4.32$$

$$\frac{\Delta T}{\tau_{f,dv}} \sim \frac{v}{c_f} \left(\frac{U_{amp}}{t_f/2} \right)^2 \rightarrow \tau_{f,dv} \sim \frac{\Delta T \cdot c_f}{4 \cdot v} \left(\frac{t_f}{U_{amp}} \right)^2 \quad 4.33$$

Tabela 4.3 – Escalas de tempo dos fenômenos de transporte de energia no FTC

Configuração	$T_{f,a,x}$	$T_{f,c,x}$	$T_{f,c,y}$	$T_{f,dv}$
1	$1,19 \cdot 10^1$ s	$2,80 \cdot 10^5$ s	$4,38 \cdot 10^{-1}$ s	$5,21 \cdot 10^6$ s
2	$3,54 \cdot 10^{-1}$ s	$2,80 \cdot 10^5$ s	$2,74 \cdot 10^{-2}$ s	$2,86 \cdot 10^2$ s

Fonte: Elaborado pelo autor.

Observa-se que nas duas configurações $T_{c,y}$ é muito menor que as demais escalas de tempo. Isto significa que em um dado ponto do espaço no domínio fluido (já que a equação da energia é obtida utilizando o ponto de vista Euleriano), o transporte de energia por condução de calor na direção transversal é mais rápido que o transporte por advecção, por condução axial ou por dissipação viscosa. Assim, os transientes de temperatura em um ponto são devidos, principalmente, à difusão de energia em y .

O próximo fenômeno com menor escala de tempo é a advecção longitudinal, além de que ela não pode ser desprezada, já que é essencial para o bombeamento de calor no ciclo de refrigeração regenerativo. Os outros dois fenômenos são muito mais lentos, e portanto, tem influência reduzida nos resultados do modelo. Soma-se a isto o fato de que a implementação da solução em volumes finitos e a velocidade de convergência da simulação podem ser favorecidos com a ausência destes termos. Desprezando então os termos de condução axial e dissipação viscosa da Equação 4.29, a equação da energia para o FTC passa a ser a 4.34.

$$\frac{\partial T_f}{\partial t} + u \frac{\partial T_f}{\partial x} = \alpha_f \frac{\partial^2 T_f}{\partial y^2} \quad 4.34$$

Para adimensionalizar a parte térmica do modelo do fluido, define-se a temperatura adimensional θ pela Equação 4.35 e a coordenada axial adimensional x^* pela Equação 4.46.

$$\theta = \frac{T - T_C}{T_H - T_C} \quad 4.35$$

$$x^* = \frac{x}{L} \quad 4.36$$

Inserindo θ , y^* , x^* e τ na Equação 4.34 e multiplicando os dois lados por $4. t_f^2/\alpha_f$ obtém-se:

$$\frac{1}{Fo_{D_{H,f}}} \frac{\partial \theta_f}{\partial \tau} + \gamma Pe_{D_H} \frac{\partial \theta_f}{\partial x^*} = 16 \frac{\partial^2 \theta_f}{\partial y^{*2}}, \quad 4.37$$

em que $Fo_{D_{H,f}}$ é o número de Fourier do fluido, Pe_{D_H} é o número de Péclet e γ é um parâmetro adimensional que caracteriza a geometria do duto (equações 4.38 a 4.40).

$$Fo_{D_{H,f}} = \frac{\alpha_f P}{D_H^2} \quad 4.38$$

$$Pe_{D_H} = \frac{u(y, \tau) D_H}{\alpha_f} \quad 4.39$$

$$\gamma = D_H/L \quad 4.40$$

As condições de contorno e inicial são:

$$\begin{cases} \theta_f(0, y^*, \tau) = 0 & u(y^*, \tau) \geq 0 \\ \theta_f(1, y^*, \tau) = 1 & u(y^*, \tau) < 0 \end{cases}; \quad 4.41$$

$$\left. \frac{\partial \theta_f}{\partial y^*} \right|_{y^*=0} = 0; \quad 4.42$$

$$\theta_f|_{y^*=1} = \theta_w|_{y^*=1}; \quad 4.43$$

$$k_f \left. \frac{\partial \theta_f}{\partial y^*} \right|_{y^*=1} = k_w \left. \frac{\partial \theta_w}{\partial y^*} \right|_{y^*=1}; e \quad 4.44$$

$$\theta(x^*, y^*, 0) = \frac{x^*}{L}. \quad 4.45$$

A Equação 4.41 representa que, quando o escoamento é do CHEX para o HHEX, o fluido entra no duto em $x^* = 0$ com temperatura T_C . Quando o fluxo é no sentido contrário, o FTC entra no canal em $x^* = 1$ com temperatura T_H . Como a derivada de θ em relação a x^* na equação diferencial 4.37 é de primeira ordem, apenas uma condição de contorno nesta direção é necessária em cada instante.

A Equação 4.42 impõe a ausência de fluxo de calor no plano de simetria $y^* = 0$ do sistema. As condições 4.43 e 4.44 garantem a continuidade de temperatura e de fluxo de calor na interface fluido-parede. Já a Equação 4.45 é a condição inicial de temperatura variando linearmente no espaço entre as temperaturas dos reservatórios térmicos. O uso de uma condição inicial diferente alteraria os primeiros ciclos de operação do RBA, mas o resultado final da simulação após atingido o regime periodicamente desenvolvido (RPD) deve ser o mesmo. Destaca-se que esta condição inicial vale para todo o domínio, não apenas o fluido.

4.2.2.2 Parede metálica e material barocalórico (MBC)

Às simplificações comuns para os três meios, soma-se o fato de que nos sólidos u também é zero. Assim, restam apenas o termo transiente e os difusivos da Equação 4.26, resultando nas equações 4.46 e 4.47 para a parede e MBC, respectivamente.

$$\frac{\partial T_w}{\partial T} = \alpha_w \left(\frac{\partial^2 T_w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_w}{\partial y^2} \right) \quad 4.46$$

$$\frac{\partial T_b}{\partial T} = \alpha_b \left(\frac{\partial^2 T_b}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_b}{\partial y^2} \right) \quad 4.47$$

Realizando a análise das ordens de grandeza dos termos das equações, obtém-se a Tabela 4.4, contendo as escalas de tempo dos transportes de energia por difusão nas direções x e y e as expressões utilizadas para os seus cálculos.

Tabela 4.4 – Escalas de tempo da condução de calor na parede e no MBC

	Parede metálica		MBC	
	$T_{w,c,x}$	$T_{w,c,y}$	$T_{b,c,x}$	$T_{b,c,y}$
Expressão	$T_{w,c,x} \sim \frac{L^2}{\alpha_w}$	$T_{w,c,y} \sim \frac{t_w^2}{\alpha_w}$	$T_{b,c,x} \sim \frac{L^2}{\alpha_b}$	$T_{b,c,y} \sim \frac{t_b^2}{4 \cdot \alpha_b}$
Configuração 1	$9,88 \cdot 10^3$ s	$7,47 \cdot 10^0$ s	$4,17 \cdot 10^5$ s	$6,51 \cdot 10^1$ s
Configuração 2	$9,88 \cdot 10^3$ s	$2,47 \cdot 10^{-1}$ s	$4,17 \cdot 10^5$ s	$2,61 \cdot 10^0$ s

Fonte: Elaborado pelo autor.

Analisando a Tabela 4.4 como foi feito para o fluido, poderia ser concluído que a condução axial nos sólidos é desprezível, pois, nos dois sólidos e em ambas as

configurações, a escala de tempo do transporte de energia nesta direção é pelo menos três ordens de grandeza maior que a escala de tempo da difusão transversal de calor.

Todavia, alguns estudos mostram que a difusão de calor na direção longitudinal é relevante, inclusive em RMA's de matrizes porosas – dispositivos que operam com frequências e vazões maiores que as tratadas aqui e nos quais a área de contato térmico entre as partículas sólidas da matriz porosa é reduzida. No presente estudo, frequências baixas serão testadas, o que aumenta o tempo disponível para a condução de calor. As vazões baixas do RBA aumentam a importância da condução axial em relação à advecção e, somado a isto, a matriz de placas paralelas (geometria contínua) é mais propensa à difusão de calor longitudinal que as matrizes porosas (NIELSEN *et al.*, 2009; NIELSEN *et al.*, 2011; PETERSEN *et al.*, 2008).

Outro fator a se considerar, é que na análise de escalas de tempo realizada, a amplitude de temperatura (ΔT) é cancelada, então não aparece nas expressões que definem $T_{w,c,x}$, $T_{w,c,y}$, $T_{b,c,x}$ e $T_{b,c,y}$. Porém, a medida que ΔT aumenta a condução axial também aumenta, e é desejável que o modelo capte este efeito, já que que amplitudes de temperatura maiores que a das configurações 1 e 2 serão testadas no Capítulo 6. Por fim, o aumento de complexidade da solução numérica do modelo térmico para se considerar os termos de condução axial das equações 4.46 e 4.47 é menos relevante do que para a fase fluida. Por estes motivos, mantém-se o fenômeno de transporte em questão no modelo matemático.

As equações 4.46 e 4.47 são obtidas em suas formas adimensionais pela inserção de x^* , y^* , τ e θ nas mesmas, obtendo as equações 4.48 e 4.49.

$$\frac{1}{Fo_{D_H,w}} \frac{\partial \theta_w}{\partial \tau} = \gamma^2 \frac{\partial^2 \theta_w}{\partial x^{*2}} + 16 \frac{\partial^2 \theta_w}{\partial y^{*2}} \quad 4.48$$

$$\frac{1}{Fo_{D_H,b}} \frac{\partial \theta_b}{\partial \tau} = \gamma^2 \frac{\partial^2 \theta_b}{\partial x^{*2}} + 16 \frac{\partial^2 \theta_b}{\partial y^{*2}} \quad 4.49$$

Os números de Fourier para a parede e para o MBC são definidos por:

$$Fo_{D_H,w} = \frac{\alpha_w P}{D_H^2} \quad 4.50$$

$$Fo_{D_{H,b}} = \frac{\alpha_b P}{D_H^2} \quad 4.51$$

As condições de contorno para a parede são: continuidade de temperatura e fluxo de calor na interface com o fluido (equações 4.43 e 4.44), isolamento térmico nas extremidades frontal (x^+) e traseira (x^-) (Equação 4.52) e continuidade de temperatura e fluxo de calor na interface com o polímero (equações 4.53 e 4.54).

$$\left. \frac{\partial \theta_w}{\partial x^*} \right|_{x^*=0} = \left. \frac{\partial \theta_w}{\partial x^*} \right|_{x^*=1} = 0 \quad 4.52$$

$$\theta_w \Big|_{y^*=1+\frac{t_w}{t_f/2}} = \theta_b \Big|_{y^*=1+\frac{t_w}{t_f/2}} \quad 4.53$$

$$k_w \left. \frac{\partial \theta_w}{\partial y^*} \right|_{y^*=1+\frac{t_w}{t_f/2}} = k_b \left. \frac{\partial \theta_b}{\partial y^*} \right|_{y^*=1+\frac{t_w}{t_f/2}} \quad 4.54$$

Para o refrigerante valem as mesmas condições para a interface com o metal (equações 4.53 e 4.54). Impõe-se também isolamento térmico nas extremidades x^+ e x^- (Equação 4.55), além da simetria na extremidade y^+ do domínio (Equação 4.56), que corresponde ao plano central da camada de PDMS.

$$\left. \frac{\partial \theta_b}{\partial x^*} \right|_{x^*=0} = \left. \frac{\partial \theta_b}{\partial x^*} \right|_{x^*=1} = 0 \quad 4.55$$

$$k_b \left. \frac{\partial \theta_b}{\partial y^*} \right|_{y^*=1+\frac{t_w+t_b/2}{t_f/2}} = 0 \quad 4.56$$

5 METODOLOGIA DE SOLUÇÃO ANALÍTICA-NUMÉRICA

Neste capítulo será apresentada a metodologia de solução híbrida analítica-numérica. Trata-se de uma solução segregada, em que o problema do escoamento é resolvido primeiramente por uma solução analítica, e seu resultado é inserido no problema da transferência de calor, que é resolvido numericamente. Ambos os problemas foram implementados em um programa na linguagem *Python3*, usando o ambiente de desenvolvimento *Spyder*. Além disso, também serão apresentadas as métricas de desempenho adotadas para realizar as análises de desempenho do RBA, bem como o estudo da independência do tamanho de malha sobre os resultados. Quando não explicitado o contrário, fica subentendido que todos os parâmetros não adimensionais das equações estão no Sistema Internacional de Unidades (SI).

5.1 Solução do modelo do escoamento

O modelo matemático do escoamento, definido pelas equações 4.19 e 4.22 a 4.24, é solucionado analiticamente pela Equação 5.1. O desenvolvimento desta equação, baseado na transformada de Laplace, pode ser encontrado na dissertação de Oliveira (2008). O símbolo ζ é uma variável fictícia oriunda de uma integral de convolução que constitui um dos passos do desenvolvimento da solução analítica. Esta variável não possui nenhum significado físico específico, e desaparece quando a integral da Equação 5.1 é resolvida pelo método de integração por partes.

$$u^*(y^*, \tau) = \frac{8\phi}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{2n-1} \cos\left[\frac{(2n-1)\pi y^*}{2}\right] \times \int_{\tau}^0 \exp\left[-\frac{(2n-1)^2\pi^2\phi(\tau-\zeta)}{4}\right] \cos(2\pi\zeta) d\zeta \quad 5.1$$

Observando o modelo matemático do escoamento (equações 4.19 a 4.24), observa-se que o número de Reynolds cinético, por si só, define o escoamento adimensional, sendo este, o parâmetro de similaridade adequado para o problema. Neste tipo de escoamento, para altos números de Reynolds cinético, ocorre uma defasagem (ou ângulo de fase) entre as oscilações da vazão média e do gradiente de

pressão. Pode ocorrer também o efeito anular, caracterizado pela existência de um pico de velocidade próximo a cada parede e de um mínimo local da velocidade no centro do duto. Observações neste sentido foram feitas experimentalmente por Richardson e Tyler (1929) e analiticamente por Sexl (1930), Womersley (1955), Oliveira (2008) além de outros pesquisadores.

Entretanto, para os pequenos números de Reynolds cinético usados neste trabalho ($Re_{\omega(D_H)} \leq 5,63$), estes efeitos se manifestam em intensidades pequenas, de modo que vazão média de água oscila aproximadamente em fase com o gradiente de pressão. Tendo isto em vista, os instantes de compressão e alívio do MBC no modelo são aqueles em que o gradiente de pressão muda de sinal, que coincidem com a inversão de sentido do escoamento. Isto posto, o MBC é descomprimido em $\tau = n + 0,25$ e comprimido em $\tau = n + 0,75$, sendo n o número de ciclos ($n = 0,1,2,3\dots$). Por conseguinte, a fase de escoamento frio ocorre no intervalo $n - 0,25 < \tau < n + 0,25$ e a de escoamento quente no intervalo $n + 0,25 < \tau < n + 0,75$, e $\tau \geq 0$.

Uma vez conhecida a função $u^*(y^*, \tau)$, pode-se calcular vazão média de água (\bar{m}) através da matriz. Esta pode ser definida como a massa de água que entra em um dos trocadores de calor durante um ciclo, dividida pelo período. Matematicamente, isto pode ser expresso pela Equação 5.2 (em kg/h). O operador “máximo” (max), em conjunto com a integração temporal ao longo do ciclo inteiro (ao invés de uma integração apenas em uma fase de escoamento frio ou quente do ciclo), faz com que a integral em y só seja incrementada na fase de escoamento frio, independente do ângulo de fase existente entre as oscilações do gradiente de pressão e da vazão.

$$\bar{m} = \frac{3600}{P} \int_{(n-0,25)P}^{(n+0,75)P} 2NH \int_0^{t_f/2} max(u(y, \tau), 0) \rho_f dy d\tau = \frac{60\tilde{V}Nlt_f H \rho_f}{P} \quad 5.2$$

Na Equação 5.2, \tilde{V} é a razão de enchimento dos dutos – o volume de água que entra no regenerador em uma fase de escoamento dividido pelo volume dos canais – descrito pela Equação 5.3.

$$\tilde{V} = \frac{1}{Lt_f} \int_{(n-0,25)P}^{(n+0,75)P} 2 \int_0^{t_f/2} \max(u(y, \tau), 0) dy d\tau \quad 5.3$$

Um aspecto relevante sobre a implementação computacional desta solução é que o problema do escoamento pode ser tratado de maneira segregada da transferência de calor. Assim, após conhecer o campo de velocidades $u^*(y^*, \tau)$ dado pela Equação 5.1, que trata-se de uma função periódica, ele passa a ser utilizado em todos os ciclos térmicos necessários até a convergência do modelo da transferência de calor. Isso evita cálculos e gasto de tempo de simulação desnecessários.

5.2 Solução do modelo da transferência de calor

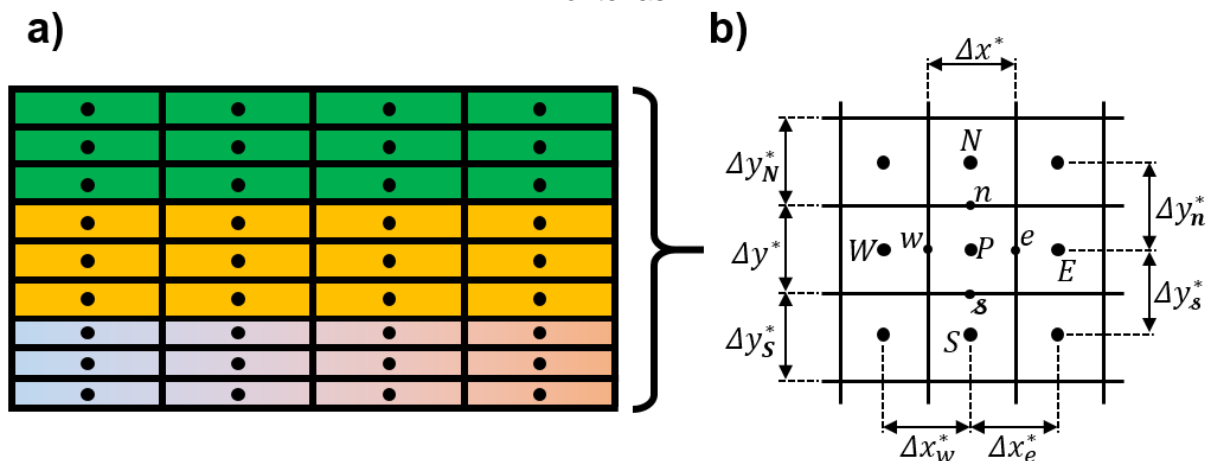
O modelo para a transferência de calor é solucionado numericamente empregando o método dos volumes finitos (MVF), sendo utilizado o livro de Maliska (1995) como referencial teórico. Segundo o referido autor, a tarefa deste e de outros métodos numéricos é “resolver uma ou mais equações diferenciais, substituindo as derivadas existentes na equação por expressões algébricas que envolvem a função incógnita” (MALISKA, 1995, p. 24). Este procedimento nos permite substituir as equações diferenciais por equações algébricas aproximadas mais fáceis de lidar.

Para o modelo aqui trabalhado, as equações diferenciais são: a Equação 4.37 para o FTC, tendo as equações 4.41 a 4.44 como condições de contorno; a Equação 4.48 para o domínio metálico, com as condições de contorno 4.43, 4.44 e 4.52 a 4.54; a Equação 4.49 para o MBC, acompanhada de suas condições de contorno 4.53, 4.54, 4.55 e 4.56; e a condição inicial 4.45, comum para os três meios. A função incógnita a ser envolvida nas expressões algébricas é o campo de temperaturas adimensional $\theta(x^*, y^*, \tau)$.

De acordo com a referência teórica adotada, “O primeiro passo para a obtenção das equações aproximadas é promover a discretização do domínio de interesse, isto é, dividi-lo em células elementares” (MALISKA, 1995, p. 25). No MVF, estas células elementares são os volumes finitos ou elementares. Para a geometria 2D de placas paralelas em uso, a discretização pode ser feita em uma malha estruturada de volumes elementares retangulares, como representado na Figura 5.1a.

Os volumes em um mesmo meio são todos iguais, e de um meio para o outro podem ter alturas Δy^* diferentes. Destaca-se que esta figura está fora de escala e que o número de volumes é apenas representativo, uma vez que o estudo de refino de malha será apresentado na seção 5.5. Os círculos pretos nos centros dos retângulos são os pontos nodais – os pontos nos quais as temperaturas são calculadas. É importante notar que, como $u^*(y^*, \tau)$ não depende de x^* , e devido ao uso desta malha estruturada, o código computacional calcula apenas um valor de u^* para cada conjunto de pontos nodais da água em uma mesma linha.

Figura 5.1 – a) Representação da discretização do domínio: em verde representa-se a meia placa de material barocalórico, em laranja a parede de aço e, em degradê o meio canal de fluido; b) Notação utilizada para referir-se a um volume elementar, seus vizinhos e suas fronteiras



Fonte: Elaborado pelo autor.

O próximo passo é integrar a equação diferencial na forma conservativa no espaço e no tempo sobre cada volume finito. A forma conservativa é aquela que contém dentro das derivadas os fluxos que atravessam as fronteiras, neste caso, os fluxos de calor por difusão e de entalpia por advecção.

Para a integração, utiliza-se a notação introduzida na Figura 5.1b. O volume sobre o qual a integração estiver sendo feita recebe o subscrito P . Os seus vizinhos recebem os subscritos maiúsculos E , W , N e S , que são as iniciais de suas posições cardiais relativas ao volume P em inglês (leste/east, oeste/west, norte/north e sul/south). As fronteiras do volume P , recebem os mesmos subscritos, porém minúsculos (e , w , n e s).

Para exemplificar o método adotado, a integração sobre um volume interno (não adjacente a nenhuma condição de contorno do domínio) da água quando o fluido

escoa da fonte fria para a fonte quente ($u > 0$) é desenvolvida a seguir. Inicia-se pela Equação 5.4, na qual $\Delta\tau$ é o intervalo de tempo adimensional sobre o qual se realiza a integração (passo de tempo) e $dA^* = dx^* dy^*$ é um diferencial de área adimensional.

$$\int_{A^*} \int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau} \left(\frac{1}{Fo_{D_{H,f}}} \frac{\partial \theta_f}{\partial \tau} + \gamma Pe_{D_H} \frac{\partial \theta_f}{\partial x^*} \right) d\tau dA^* = \int_{A^*} \int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau} 16 \frac{\partial^2 \theta_f}{\partial y^{*2}} d\tau dA^* \quad 5.4$$

A Equação 5.4 estaria na forma conservativa se Pe_{D_H} e $Fo_{D_{H,f}}$ estivessem dentro das derivadas, pois c_f , k_f , ρ_f e u compõem os fluxos de entalpia ou calor que cruzam as fronteiras, e estão contidos nestes números adimensionais. Mas como u não varia na direção x , e os outros três parâmetros são considerados constantes, isto será indiferente.

A integração dos termos advectivo e difusivo da Equação 5.4 no tempo é feita considerando os integrandos constantes no tempo, levando à Equação 5.5. Neste passo, surge a opção de se escolher em qual instante do passo de tempo se deseja avaliar as variáveis, o que é simbolizado pela inserção do sobrescrito Ω . Se $\Omega = 0$ a variável é avaliada no começo do intervalo de tempo em integração, já sendo então conhecida da condição inicial ou do passo de tempo anterior. Isto seria a formulação explícita. Se $\Omega = 1$, tem-se a formulação totalmente implícita, na qual a variável é avaliada no instante final do intervalo de integração e, portanto, ainda não é conhecida (com exceção de Pe_{D_H} , já que u é previamente conhecido da solução analítica do escoamento). Se $0 < \Omega < 1$, tem-se as formulações implícitas, nas quais escolhe-se um instante intermediário do passo de tempo para se avaliar as variáveis.

Quanto ao termo transiente, sua integração no tempo é feita de forma convencional, isto é, pelo Teorema Fundamental do Cálculo. A função integrada avaliada no limite inferior de integração é a temperatura adimensional no início do avanço de tempo (θ_f^0), já conhecida. A função integrada avaliada no limite superior de integração é a temperatura adimensional do ponto nodal ao fim do passo de tempo (θ_f), que é uma das incógnitas da equação.

$$\int_s^w \int_w^e \left[\frac{1}{Fo_{D_{H,f}}} (\theta_f - \theta_f^0) + \Delta\tau \gamma Pe_{D_H}^\Omega \frac{\partial \theta_f^\Omega}{\partial x^*} \right] dx^* dy^* = \int_w^e \int_s^w 16 \Delta\tau \frac{\partial^2 \theta_f^\Omega}{\partial y^{*2}} dy^* dx^*$$

5.5

Para as integrações espaciais do termo transiente admite-se que a temperatura do ponto P é a média da distribuição de temperaturas do volume elementar, o que permite avaliar o integrando neste ponto e tratá-lo como constante. Para os termos difusivo e advectivo aplica-se o Teorema Fundamental do Cálculo. Realizando as integrações obtém-se:

$$\int_s^n \left[\frac{\Delta x^*}{Fo_{D_{H,f}}} (\theta_{fP} - \theta_{fP}^0) + \Delta \tau \gamma Pe_{D_H}^\Omega (\theta_f^\Omega|_e - \theta_f^\Omega|_w) \right] dy^* = \int_w^e 16 \Delta \tau \left(\frac{\partial \theta_f^\Omega}{\partial y^*} \Big|_n - \frac{\partial \theta_f^\Omega}{\partial y^*} \Big|_s \right) dx^* \quad 5.6$$

Para a integração em y^* dos termos advectivos é considerado que as temperaturas e a velocidade nos pontos médios w e e das interfaces são as médias das distribuições destas grandezas nas suas respectivas interfaces. Resulta disto que $Pe_{D_H}^\Omega$ é avaliado na coordenada y^* do ponto P (que é a mesma dos pontos w e e). O mesmo é feito para os gradientes de temperatura na direção transversal nas interfaces norte e sul para os termos do lado direito, o que nos leva à Equação 5.7.

$$\frac{\Delta x^* \Delta y^*}{Fo_{D_{H,f}}} (\theta_{fP} - \theta_{fP}^0) + \Delta \tau \Delta y^* \gamma Pe_{D_H}^\Omega (\theta_f^\Omega|_e - \theta_f^\Omega|_w) = 16 \Delta \tau \Delta x^* \left(\frac{\partial \theta_f^\Omega}{\partial y^*} \Big|_n - \frac{\partial \theta_f^\Omega}{\partial y^*} \Big|_s \right) \quad 5.7$$

Agora substitui-se as grandezas avaliadas nas interfaces do volume de controle elementar por expressões algébricas baseadas nas temperaturas dos pontos nodais, que são as incógnitas de interesse. Isto é feito por meio de funções de interpolação adequadas. No caso dos termos difusivos, utiliza-se diferenças centrais (CDS – *central differencing scheme*).

Para os termos advectivos, a não inclusão da condução de calor axial no modelo do FTC faz com que o ponto nodal vizinho a jusante do ponto P não exerça influência sobre a temperatura na interface entre estes dois pontos. Pelo mesmo motivo, a temperatura do ponto P não influencia na temperatura da interface a sua montante. Isto torna apropriado o uso da função de interpolação *upwind* ou derivada a montante (UDS – *upstream differencing scheme*). Logo, substitui-se as temperaturas das interfaces w e e pelas temperaturas dos seus respectivos pontos nodais vizinhos a montante, os quais são diferentes dependendo do sentido do escoamento. Quando

$u > 0$, faz-se $\theta_f^\Omega|_w = \theta_{fW}^\Omega$ e $\theta_f^\Omega|_e = \theta_{fP}^\Omega$, obtendo a Equação 5.8. Quando $u < 0$, faz-se $\theta_f^\Omega|_w = \theta_{fP}^\Omega$ e $\theta_f^\Omega|_e = \theta_{fE}^\Omega$, então a equação aproximada nos volumes elementares do FTC mudam a cada meio ciclo.

$$\frac{\Delta x^* \Delta y^*}{Fo_{D_{H,f}}} (\theta_{fP} - \theta_{fP}^0) + \Delta \tau \Delta y^* \gamma Pe_{D_H} (\theta_{fP}^\Omega - \theta_{fW}^\Omega) = 16 \Delta \tau \Delta x^* \left[\left(\frac{\theta_{fN}^\Omega - \theta_{fP}^\Omega}{\Delta y_n^*} \right) - \left(\frac{\theta_{fP}^\Omega - \theta_{fS}^\Omega}{\Delta y_s^*} \right) \right] \quad 5.8$$

Agora é preciso definir a função de interpolação no tempo para obter a equação aproximada, optando-se pela formulação totalmente implícita. Nas equações que se seguem será omitido o sobrescrito Ω por simplicidade, mas mantendo em mente que Pe_{D_H} e todas as temperaturas adimensionais, exceto θ_{fP}^0 , possuem $\Omega = 1$. Esta formulação, também após manipulações algébricas, nos leva à Equação 5.9.

$$\begin{aligned} & \left(\frac{1}{Fo_{D_{H,f}}} + \frac{\Delta \tau \gamma Pe_{D_H}}{\Delta x^*} + \frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_n^*} + \frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_s^*} \right) \theta_{fP} \\ & = + \frac{\Delta \tau \gamma Pe_{D_H}}{\Delta x^*} \theta_{fW} + \frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_n^*} \theta_{fN} + \frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_s^*} \theta_{fS} + \frac{1}{Fo_{D_{H,f}}} \theta_{fP}^0 \end{aligned} \quad 5.9$$

Os coeficientes das temperaturas nesta equação foram desenvolvidos para um volume de controle elementar interno do meio fluido. Para outros volumes, tanto nas fronteiras quanto nos outros dois meios sólidos, alguns destes coeficientes seriam diferentes. Apesar disso, é comum na literatura sobre MVF o uso da notação da Equação 5.10 – forma de um sistema linear de equações, que só é utilizada para os métodos implícito e totalmente implícito – que se aplica a qualquer volume elementar do domínio (por isso o subscrito f foi suprimido). Os coeficientes A_P , A_E , A_W , A_N , A_S e B são facilmente definidos por comparação com a equação aproximada para cada volume escrita na forma da Equação 5.9. Para este caso, por exemplo, $A_E = 0$, $A_W = \Delta \tau \gamma Pe_{D_H} / \Delta x^*$, e assim por diante.

$$A_P \theta_P = A_E \theta_E + A_W \theta_W + A_N \theta_N + A_S \theta_S + B \quad 5.10$$

As equações aproximadas para os volumes das fronteiras são obtidas pelo mesmo procedimento de integração da equação diferencial descrito até aqui, porém,

adaptando as funções de interpolação espaciais de acordo com a condição de contorno existente em cada fronteira. Por exemplo: para um volume na fronteira oeste do domínio fluido, antes de se chegar à Equação 5.8, $\theta_f^\Omega|_w$ teria sido substituído pela temperatura adimensional do CHEX (zero), e não por θ_{fW}^Ω , em conformidade com a Equação 4.41. Este método resulta em uma malha sem pontos nodais sobre as fronteiras, sem volumes fora do domínio (como ocorreria pelo método dos volumes fictícios) e permite o uso de volumes de fronteira de dimensões iguais às dos volumes internos do mesmo meio.

Para a camada metálica e para o MBC o procedimento adotado é o mesmo, porém partindo das suas respectivas equações diferenciais, aplicando as condições de contorno para estes meios e utilizando apenas a função de interpolação CDS, já que nos sólidos não há advecção (escoamento). Nas interfaces entre diferentes meios, foi adotado o procedimento recomendado por Patankar (1980, p. 45) para obtenção dos coeficientes, que se baseia na resistência à condução de calor existente entre dois pontos nodais vizinhos em volumes elementares com condutividades térmicas diferentes. Os coeficientes das equações aproximadas para todos os volumes do domínio encontram-se tabelados no Apêndice C.

O uso da formulação totalmente implícita dá origem a um sistema de equações, pois foi elaborada uma equação para cada volume elementar e cada equação possui a sua temperatura adimensional e também as de seus vizinhos como incógnitas. A solução deste sistema de equações é feita pelo algoritmo TDMA (*TriDiagonal Matrix Algorithm*) (MALISKA, 1995, p. 59). Este é classificado como um método linha por linha, que seria direto em um modelo 1D. Porém, como trata-se de um modelo 2D, o método é aplicado iterativamente dentro de cada passo de tempo.

De forma a acelerar a convergência, alterna-se a direção de execução do algoritmo. Primeiro calcula-se as temperaturas dos pontos nodais da primeira linha (a linha adjacente ao centro do duto). Isto é feito computando os coeficientes do TDMA da fronteira oeste para a fronteira leste do domínio e depois calculando as temperaturas dos pontos nodais de leste para oeste ($W \rightarrow E \rightarrow W$). Na sequência, é feito o mesmo para as demais linhas, sucessivamente, de sul para norte ($S \rightarrow N$), obtendo novas temperaturas para todos os pontos nodais. Simboliza-se esta primeira varredura do domínio por ($W \rightarrow E \rightarrow W/S \rightarrow N$). Posteriormente, são feitas mais três varreduras na seguinte ordem: ($W \rightarrow E \rightarrow W/N \rightarrow S$); ($S \rightarrow N \rightarrow S/W \rightarrow E$); e ($S \rightarrow N \rightarrow$

$S/E \rightarrow W$). Após estas quatro iterações, é utilizada a Equação 5.11 para calcular o resíduo total das equações algébricas.

$$\mathcal{R}^{j+1} = \sqrt{\sum (B + A_E \theta_E^{j+1} + A_W \theta_W^{j+1} + A_N \theta_N^{j+1} + A_S \theta_S^{j+1} - A_P \theta_P^{j+1})^2} \leq \varepsilon \quad 5.11$$

O somatório faz com que sejam somados os quadrados dos resíduos das equações de todos os volumes elementares do domínio. O sobrescrito $j + 1$ representa que os valores de θ na equação são os mais atualizados, obtidos mediante aplicação do TDMA. Quando $\mathcal{R}^{j+1} \leq \varepsilon$ considera-se que o passo de tempo convergiu, então o último campo de $\theta(x^*, y^*, \tau)$ calculado é salvo no histórico da simulação computacional e utilizado como campo inicial para o próximo passo de tempo. O critério de convergência (ε) foi fixado em 10^{-6} em todas as simulações.

5.3 Simulação do efeito barocalórico

Conforme estabelecido na seção 5.1, nos instantes $\tau = n + 0,75$ e $\tau = n + 0,25$ de uma simulação, devem ocorrer a compressão e o alívio do MBC, respectivamente. Descreve-se a seguir este aspecto do modelo.

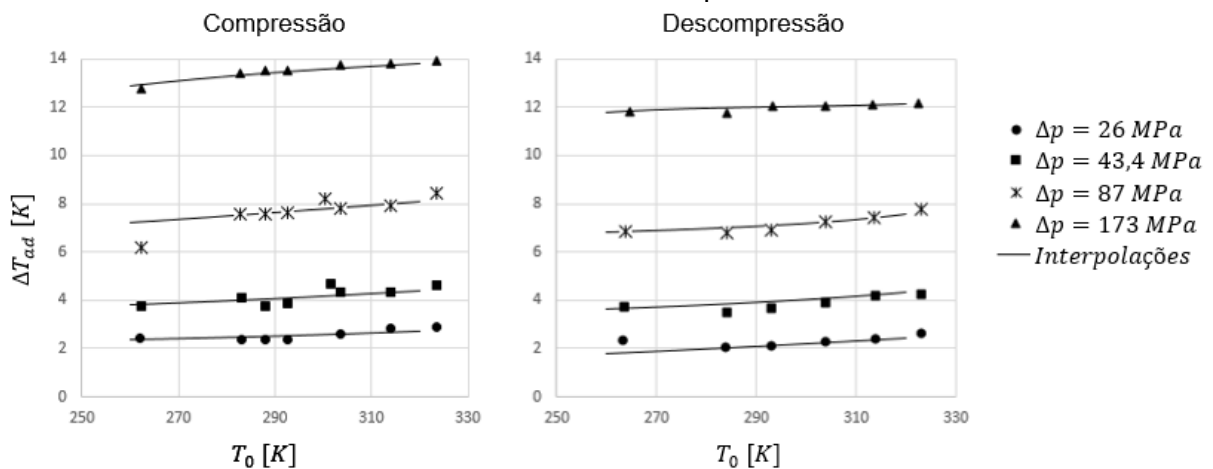
Foram obtidos os dados experimentais de caracterização do EBC do PDMS mediante a colaboração com o grupo de pesquisas coordenado pelo pesquisador Alexandre Magnus G. Carvalho. Estes dados continham, para a compressão e para o alívio de pressão, de sete a onze pontos de ΔT_{ad} entre as temperaturas iniciais (T_0) de 220 e 340 K, para quatro variações de pressão: 26; 43,4; 87 e 173 MPa. Deste modo, optou-se por utilizar no presente estudo a pressão de 173 MPa, por ser este o maior valor disponível tanto para a compressão quanto para a descompressão.

Para implementar o EBC, por meio de um modelo matemático elaborado em *Python*, foram obtidas, para cada pressão disponível, funções de $\Delta T_{ad}(T_0)$ ajustadas aos dados experimentais. Posteriormente, a partir destas funções foi gerada uma tabela contendo um valor de ΔT_{ad} a cada 1 K no intervalo de 260 a 320 K. De maneira complementar, foi realizado um processo de interpolação entre os valores experimentais da pressão, sendo gerados valores intermediários para o ΔT_{ad} , mais especificamente, a cada 5 MPa entre 25 e 175 MPa. Como resultado, foram obtidas

duas tabelas de ΔT_{ad} de 61 x 31 elementos, uma para a compressão e outra para a descompressão do PDMS.

No início das simulações, os valores de ΔT_{ad} nessas tabelas são importados e adimensionalizados ($\Delta\theta_{ad}$). Quando τ atinge os valores de $n + 0,75$ ou $n + 0,25$, o código aplica sobre cada volume finito do MBC uma variação instantânea (em forma de degrau) na temperatura adimensional θ , ou seja, $\theta = \theta + \Delta\theta_{ad}$. A amplitude deste degrau ($\Delta\theta_{ad}$) é obtida por interpolação bilinear dos valores tabelados, respeitando o momento do ciclo termodinâmico (compactação ou descompactação). As entradas para a interpolação são a variação de pressão Δp , que é um dado de entrada do programa, e a temperatura adimensional inicial (θ) do volume elementar (imediatamente antes da variação de pressão). Note que, como cada ponto nodal tem uma temperatura inicial, claramente, cada volume finito apresentará seus respectivos valores de $\Delta\theta_{ad}$ e um ciclo termodinâmico diferente.

Figura 5.2 – Curvas de ΔT_{ad} da borracha PDMS em função da temperatura inicial T_0 e da variação da pressão Δp : comparação dos dados experimentais com os valores interpolados utilizados no modelo computacional



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

A Figura 5.2 apresenta as curvas de ΔT_{ad} da borracha PDMS em função da temperatura inicial T_0 e da variação da pressão Δp . Os símbolos são os dados experimentais de Carvalho *et al.* (2018), enquanto as linhas sólidas foram obtidas interpolando ΔT_{ad} nas tabelas mencionadas para as mesmas pressões dos dados experimentais. Na pressão de 173 MPa, o maior erro da interpolação em relação aos dados experimentais é de 2,16%, o que é considerado aceitável. Apesar de ser utilizada apenas esta pressão neste trabalho, optou-se por uma implementação

computacional flexível neste aspecto, de forma a possibilitar trabalhos futuros com quaisquer pressões dentro da faixa testada experimentalmente.

5.4 Critério de parada para regime periodicamente desenvolvido

Ao final de cada ciclo (sempre que $\tau = n + 0,75$), dois critérios são verificados para determinar se o regime periodicamente desenvolvido (RPD) foi atingido:

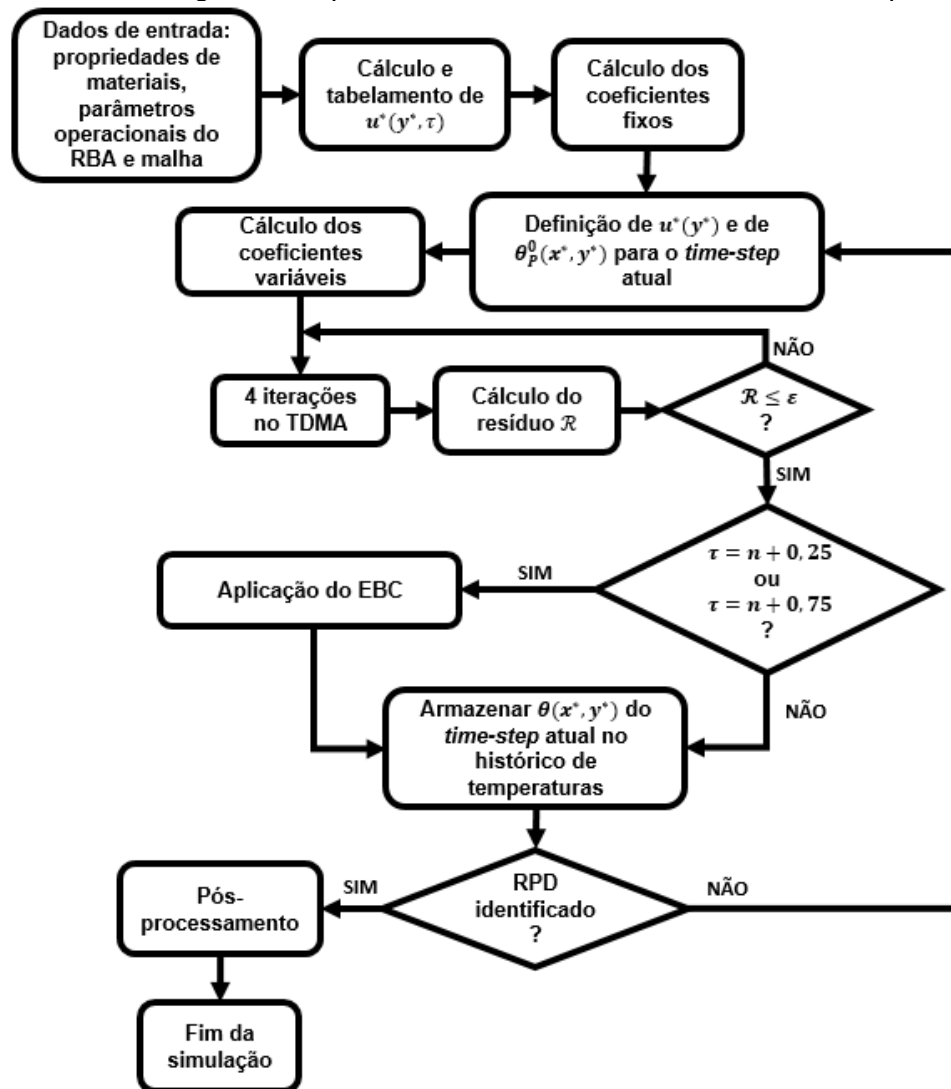
- A) O primeiro é se todos os pontos nodais, em todos os passos de tempo do último ciclo simulado, apresentam variação absoluta de temperatura em relação ao ciclo anterior menor que 0,005 K;
- B) O segundo é se as taxas de refrigeração e de aquecimento médias fornecidas pelo RBA no último ciclo variaram 0,5% ou menos em relação ao penúltimo ciclo.

Se estes dois critérios forem satisfeitos, considera-se que os ciclos já estão se repetindo, ou seja, o RBA atingiu o RPD. Então a simulação de MVF é encerrada, alguns cálculos de pós-processamento são efetuados, os resultados de interesse são salvos e a execução do código é, por fim, finalizada. A taxa de refrigeração média (\bar{Q}_C) mencionada é definida pela Equação 5.12, e a de aquecimento é equacionada de forma análoga.

$$\bar{Q}_C = \frac{1}{P} \int_{(n-0,25)P}^{(n+0,75)P} 2NH \int_0^{t_f/2} -\min[u(y, t), 0] \rho_f c_f [T_C - T_f(0, y, t)] dy d\tau \quad 5.12$$

Na Figura 5.3 apresenta-se a rotina de cálculo desenvolvida na forma de fluxograma. Como representado, os coeficientes fixos do MVF (todos os coeficientes para os sólidos com exceção do B , e os coeficientes A_N e A_S do fluido) são calculados apenas uma vez para evitar gastos computacionais desnecessários. Os demais são atualizados a cada passo de tempo, pois variam com θ_p^0 e u^* .

Figura 5.3 – Fluxograma simplificado do funcionamento do modelo computacional



Fonte: Elaborado pelo autor.

O código desenvolvido possui cerca de 1300 linhas de programação, de forma que seria imprudente crer na ausência de erros sem antes verificá-lo ou validá-lo. Para o presente caso, é inviável a validação do modelo matemático, pois não há disponibilidade de resultados experimentais. Foi realizada, portanto, uma verificação do modelo por meio da comparação com os resultados registrados em Oliveira (2008) para um regenerador passivo (sem efeito *i*-calórico), uma vez que seria inconclusivo comparar os resultados do referido autor para o seu RMA com o RBA.

Discorre-se sobre os detalhes desta verificação no Apêndice D, mas adianta-se aqui que, considerando as mesmas propriedades para sólidos e fluido, a concordância dos resultados é exata, o que permite a seguinte conclusão: excluindo a implementação dos efeitos calóricos (já que a comparação foi com o regenerador passivo) e algumas diferenças pontuais entre os modelos (que encontram-se listadas

no Apêndice D e foram retiradas para esta verificação), possíveis erros de programação teriam que ser iguais nos dois códigos. Visto que seria improvável ambos os autores cometerem independentemente os mesmos erros de programação, esta comparação eleva substancialmente o nível de confiança no programa computacional desenvolvido.

Outras duas verificações, também elaboradas no Apêndice D, foram realizadas além da mencionada acima. Foi aferido que o código desenvolvido garante a conservação dos fluxos de calor nas interfaces entre os materiais, e também que o número adimensional de Nusselt médio baseado no diâmetro hidráulico (\overline{Nu}_{DH}) calculado pelo modelo é coerente com valores previstos na literatura. Com base nestas três verificações considera-se que o modelo matemático e a sua implementação computacional em *Python* estão corretos, desde que sejam utilizados parâmetros dentro dos limites das premissas assumidas.

5.5 Estudo de refino de malha

Para concluir o desenvolvimento do modelo resta ainda definir a malha a ser utilizada. Esta malha é caracterizada por n_t (o número de passos de tempo por ciclo), n_x e n_y (números volumes elementares nas direções x^* e y^* , respectivamente). A malha é homogênea em τ e x^* . Na direção y^* ela é homogênea dentro de cada material. Um quarto dos volumes nesta direção é alocado no domínio do FTC. O restante é distribuído o mais homoganeamente possível entre a parede rígida e o MBC (de forma que os volumes elementares nestes meios tenham tamanhos próximos independente da espessura da camada de cada material).

O estudo de refino de malha é dividido em duas partes. A primeira, é realizar o refino espacial com n_t fixo, tanto com a Configuração 1 quanto com a Configuração 2 (ver Tabela 4.2), e então selecionar a malha mais adequada dentre as opções simuladas. Partindo desta seleção, na segunda parte do estudo efetua-se o refino temporal (também testando as duas configurações do RBA) com malha espacial fixa. Em ambas as etapas a escolha da malha é baseada nas variações da capacidade de refrigeração média (\overline{Q}_C) e do tempo de simulação (τ_{sim}) com o refino de malha, bem como nas ponderações sobre as quais discorre-se a seguir. Este estudo foi

inteiramente conduzido utilizando um computador com processador Intel Core i7-8700 CPU @ 3,20 GHz e sistema operacional de 64 bits.

Analisando o refino espacial para a Configuração 2 (Tabela 5.1), seria desejável selecionar a malha IV, ou até mesmo uma mais fina na parte 1 no estudo. Contudo, para casos com camadas sólidas mais espessas e vazões menores, a exemplo da Configuração 1, esta malha gera gastos computacionais excessivos (27,95 h), como mostrado na Tabela 5.2. Esta constatação é corroborada pelo fato de que, a esta altura do estudo, a malha temporal ainda é muito grosseira, então o tempo de simulação tende a aumentar na etapa seguinte. Seleciona-se então a malha III para dar continuidade à análise.

Para a Configuração 1, esta malha resulta em um tempo ainda aceitável de simulação (9,84 h), e fornece um resultado de refrigeração muito próximo ao da malha IV. A diferença de apenas -0,12% entre os resultados destas duas malhas não justifica o incremento de 184% em τ_{sim} .

Já para a Configuração 2, a diferença de 1,24% no valor de \bar{Q}_C com as duas malhas é aceitável por dois motivos. Primeiro, porque neste trabalho não busca-se obter valores extremamente precisos para as saídas do modelo, mas sim responder a perguntas básicas sobre os RBA's, como: "é possível obter uma capacidade de refrigeração positiva?" e "quais são as propriedades/parâmetros que mais favorecem/limitam esta capacidade de refrigeração?". A diferença de 1,24% mencionada, não possui grande influência nas respostas para tais perguntas. Segundo, porque se houvessem resultados experimentais provenientes de um protótipo contra os quais pudéssemos comparar os resultados deste trabalho, provavelmente os erros decorrentes das simplificações do modelo matemático em relação à realidade seriam maiores que o erro de discretização associado à escolha malha III em detrimento da IV.

Tabela 5.1 – Resultados do refino de malha espacial – Configuração 2

Malha	n_x	n_y	n_t	\bar{Q}_C	$\Delta\bar{Q}_C$	T_{sim}	Δt_{sim}
I	80	24	100	6,042 W	-	0,020 h	-
II	160	48	100	6,582 W	8,94%	0,123 h	498,9%
III	240	72	100	6,750 W	2,54%	0,407 h	231,9%
IV	320	96	100	6,834 W	1,24%	1,032 h	153,7%

Fonte: Elaborado pelo autor.

Tabela 5.2 – Resultados do refino de malha espacial – Configuração 1

Malha	n_x	n_y	n_t	\bar{Q}_C	$\Delta\bar{Q}_C$	T_{sim}	Δt_{sim}
I	80	24	100	-6,497 W	-	0,281 h	-
II	160	48	100	-6,441 W	-0,87%	2,507 h	789,4%
III	240	72	100	-6,424 W	-0,26%	9,844 h	292,5%
IV	320	96	100	-6,416 W	-0,12%	27,95 h	184,0%

Fonte: Elaborado pelo autor.

Para a escolha da malha final no refino temporal, utiliza-se uma argumentação semelhante à que embasou a decisão tomada no refino espacial. Para a Configuração 2 (Tabela 5.3), a variação da capacidade de resfriamento ($\Delta\bar{Q}_C$) diminui monotonicamente quando se faz o refino da malha III até a VIII, sendo de apenas 1,16% entre as malhas VII e VIII. Isto indica que com a malha VII já se aproxima da condição de independência dos resultados em relação à malha. Esta diferença também é aceitável tendo em vista o propósito desta dissertação mencionado anteriormente. É evidente que a qualidade do resultado com a malha VIII seria superior, entretanto o tempo de simulação de 56 h com a Configuração I (Tabela 5.4) poderia inviabilizar a execução deste trabalho. Além disso, a Configuração I se mostra muito pouco sensível ao refino temporal, de forma que os resultados de \bar{Q}_C com as malhas III a VIII são muito próximos. Conclui-se disto que a malha VII resulta na discretização do domínio que melhor atende às duas configurações simultaneamente, associada a custos computacionais aceitáveis, e, portanto, é a mais adequada para as simulações realizadas para atingir os objetivos desta dissertação.

Tabela 5.3 – Resultados do refino de malha temporal – Configuração 2

Malha	n_x	n_y	n_t	\bar{Q}_C	$\Delta\bar{Q}_C$	T_{sim}	ΔT_{sim}
III	240	72	100	6,750 W	-	0,407 h	-
V	240	72	200	7,386 W	9,42%	0,571 h	40,34%
VI	240	72	400	7,710 W	4,38%	0,838 h	46,80%
VII	240	72	800	7,871 W	2,10%	1,674 h	99,62%
VIII	240	72	1600	7,962 W	1,16%	3,852 h	130,1%

Fonte: Elaborado pelo autor.

Tabela 5.4 – Resultados do refino de malha temporal – Configuração 1

Malha	n_x	n_y	n_t	\bar{Q}_C	$\Delta\bar{Q}_C$	T_{sim}	ΔT_{sim}
III	240	72	100	-6,424 W	-	9,845 h	-
V	240	72	200	-6,410 W	-0,21%	11,36 h	15,40%
VI	240	72	400	-6,410 W	-0,01%	15,56 h	37,00%
VII	240	72	800	-6,407 W	-0,04%	25,77 h	65,55%
VIII	240	72	1600	-6,406 W	-0,02%	56,00 h	117,4%

Fonte: Elaborado pelo autor.

6 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Neste capítulo são realizadas diversas análises de resultados visando alcançar os objetivos B e C da seção 1.2. Primeiramente, simulou-se com diferentes parâmetros operacionais dois RBA's com duas geometrias de referência, as quais são consideradas realistas do ponto de vista da construção de um futuro protótipo: a Configuração 1 da Tabela 4.2, e outra configuração igual a ela, exceto pela mudança da espessura e do material das paredes metálicas que confinam o material barocalórico.

Em seguida, foram feitos estudos de sensibilidade para identificar como as espessuras do MBC (t_b), da parede (t_w) e do duto (t_f) influenciam o desempenho termodinâmico do RBA. A partir destes, foram selecionadas duas geometrias capazes de produzir valores de capacidade de refrigeração positivos e, por meio de diversas simulações variando os parâmetros operacionais, suas curvas de desempenho foram definidas.

Por fim, foram testados valores fictícios de condutividade térmica do PDMS (k_b) e de densidade (ρ_w) e calor específico (c_w) da parede metálica, buscando identificar qual destes parâmetros representa uma barreira mais importante para o desempenho dos RBA's. Esta última etapa representa uma importante contribuição do presente trabalho, podendo indicar onde a comunidade científica deve concentrar maiores esforços para aprimorar a tecnologia.

6.1 Geometrias de referência

Primeiramente, são avaliadas duas configurações de RBA cujas dimensões permitiriam, em um momento futuro, construir e testar um protótipo capaz de suportar as cargas impostas. Esta capacidade deve-se principalmente à espessura das paredes metálicas que confinam o MBC, as quais devem possuir um valor mínimo para suportar a pressão de 173 MPa aplicada. As espessuras de parede propostas foram obtidas por meio de simulações estruturais em elementos finitos, conforme apresentado no Apêndice B. A Configuração 1, caracterizada na Tabela 4.2, possui paredes de aço inoxidável de $t_w = 5,5$ mm de espessura. Já a Configuração 2, possui paredes de alumínio 7075-T62 com espessura $t_w = 10,0$ mm. As propriedades termo-físicas deste alumínio constam na Tabela 6.1.

Tabela 6.1 – Propriedades termo-físicas do alumínio 7075-T62

k [W/mK]	ρ [kg/m ³]	c [J/kg.K]	Referência
130,0	2810,0	960,0	ASM International (1990b)

Fonte: Elaborado pelo autor.

Para explorar diferentes possibilidades de se obter valores de capacidade de refrigeração positiva² com o RBA, variaram-se os parâmetros operacionais para estas duas configurações. Os períodos de ciclo testados foram de 10 s, 30 s e 50 s. As amplitudes de temperatura (diferença entre a temperatura dos reservatórios térmicos quente e frio – equivalentes ao condensador e evaporador) foram de 5 K e 0,15 K. Em todos os casos simulados manteve-se T_H fixo em 300,65 K e fez-se T_C igual a 295,65 K ou 300,5 K para estabelecer as amplitudes de temperatura mencionadas. Uma observação pertinente é que o ΔT não pode ser igualado a 0 K porque isto ocasionaria divisões por zero no programa. Além disso, duas vazões de escoamento foram avaliadas, utilizando os valores da entrada \dot{m}'_{HP} que resultam nos valores das saídas \bar{m} e \tilde{V} mostrados na Tabela 6.2.

Tabela 6.2 – Vazões de FTC utilizadas

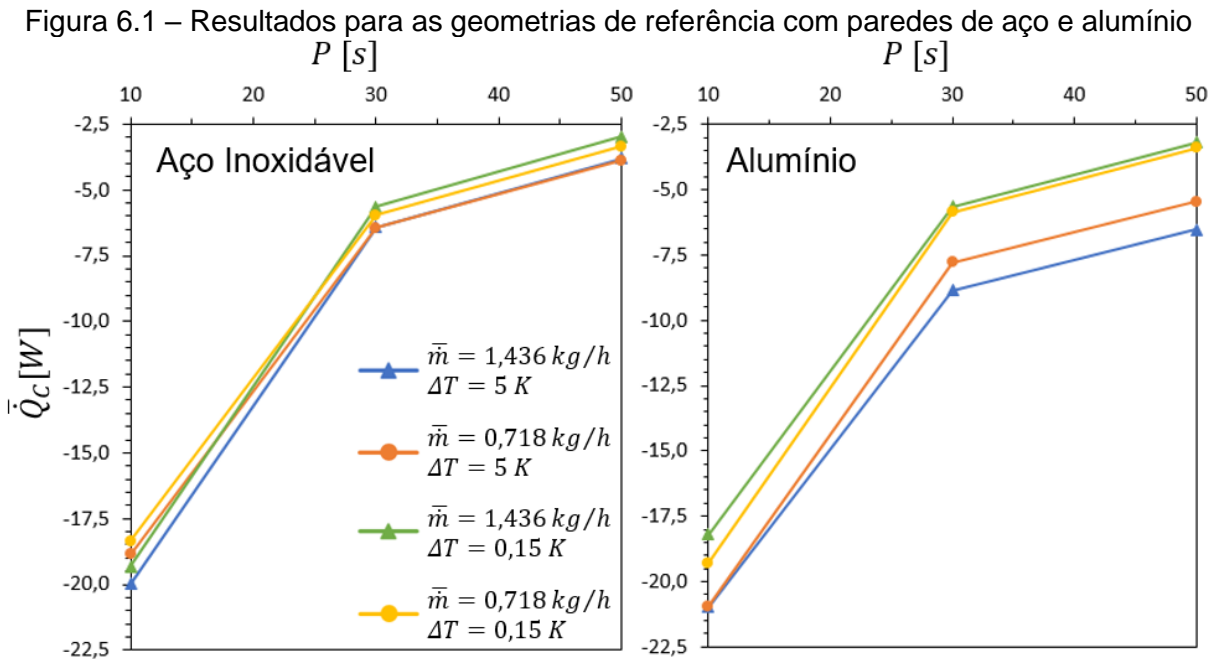
\dot{m}'_{HP} [kg.m ⁻¹ .s ⁻¹]	8,3545.10⁻³			4,1773.10⁻³		
P [s]	10	30	50	10	30	50
\tilde{V}	0,267	0,800	1,334	0,133	0,400	0,667
\bar{m} [kg/h]	1,436			0,718		

Fonte: Elaborado pelo autor.

Os resultados destas simulações são compilados na Figura 6.1, na qual observa-se que apenas capacidades de refrigeração com valores negativos foram obtidas. Isto indica que ambos os RBA's promovem o aquecimento do reservatório frio, que é o efeito oposto ao desejado para um refrigerador. Portanto, as configurações de referência, apesar de possuírem a premissa de ser construídas e testadas, não apresentam capacidades de refrigeração úteis. Logo, uma primeira conclusão é que os sistemas de refrigeração barocalóricos empregando PDMS (e possivelmente outros polímeros elastômeros) como refrigerante sólido ainda precisam

² Define-se como objetivo obter valores positivos para a capacidade de refrigeração (\bar{Q}_C), uma vez que um valor negativo obtido para esta variável em uma simulação representa fisicamente que o sistema não é capaz de operar como um refrigerador ou resfriador.

de um avanço tecnológico importante para serem plenamente testados em aparatos experimentais. Em outras palavras, o seu atual Nível de Maturidade Tecnológica (TRL – *Technology Readiness Level*) está entre TRL1 e TRL2 (MANKINS, 1995).



Fonte: Elaborado pelo autor.

Os resultados aquém do esperado (visto que os polímeros elastômeros apresentam elevado $|\Delta T_{ad}|$) podem ser inicialmente explicados por dois efeitos: (i) a inércia térmica do sistema; (ii) a baixa condutividade térmica do material barocalórico.

A inércia térmica é um resultado direto da necessidade de se confinar o MBC entre paredes rígidas (e espessas) capazes de suportar a pressão imposta sobre o sistema. A presença dessas paredes insere uma considerável massa térmica ($\rho_w c_w t_w LH$) entre o material barocalórico e o fluido de transferência de calor, de modo que:

- A) Ao comprimir o MBC, e o mesmo aumentar sua temperatura em $+\Delta T_{ad}$, calor será transferido, por condução, primeiramente para aquecer a parede sólida. Somente após a frente de calor atravessar toda a parede é que este será transferido por convecção para o fluido de trabalho;
- B) De maneira reversa, ao descomprimir o MBC e reduzir sua temperatura em $-\Delta T_{ad}$, calor será transferido por condução da parede sólida para o material

barocalórico. Somente quando a parede estiver em uma temperatura mais baixa é que o FTC será finalmente arrefecido.

Assim, a parede sólida, além de ser uma resistência à transferência de calor entre o MBC e o FTC, armazena calor durante os processos de compactação e escoamento frio, e o libera durante os processos de descompactação e escoamento quente. Fica nítido, portanto, que uma grande parcela do EBC na descompactação ($-\Delta T_{ad}$) é destinada a arrefecer a parede sólida, e apenas a parcela restante do efeito refrigerante permanece efetivamente disponível para reduzir a temperatura do fluido de trabalho. Como resultado, o FTC não consegue atingir temperaturas mais baixas do que aquelas estabelecidas no reservatório frio (volume refrigerado), culminando em capacidades de refrigeração negativas, como na Figura 6.1.

O segundo efeito refere-se à elevada resistência à troca de calor do MBC decorrente da baixa condutividade térmica que os polímeros elastômeros, em geral, possuem. Um baixo valor de k_b dificulta a troca de calor entre o MBC, a parede do sistema e, finalmente, o FTC.

Considerando estes dois efeitos, a seguir pode-se avaliar a influência de parâmetros construtivos e operacionais sobre os resultados da Figura 6.1. Porém, antes faz-se necessário explicar uma característica importante decorrente das curvas prescritas do efeito barocalórico e que impacta diretamente os resultados.

6.1.1 Influência das curvas prescritas do efeito barocalórico

Ao analisar a Figura 5.2 nota-se uma diferença de cerca de 1 K entre o $|\Delta T_{ad}|$ do PDMS na compressão e no alívio da pressão. Apesar desta diferença parecer pequena, ela influencia significativamente a termodinâmica do RBA. O $+\Delta T_{ad}$ mais intenso proporciona uma disponibilidade de calor maior para a massa térmica da parede metálica armazenar. Porém, em um segundo momento, como o $-\Delta T_{ad}$ é menor, há uma menor disponibilidade de capacidade de remoção desse calor da parede. Somando-se a isto o fato de que uma grande parcela do EBC na descompactação (efeito refrigerante) é gasta para resfriar a parede, e não o FTC, a menor intensidade do $-\Delta T_{ad}$ torna ainda menor a parcela do efeito refrigerante que é destinada ao resfriamento do fluido de trabalho, o que impacta severamente a capacidade de refrigeração (valores negativos).

A diferença entre $+\Delta T_{ad}$ e $-\Delta T_{ad}$ também afeta de forma importante os perfis de temperatura estabelecidos ao longo do leito do RBA. Como esta diferença se repete a cada ciclo, antes do estabelecimento do regime periodicamente desenvolvido (RPD), ela tende a gerar um aumento cumulativo da temperatura da matriz. A medida que a matriz se aquece, a diferença de temperatura entre ela e o fluido aumenta, então passa a ocorrer maior rejeição de calor dos sólidos para o fluido. Em um certo ponto, o nível de temperatura da matriz é tal que este saldo de +1 K do EBC é inteiramente dissipado para o FTC em forma de calor em cada ciclo, de modo que cessa o aumento cumulativo da temperatura do sistema e o RPD é por fim atingido. Como consequência, podem ser observadas temperaturas consideravelmente maiores que T_H no RBA, dependendo dos demais parâmetros geométricos e operacionais do sistema.

Não é possível avaliar com clareza se a diferença de ~ 1 K obtida nos dados experimentais utilizados é de fato devida a alguma característica física do PDMS ou decorrente dos métodos experimentais empregados na sua medição. Assim, para a análise dos resultados deste ponto em diante, considera-se que os dados experimentais para o EBC são consistentes.

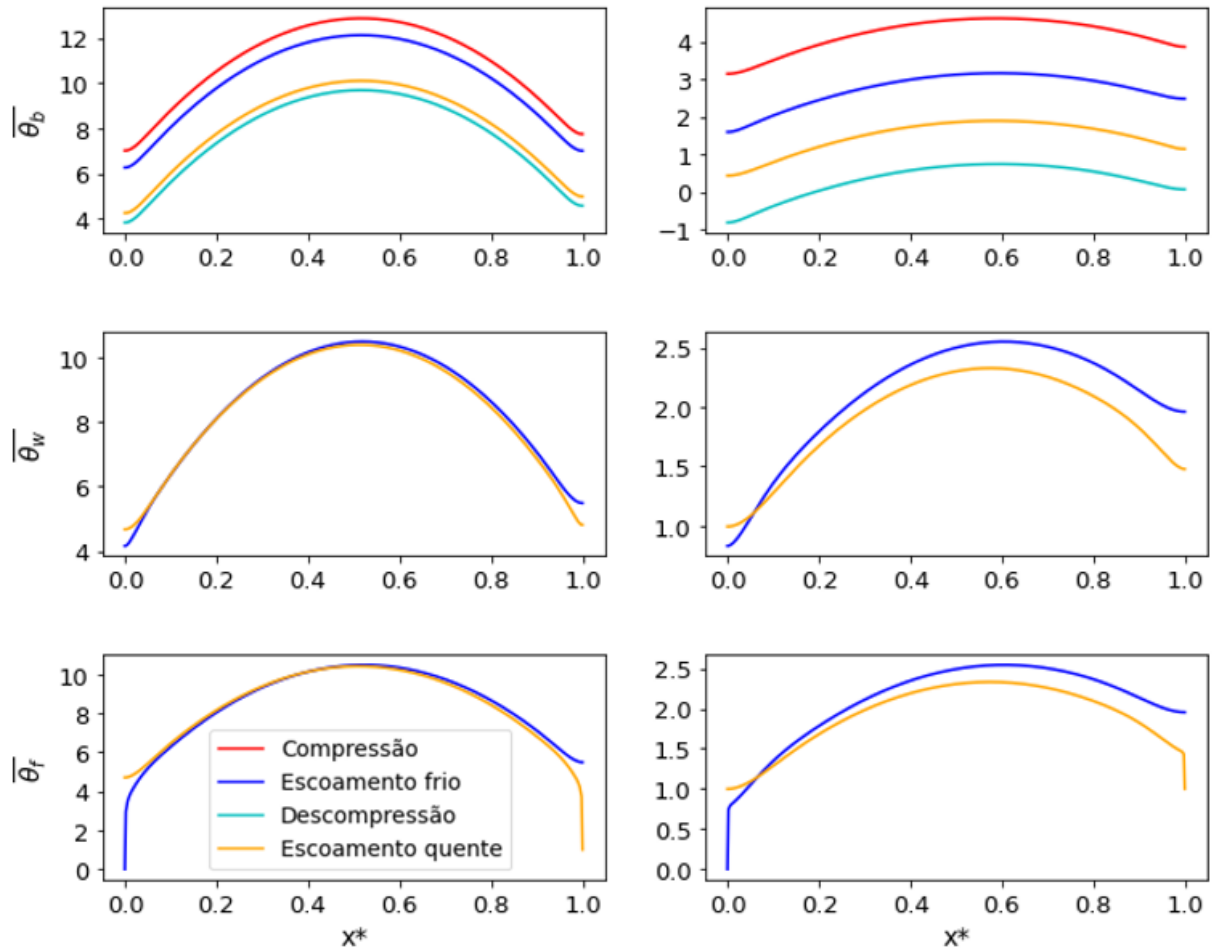
6.1.2 Influência do período do ciclo

A tendência mais evidente nos resultados da Figura 6.1 é o aumento da capacidade de refrigeração com o período do ciclo no intervalo de períodos avaliado, o que é um resultado direto dos dois efeitos explicados anteriormente. Nota-se que a presença da parede e a ocorrência primária de troca de calor por condução (entre MBC e parede), bem como a baixa condutividade térmica do PDMS, tornam o processo de transferência de calor lento. Assim, operar o sistema em ciclos mais longos tende a garantir, até um certo limite, que uma maior quantidade de calor seja trocada, melhorando os resultados para a capacidade de refrigeração, embora não garantindo valores positivos.

Para compreender melhor o efeito do período do ciclo, recorre-se aos perfis de temperatura estabelecidos nas direções axial (x) e transversal (y). A Figura 6.2 mostra a temperatura adimensional média (calculada na direção y) da borracha ($\overline{\theta_b}$) e da parede ($\overline{\theta_w}$), bem como a temperatura de mistura adimensionalizada do fluido ($\overline{\theta_f}$) em função da coordenada longitudinal (x) ao fim dos quatro processos do ciclo. Os

gráficos da esquerda são para $P = 10$ s e os da direita para $P = 50$ s. Os demais parâmetros não variam.

Figura 6.2 – $\bar{\theta}$ em função de x^* ao fim dos 4 processos do ciclo para o RBA com $\Delta T = 5$ K, $\bar{m} = 0,718$ kg/h e parede de aço inox – períodos de 10 e 50 s



Fonte: Elaborado pelo autor.

Nota-se que para $P = 10$ s, $\bar{\theta}_b$ permanece quase sempre acima de 4, enquanto para $P = 50$ s esta temperatura quase atinge o valor de -1. Com o aumento da duração das fases de escoamento, dispõe-se mais tempo para realizar as trocas de calor entre MBC e FTC contornando, em parte, a inércia térmica e a baixa condutividade térmica do MBC. Isto pode ser constatado na Figura 6.2 pela maior variação de $\bar{\theta}_b$ (com $P = 50$ s em relação a $P = 10$ s) entre as curvas azul claro e laranja (processo de escoamento quente) ou entre as curvas vermelha e azul escuro (processo de escoamento frio). Outro resultado direto do uso de maiores períodos são os perfis mais suavizados para $P = 50$ s.

Outra justificativa para os maiores valores de θ observados com o menor período é a diferença entre $+\Delta T_{ad}$ e $-\Delta T_{ad}$ apontada na seção anterior. Isto está relacionado ao período do ciclo porque este define quanto tempo o saldo de +1 K do EBC tem para ser transferido em forma de calor para o fluido. Para P pequeno esta transferência tem que ser rápida, então a matriz precisa atingir temperaturas altas para aumentar esta taxa de transferência de calor e permitir que o sistema se estabilize em RPD. Inversamente, se o período aumenta, passa a haver mais tempo para esta dissipação, então o regenerador atinge o RPD em temperaturas menos elevadas. Com temperaturas menores, a matriz pode absorver mais calor do FTC ou, ao menos, rejeitar menos calor para ele, o que colabora para o valor menos negativo de \bar{Q}_c obtido com o período mais longo.

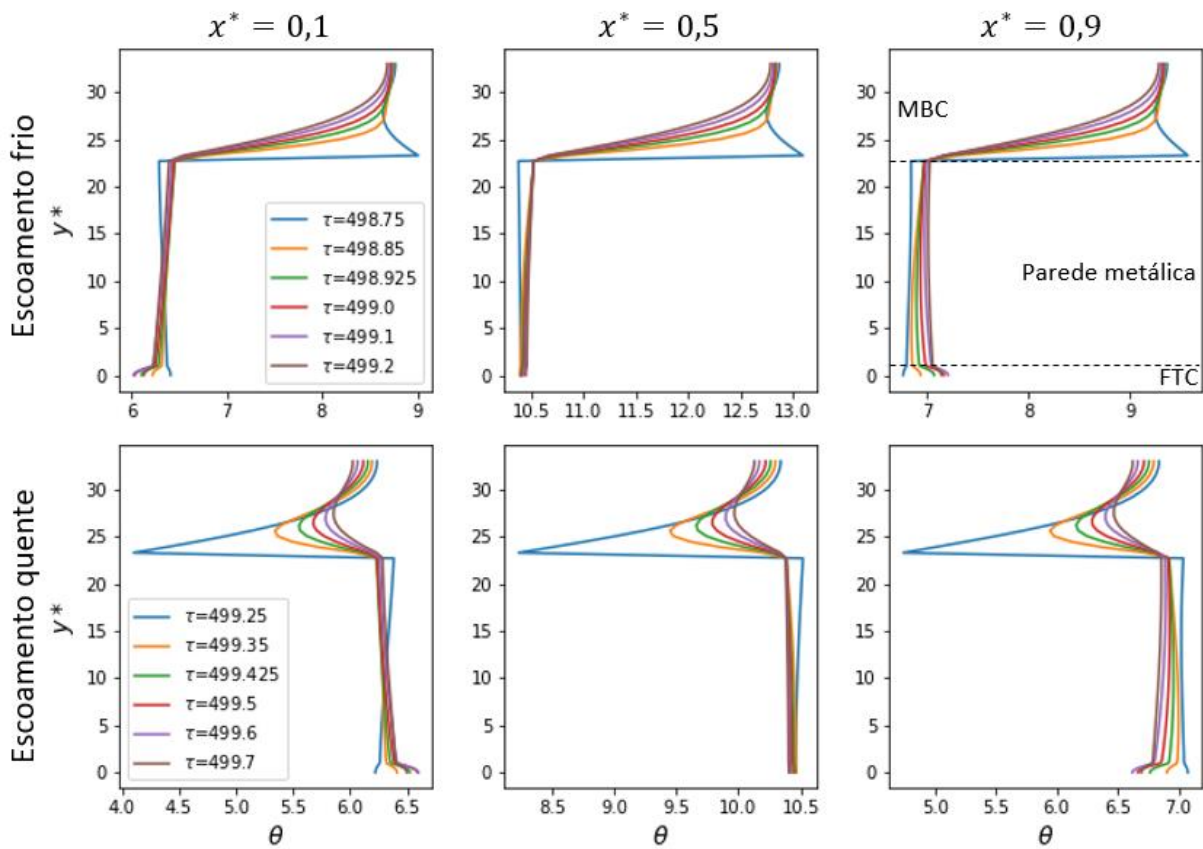
Um aspecto que convém ser explicado é a existência de picos de temperatura na região intermediária do regenerador ($x^* \cong 0,5$). Próximo às extremidades do duto ($x^* = 0$ e $x^* = 1$), ocorre passagem de FTC com as temperaturas dos reservatórios térmicos ($\theta_f = 0$ e $\theta_f = 1$) em suas respectivas etapas do ciclo, o que arrefece estas regiões. Entretanto, o escoamento proveniente dos reservatórios pode não chegar a escoar na região de $x^* \cong 0,5$, fato que é caracterizado pelo parâmetro \tilde{V} (razão de enchimento do duto). Assim, como o EBC é maior na compactação (conforme explicado na seção 6.1.1) há um acúmulo de calor nesta região, resultando em perfis de temperatura abaulados quando o sistema atinge o RPD.

Para o caso de P igual a 10 s especificamente, a baixa razão de enchimento do duto ($\tilde{V} = 0,133$) reforça este argumento, pois ela faz com que o fluido na região intermediária do duto não seja renovado, aproximando-se do equilíbrio térmico com os sólidos aquecidos e tornando-se incapaz de arrefecê-los. Já para o caso de P igual a 50 s, apesar de o fluido no centro do duto ser renovado em cada fase de escoamento ($\tilde{V} = 0,667$), ele chega nesta região após já ter sido aquecido pelo comprimento de parede a montante, como é perceptível no gráfico inferior da Figura 6.2 (de $\bar{\theta}_f \times x^*$). Logo, o efeito do acúmulo de calor é reduzido, porém o pico de $\bar{\theta}$ permanece próximo a $x^* \cong 0,5$.

Analisando agora os perfis de temperatura transversais complementa-se o entendimento acerca da transferência de calor transiente no RBA. Na Figura 6.3 ($P = 10$ s), nota-se que ao longo do escoamento frio (gráficos superiores) a temperatura do MBC diminui muito pouco, permanecendo praticamente constante na sua região

central (região próxima à fronteira norte do domínio – y^* máximo – que se estende de $x^* = 0$ até $x^* = 1$). Isto se deve à combinação da grande espessura t_b , com a baixa condutividade térmica k_b e com pequeno período P . Na sequência, ao descomprimir a borracha (ver curvas azuis nos gráficos inferiores), esta região central que não foi arrefecida durante o escoamento frio, resfria apenas até temperaturas próximas à da parede, adquirindo pouca capacidade de absorver calor e gerar refrigeração.

Figura 6.3 – θ em função de y^* para o RBA com $\Delta T = 5 K$, $\bar{m} = 0,718 kg/h$ e parede de aço inox – período de 10 s



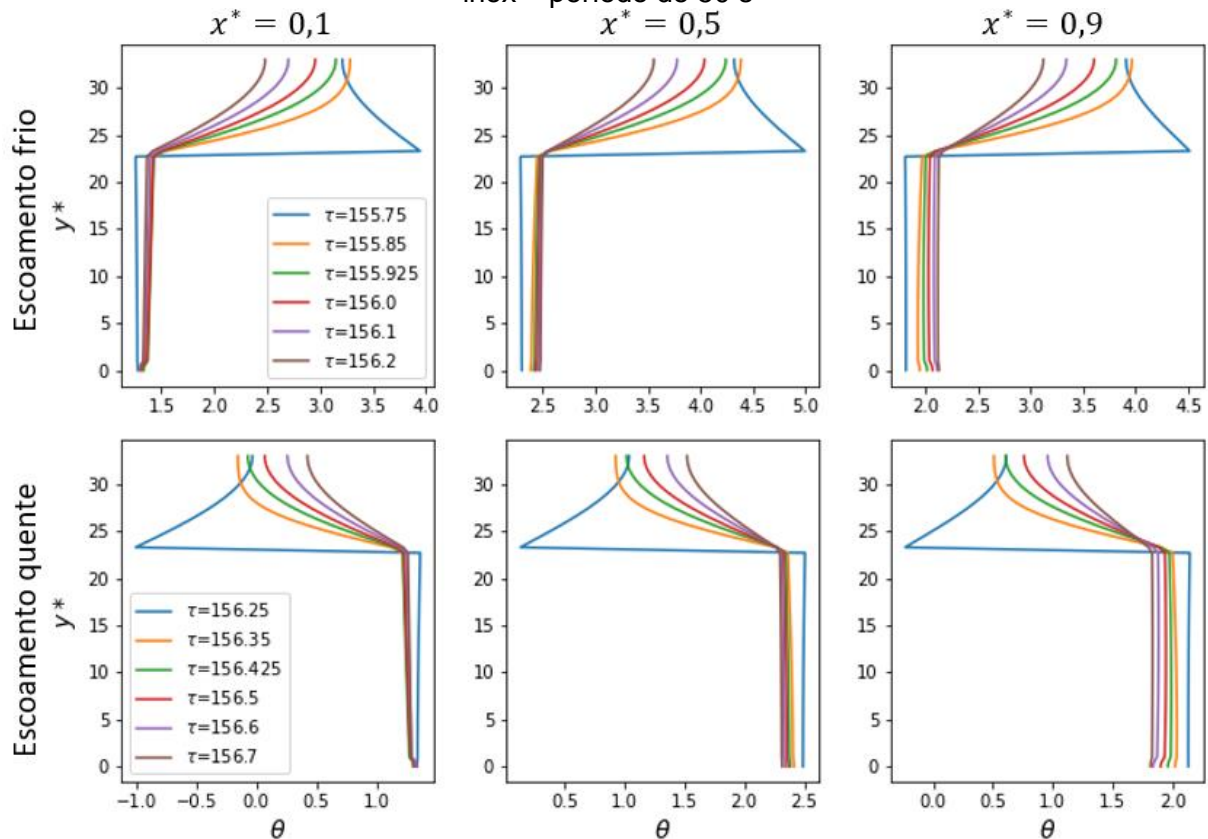
Fonte: Elaborado pelo autor.

Já com o período de 50 s – Figura 6.4 – o maior tempo disponível permite que, durante o escoamento frio, o MBC resfrie mais e ao longo de toda a sua espessura, desenvolvendo perfis de θ mais suavizados na região do MBC. Desta forma, diferentemente da Figura 6.3, quando aplica-se o EBC pela descompressão do polímero, todo o MBC se torna mais frio que a parede, o que contribui para a elevação de \bar{Q}_c até valores menos negativos.

Em relação às figuras 6.3 e 6.4, é interessante notar também que o perfil de temperatura da parede metálica é sempre menos inclinado que o do MBC. Este

resultado é fisicamente consistente com a condutividade térmica de $16,2 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ do aço inox, 107 vezes maior que a do PDMS ($0,1511 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$).

Figura 6.4 – θ em função de y^* para o RBA com $\Delta T = 5 \text{ K}$, $\bar{m} = 0,718 \text{ kg/h}$ e parede de aço inox – período de 50 s



Fonte: Elaborado pelo autor.

6.1.3 Influência do material da parede

Remetendo novamente à Figura 6.1, observa-se que:

- O desempenho termodinâmico com a parede de aço inox é, em geral, superior que com a parede de alumínio. Notadamente, considerando que a altura e comprimento das estruturas metálicas são as mesmas, porém sendo a espessura do aço inox de 5,5 mm, associada às propriedades listadas na Tabela 4.1, ao passo que para o alumínio t_w é igual a 10,0 mm com as propriedades da Tabela 6.1, este último material resulta em uma massa térmica cerca de 22,5% maior do que o aço inox;
- Para $\Delta T = 0,15 \text{ K}$, a capacidade de refrigeração é pouco afetada pela escolha do tipo de material da parede. As curvas de \bar{Q}_C em função do período para as

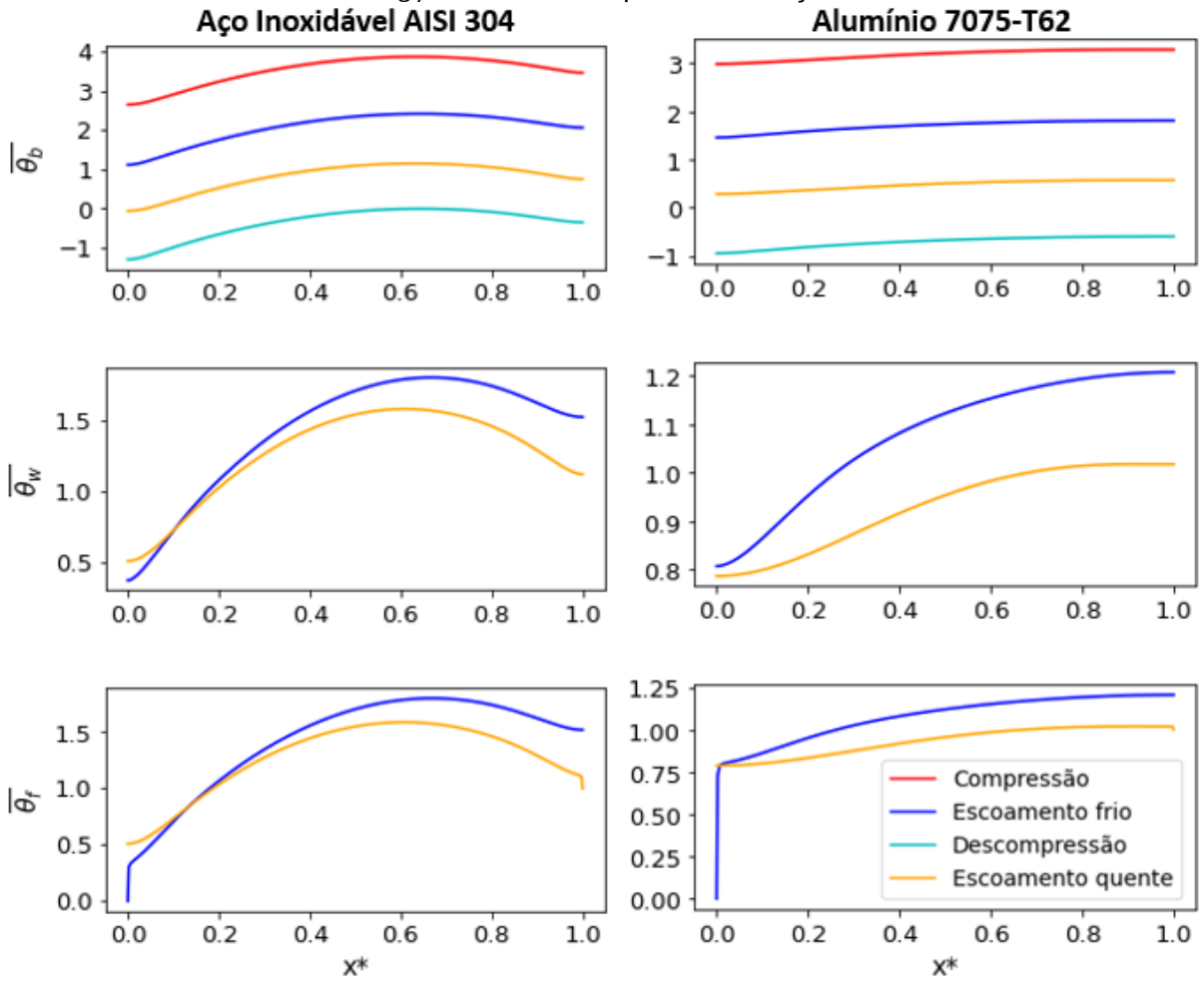
vazões de 0,718 kg/h e 1,436 kg/h são muito semelhantes ao comparar-se o aço inox e o alumínio;

- C) Para $\Delta T = 5$ K nota-se, entretanto, uma diferença considerável. O caso em que o desempenho com o alumínio mais se distancia do aço é para o período de 50 s e vazão de 1,436 kg/h, no qual obtém-se \bar{Q}_C de -6,52 W com o primeiro material e -3,79 W com o segundo.

Para melhor compreender os resultados, recorre-se novamente aos perfis de temperaturas $\bar{\theta}_b$, $\bar{\theta}_w$ e $\bar{\theta}_f$ em função da coordenada longitudinal, conforme a Figura 6.5, e também à Figura 6.6, que apresenta uma quantidade de calor trocado, representado por Q' , em função da posição longitudinal, durante o escoamento quente. A variável Q' é a integral ao longo do processo de escoamento quente dos fluxos de calor nas interfaces fluido-parede (subscrito fw) e parede-MBC (wb) multiplicados pela altura H , o que resulta na unidade de Joules por metro de comprimento na direção axial. Q' é positivo no sentido sul-norte do domínio e corresponde a apenas uma interface fluido-parede ou parede-MBC, não ao total para todas as interfaces do RBA completo.

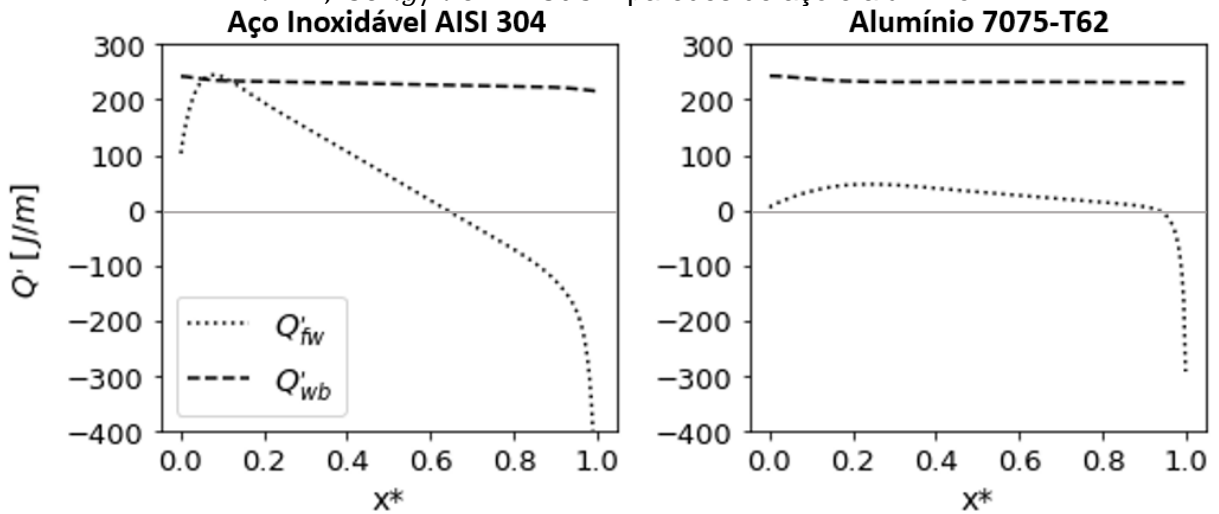
Observa-se na Figura 6.5 que para a parede de aço as temperaturas adimensionais são maiores na extremidade $x^* = 1$ e menores na extremidade $x^* = 0$, quando comparadas ao outro material. Por esta característica dos resultados, na fase de absorção de calor, a parede de aço transfere mais calor para o fluido na entrada do canal (ver Figura 6.6), mas também absorve mais calor deste na região de x^* menor que 0,6, sendo esta absorção a responsável pelo melhor desempenho do aço em relação ao alumínio.

Figura 6.5 – $\bar{\theta}$ em função de x^* ao fim dos 4 processos do ciclo para o RBA com $\Delta T = 5 K$, $\bar{m} = 1,436 kg/h$ e $P = 50 s$ – paredes de aço e alumínio



Fonte: Elaborado pelo autor.

Figura 6.6 – Calor nas interfaces na fase de escoamento quente para o RBA com $\Delta T = 5 K$, $\bar{m} = 1,436 kg/h$ e $P = 50 s$ – paredes de aço e alumínio



Fonte: Elaborado pelo autor.

Com relação ao calor transferido do metal para o polímero, este permaneceu praticamente invariável com a mudança do material da parede. Isto pode ser justificado pela resistência à condução de calor transversal desprezível das paredes em relação ao MBC, sendo o polímero o responsável por limitar a taxa de troca de calor entre estes meios. As resistências à condução mencionadas são: 8,27 K/W ($\frac{t_b}{2k_bHL}$) para o MBC, 0,0385 K/W ($\frac{t_w}{k_wHL}$) para o alumínio e 0,170 K/W para o aço inox. Este resultado, novamente corrobora o importante impacto da baixa condutividade térmica do MBC sobre o desempenho das geometrias de referência.

Retornando à Figura 6.5, resta compreender porque a temperatura do alumínio é maior que a do aço na região próxima à extremidade esquerda e menor à direita. A hipótese mais direta para justificar este resultado é a condução de calor axial na parede, que pode assumir magnitudes maiores no alumínio devido a sua condutividade térmica 8 vezes maior que a do aço e também à sua maior espessura. Estes dois fatores contribuem para que a resistência à condução axial ($\frac{L}{k_wHt_w}$) no alumínio seja muito menor que a do aço (15,4 K/W para o primeiro e 123,5 K/W para o segundo), favorecendo a transferência de calor a partir do reservatório quente para o frio.

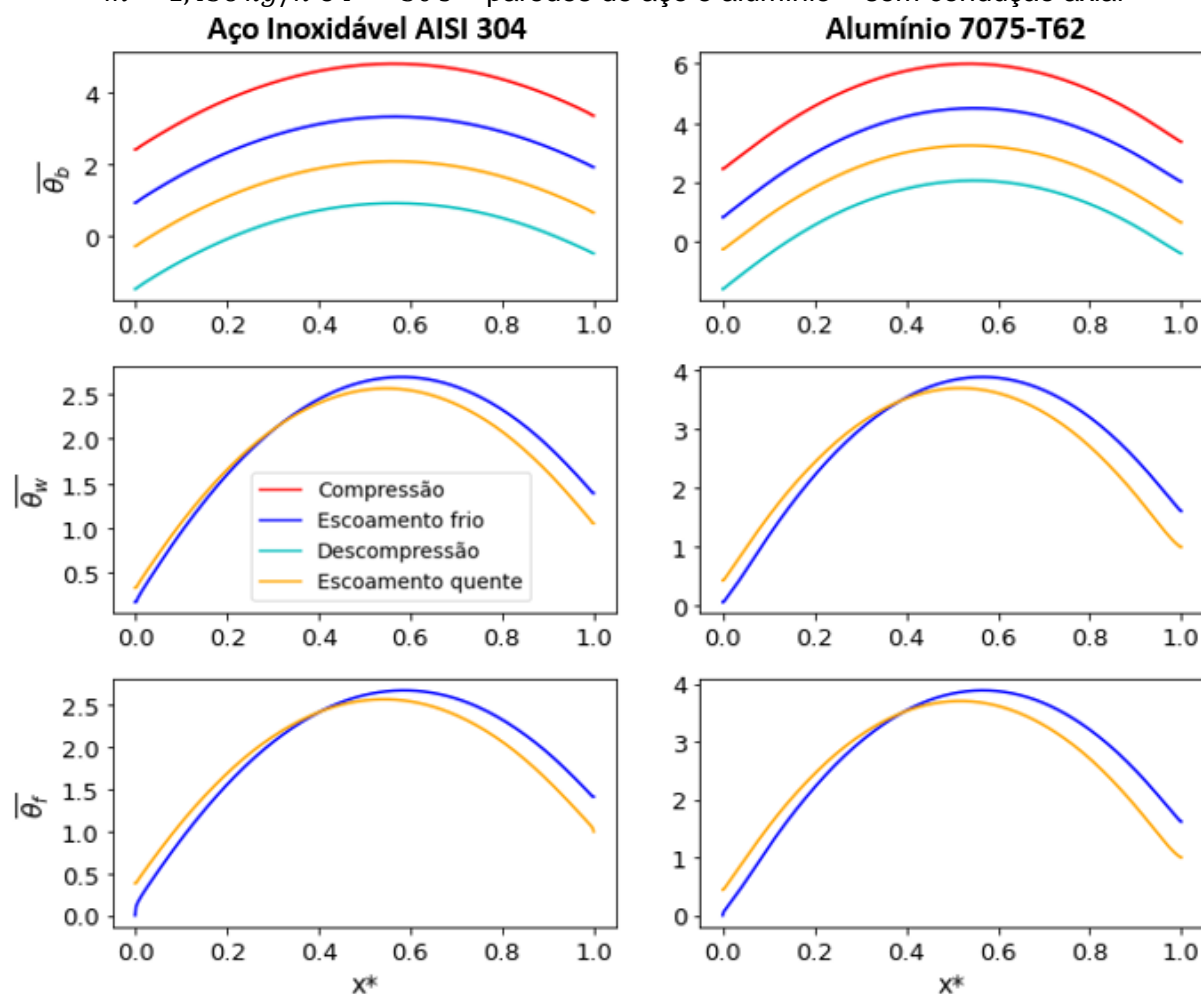
Esta hipótese foi confirmada por meio da repetição das duas simulações que constam na Figura 6.5 ($\Delta T = 5$ K, $P = 50$ s, e vazão de 1,436 kg/h), porém com os coeficientes do MVF alterados para desconsiderar a condução axial nos sólidos. A capacidade de refrigeração resultante para a parede de alumínio evoluiu de -6,52 W (com condução axial) para -3,24 W (sem condução axial), ou seja, um aumento de 50%; enquanto para o aço inox foi, em linhas gerais, o mesmo resultado, passando de -3,79 W (com) para -3,85 W (sem). Constam na Figura 6.7 os perfis de temperatura advindos destas novas simulações. Comparando com a Figura 6.5, a temperatura adimensional da parede de aço na extremidade oeste deixou de oscilar em torno de aproximadamente 0,5 para ficar próxima de 0,25. A do alumínio, por sua vez, passou de cerca 0,8 para 0,25, o que é coerente com a maior alteração de \bar{Q}_c e com a maior importância da condução axial neste material.

Portanto, percebe-se que a condução axial tem o efeito de achatar os perfis de $\bar{\theta}$, atenuando o pico no aço e fazendo com que ele deixe de existir no alumínio. Ao mesmo tempo, por se tratar de uma irreversibilidade interna, a condução axial tem impacto importante sobre o desempenho do RBA, sendo outro impacto negativo

(associado à massa térmica) imposto ao sistema devido à necessidade de se estabelecer paredes sólidas e rígidas para confinar o MBC.

Isso demonstra a importância da seleção apropriada do material da parede sólida, sendo notório que este: (i) pode ter uma condutividade térmica menor (da magnitude da condutividade do aço inox, por exemplo), uma vez que a condutividade do MBC é o que limita as trocas térmicas, bem como valores muito elevados de k_w acarretam perdas significativas por condução axial; (ii) deve possuir boas propriedades mecânicas para suportar elevadas pressões com as menores espessuras de parede; (iii) deve apresentar os menores valores possíveis de densidade e calor específico. A combinação dos itens (ii) e (iii) representariam uma menor massa térmica.

Figura 6.7 – $\bar{\theta}$ em função de x^* ao fim dos 4 processos do ciclo para o RBA com $\Delta T = 5 K$, $\bar{m} = 1,436 kg/h$ e $P = 50 s$ – paredes de aço e alumínio – sem condução axial



Fonte: Elaborado pelo autor.

6.1.4 *Influência da amplitude de temperatura*

Retomando a Figura 6.1, constata-se que \bar{Q}_C diminui com o aumento da amplitude de temperatura em todos os casos simulados. Este resultado está de acordo com diversos estudos sobre regeneradores calóricos ativos (MASCHE *et al.*, 2022; TREVIZOLI *et al.*, 2017), e a sua explicação é simples. Ao ser descomprimido, o material *i*-calórico tem sua temperatura reduzida em $-\Delta T_{ad}$, o que é o efeito refrigerante do sistema. No processo seguinte, de escoamento quente, o material *i*-calórico despende boa parte deste efeito refrigerante para absorver calor do FTC (relacionado ao processo de regeneração) e levá-lo de T_H até T_C . O que restar do efeito refrigerante irá, finalmente, resfriar o FTC até temperaturas menores do que a do reservatório frio, potencializando a capacidade de refrigeração. Logo, quanto maior for o ΔT imposto no sistema, maior é a primeira parcela, e menor será a segunda. No caso do RBA do presente trabalho, a refrigeração é negativa porque o regenerador não consegue resfriar o fluido que entra no duto a T_H nem mesmo até T_C , ou seja, a primeira parcela do processo já está comprometida. A medida que o ΔT aumenta, maior se torna a diferença entre a temperatura do fluido que atinge o reservatório frio (CHEX) e T_C .

6.1.5 *Influência da vazão de fluido de transferência de calor*

Avaliando agora o impacto da vazão do FTC (\bar{m}) sobre os resultados, diversos estudos publicados apontam que há uma vazão (ou fator de utilização) ótima que maximiza a capacidade de refrigeração de um regenerador calórico ativo, e que esta vazão muda de acordo com os demais parâmetros geométricos e operacionais do sistema (LI *et al.* 2006; NAVICKAITĖ *et al.* 2018). A ocorrência desta vazão ótima se dá entre os dois extremos caracterizados a seguir:

- A) Quando a vazão (e, conseqüentemente, a massa térmica do fluido) é muito pequena, a quantidade de fluido que passa é insuficiente para fazer com que as temperaturas dos sólidos variem significativamente, ocorrendo pouca regeneração. Assim, cada ponto dos sólidos descreve um ciclo termodinâmico $T \times S$ com área útil pequena dentro das curvas dos processos, o que é prejudicial para a refrigeração. Ademais, é a massa térmica do fluido que chega

ao reservatório frio que absorve calor deste reservatório e o refrigera (como pode ser inferido a partir da Equação 5.12). Com uma massa muito pequena de fluido chegando, pouco calor pode ser absorvido do trocador de calor;

- B) Se a vazão for excessiva, os sólidos podem não ter capacidade térmica o suficiente, ou não ter tempo o suficiente, para resfriar o fluido abaixo de T_C antes que ele chegue ao reservatório frio. Ou seja, o processo de transferência de calor se torna pouco efetivo, impactando a regeneração. Como resultado, a capacidade de refrigeração é reduzida.

No contexto da Figura 6.1, os resultados obtidos para a variação da vazão não seguem uma tendência regular. Em alguns casos, quando se aumenta a vazão (mantendo as demais variáveis fixas) a capacidade de refrigeração melhora, em outros casos \bar{Q}_C piora, e existem também casos em que o resultado é praticamente indiferente à vazão. Esta irregularidade mostra que no RBA em estudo a vazão também pode atuar benéfica ou prejudicialmente à capacidade de refrigeração. Entretanto, a análise contida nas alíneas pode ser mais complexa para os resultados da Figura 6.1, uma vez que foram obtidos apenas valores negativos de \bar{Q}_C e em alguns casos o comportamento do RBA é atípico, ocorrendo rejeição de calor para o fluido no escoamento quente devido às elevadas temperaturas da matriz.

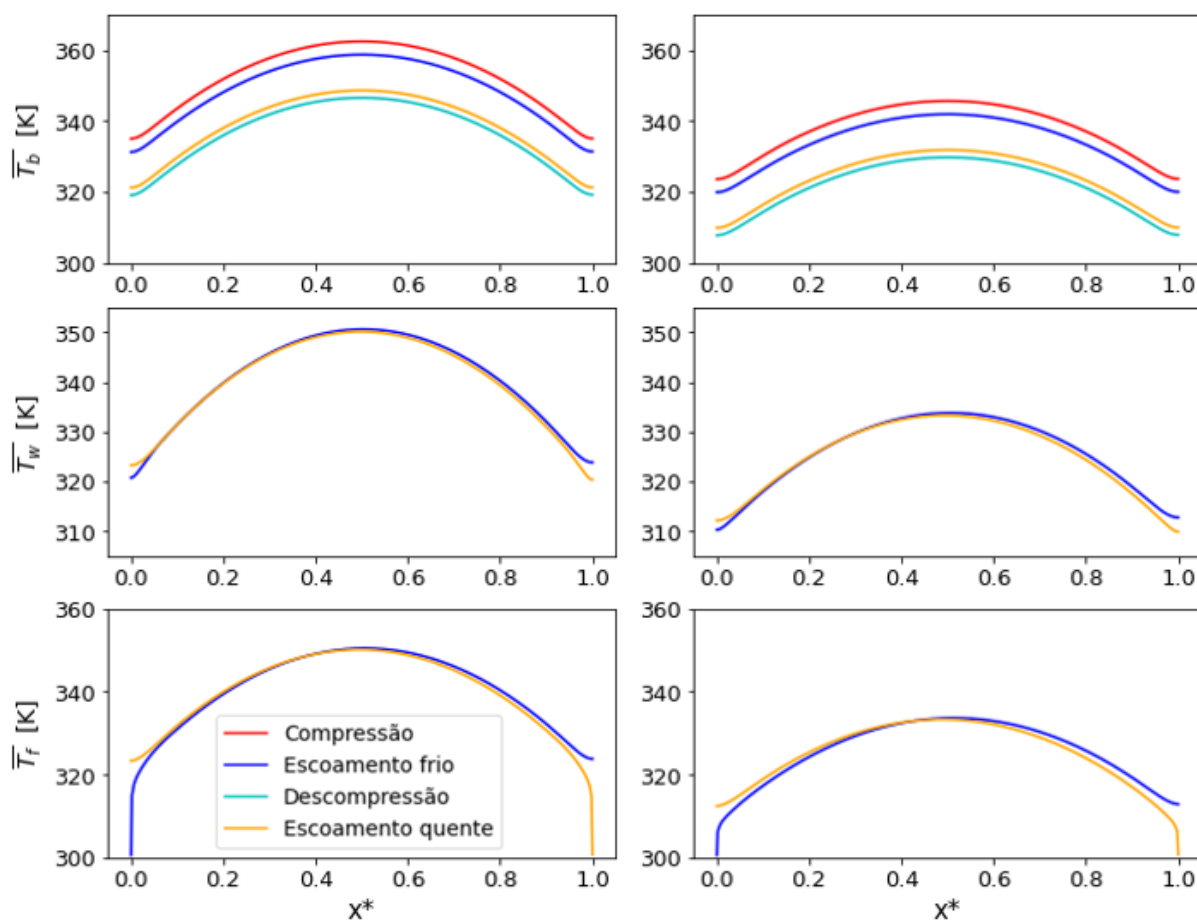
Uma discussão buscando justificar de forma aprofundada a alteração de \bar{Q}_C com a vazão para cada caso da Figura 6.1 seria extensa, complexa e possivelmente inconclusiva, visto que apenas dois valores de vazão foram testados, não estabelecendo tendências tão claras. Então são feitas a seguir apenas duas observações gerais a respeito da influência da vazão sobre o RBA, enquanto outras discussões relativas à vazão e ao escoamento surgirão nas demais seções deste capítulo.

O primeiro ponto a ser destacado nos resultados da Figura 6.1 é que existe um efeito combinado da vazão e da amplitude de temperatura sobre o desempenho do RBA. Isto é constatado ao se observar que, para os 6 pares período-material da parede apresentados, o aumento de \bar{m} é pior para \bar{Q}_C com o ΔT de 5 K do que com o ΔT de 0,15 K. Isto ocorre porque tanto o aumento de \bar{m} quanto o de ΔT , mesmo que isoladamente, aumentam a quantidade de calor que a matriz deve absorver do fluido para que ele possa resfriar o reservatório frio (CHEX). Assim, quando se eleva \bar{m} e

ΔT simultaneamente, aumenta-se não apenas a temperatura do fluido que deságua no CHEX como também a massa deste fluido, efeitos que atuam multiplicados um pelo outro (conforme a Equação 5.12) de forma a prejudicar \bar{Q}_C .

O segundo ponto está relacionado à tendência já destacada anteriormente que as geometrias de referência apresentam de entrarem em RPD apenas em temperaturas consideravelmente maiores que as dos trocadores de calor (T_H e T_C). Para abordar este aspecto apresenta-se as figuras 6.8 e 6.9, que trazem as temperaturas médias de cada meio ao fim das 4 etapas do ciclo para os quatro casos da Figura 6.1 que contam com $P = 10$ s e $\Delta T = 0,15$ K. O que é pertinente de se destacar nestas figuras é que ocorrem grandes quedas de temperatura do RBA quando se dobra a vazão (em torno de 15 K com o aço e 12,5 K com o alumínio). Nestas situações em que o RBA opera tão mais aquecido que T_H , o FTC é o responsável por arrefecer os sólidos (o que acontece nos dois processos de escoamento) impedindo que a diferença de 1 K entre as curvas de ΔT_{ad} aqueça o sistema indefinidamente. Não é difícil compreender, portanto, que uma maior massa de FTC escoando através dos dutos provoque a diminuição da temperatura do sistema.

Figura 6.8 – \bar{T} em função de x^* ao fim dos 4 processos do ciclo para o RBA com $\Delta T = 0,15 K$, $P = 10 s$ e parede de aço inoxidável
 $\bar{m} = 0,718 kg/h$ $\bar{m} = 1,436 kg/h$

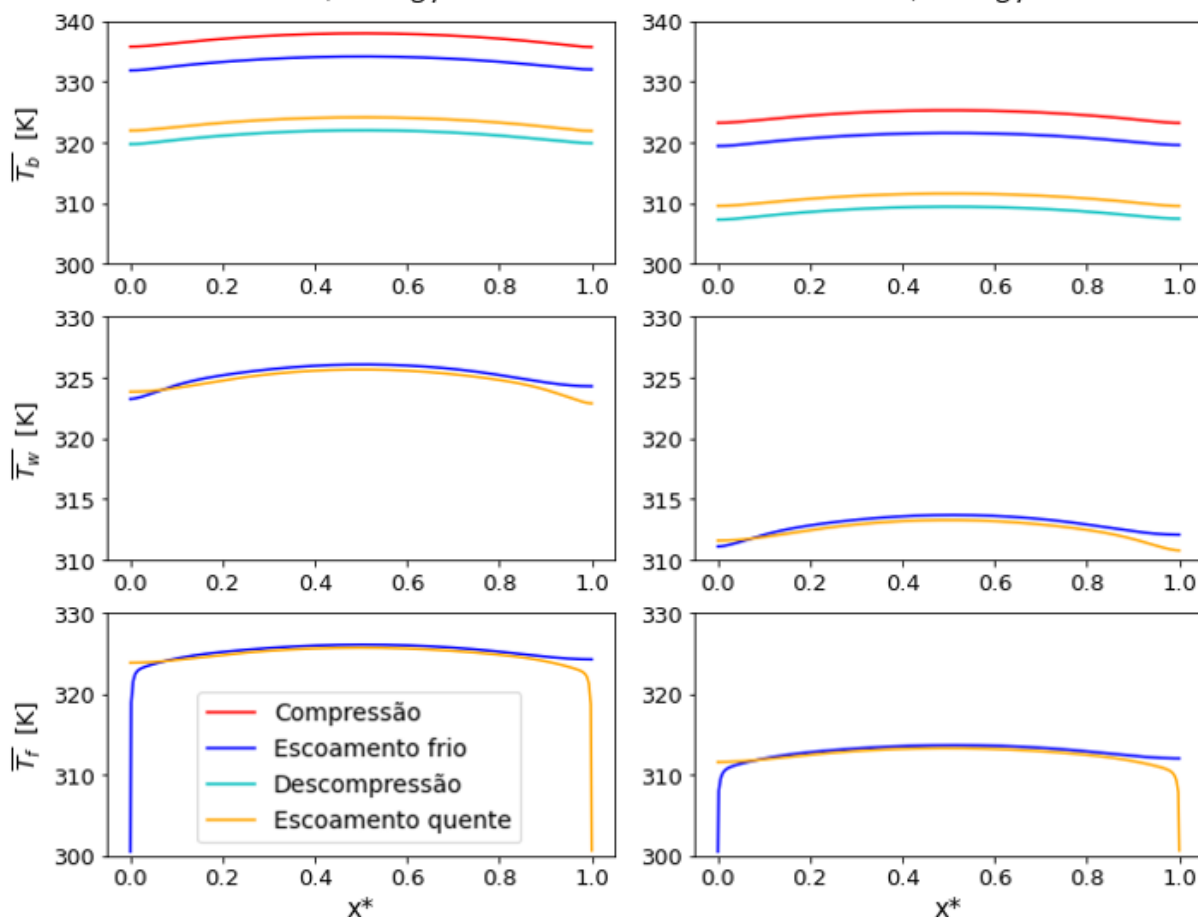


Fonte: Elaborado pelo autor.

Este resfriamento, isoladamente seria benéfico para a capacidade de refrigeração, pois reduz a rejeição de calor para o FTC. Contudo, deve-se lembrar que tais quedas de temperatura foram obtidas por meio do aumento de vazão, que, por sua vez, pode ser prejudicial para \bar{Q}_C . No caso do aço inox (Figura 6.8), o calor rejeitado para o fluido em cada ciclo diminuiu de 394,7 J para 390,7 J com a duplicação da vazão (valores para um RBA completo, ou seja, N canais e altura H). Esta variação de apenas 1,0% não compensa a duplicação da massa de água mais quente que T_C chegando ao CHEX na fase de escoamento quente, resultando em uma diminuição de 0,96 W em \bar{Q}_C . Para o alumínio (Figura 6.9) a variação é de 394,7 J para 372,8 J, o que corresponde a 5,6%. Neste caso a diminuição do calor rejeitado é suficiente para que o aumento da vazão seja vantajoso, sendo que a capacidade de refrigeração aumenta 1,08 W. Isto mostra que o efeito da vazão sobre o desempenho do RBA pode

ser bastante imprevisível, e reforça a utilidade de se ter uma modelo computacional a disposição para fazer tais estimativas.

Figura 6.9 – \bar{T} em função de x^* ao fim dos 4 processos do ciclo para o RBA com $\Delta T = 0,15 K$, $P = 10 s$ e parede de alumínio
 $\bar{m} = 0,718 kg/h$ $\bar{m} = 1,436 kg/h$



Fonte: Elaborado pelo autor.

6.2 Avaliação da sensibilidade do desempenho termodinâmico do RBA em relação a parâmetros geométricos

Nesta seção serão realizadas simulações variando-se parâmetros geométricos do RBA. São eles: espessura do material barocalórico (t_b), espessura da parede metálica de aço inox (t_w) e espessura do canal do fluido (t_f). Deste modo, será avaliado como estes parâmetros influenciam o desempenho termodinâmico do RBA, representado pela capacidade de refrigeração média no ciclo (\bar{Q}_C). O estudo inicia-se a partir da geometria de referência para o aço inox, e então varia-se t_b . Em seguida, foram realizadas análises em relação a t_w e t_f , após as quais verificou-se a

oportunidade de reavaliar a sensibilidade em relação a t_b com base em um RBA de características construtivas muito diferentes daquelas da geometria de referência. Refletindo este raciocínio, as subseções que se seguem estão ordenadas de acordo com as decisões tomadas ao longo do desenvolvimento do trabalho, existindo, portanto, duas subseções distintas para avaliação da sensibilidade em relação a t_b .

6.2.1 Primeira análise de sensibilidade em relação à espessura do material barocalórico

Nesta seção é realizado o estudo da influência da espessura do MBC (t_b) sobre a taxa de refrigeração média do dispositivo (\bar{Q}_C), mantendo as demais características construtivas como na geometria de referência com aço inox, ou seja, $t_w = 5,5$ mm e $t_f = 0,5$ mm, bem como as propriedades mostradas na Tabela 4.1. Quanto aos parâmetros operacionais, que encontram-se sumarizados na Tabela 6.3, foram utilizados três valores da entrada \dot{m}'_{HP} para a vazão e três valores de período do ciclo. Isto resulta em nove perfis de escoamento diferentes nos dutos, que podem ser caracterizados pelas saídas \tilde{V} e \bar{m} das simulações, também listadas na Tabela 6.3.

Cada uma das nove condições da Tabela 6.3 foi simulada considerando duas amplitudes de temperatura: 5 K e 0,15 K, totalizando 18 condições de entrada. Estas, por sua vez, foram combinadas para cinco espessuras t_b : 0,5 mm, 1,0 mm, 2 mm, 3 mm e 5 mm. Logo, um total de 90 simulações foram realizadas ao combinar todos esses parâmetros. A Figura 6.10 apresenta os resultados para a primeira análise da sensibilidade de \bar{Q}_C em relação a t_b .

Tabela 6.3 – Parâmetros operacionais utilizados na primeira análise de sensibilidade de \bar{Q}_C em relação a t_b e na análise de sensibilidade de \bar{Q}_C em relação a t_w

\dot{m}'_{HP} [kg/m.s]	$8,3545 \cdot 10^{-3}$			$4,1773 \cdot 10^{-2}$			$8,3545 \cdot 10^{-2}$		
P [s]	5	10	30	5	10	30	5	10	30
\tilde{V}	0,133	0,267	0,800	0,666	1,33	4,00	1,33	2,67	8,00
\bar{m} [kg/h]	1,435	1,436	1,436	7,175	7,179	7,180	14,35	14,36	14,36

Fonte: Elaborado pelo autor.

Neste ponto, faz-se interessante observar o efeito da solução analítica adotada para o escoamento na vazão resultante. Se o escoamento se mantivesse sempre igual

ao de Hagen-Poiseuille que seria obtido pelo gradiente de pressão instantâneo imposto sobre o sistema (ver seção 4.2.1), a vazão média poderia ser calculada pela Equação 6.1.

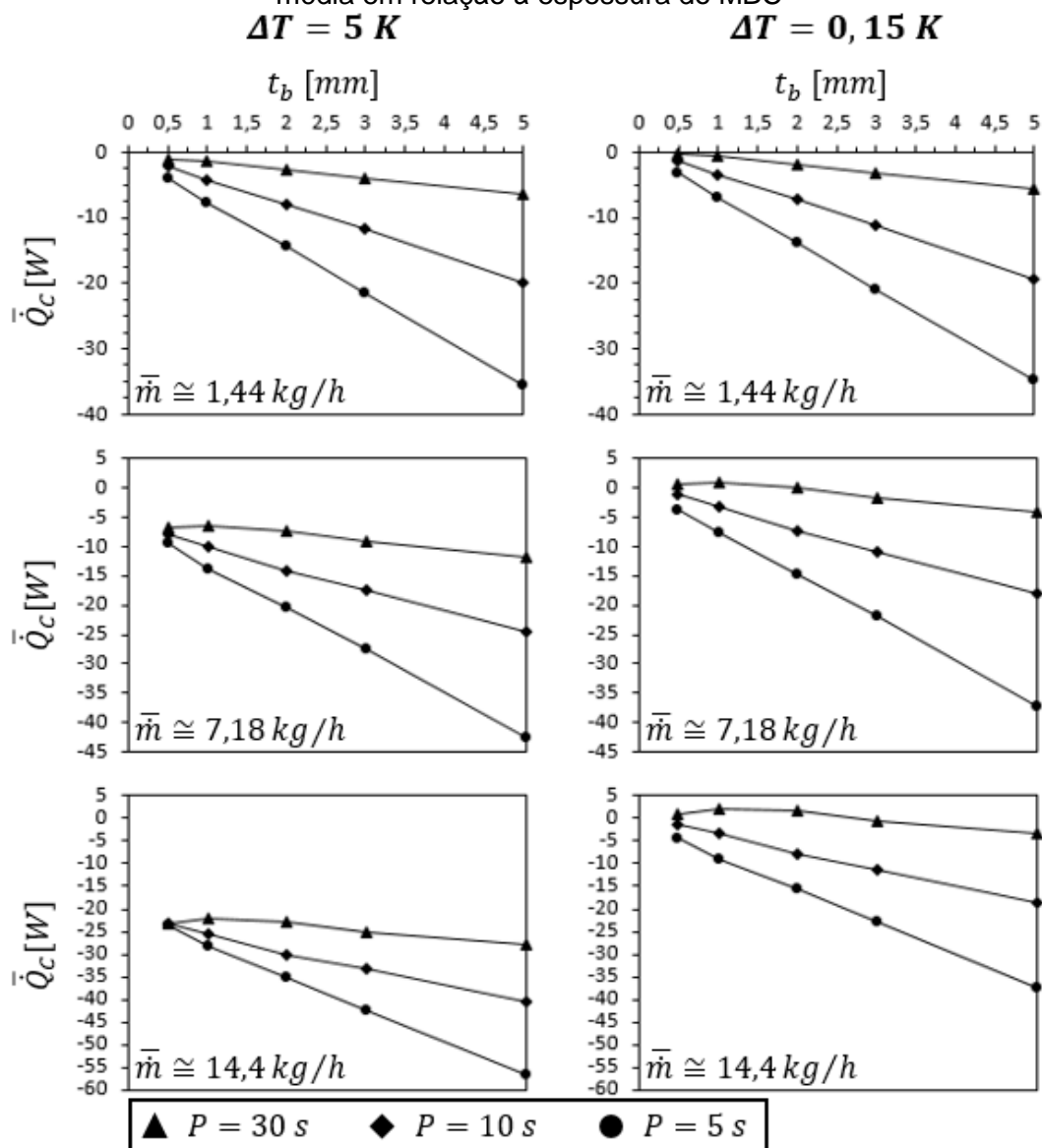
$$\bar{m} = \frac{-3600NH\dot{m}'_{HP}}{P} \int_{P/4}^{3P/4} \cos\left(\frac{2\pi t}{P}\right) dt = \frac{3600NH\dot{m}'_{HP}}{\pi} \quad 6.1$$

Para os valores de \dot{m}'_{HP} da Tabela 6.3, do menor para o maior, isto resultaria em \bar{m} igual a 1,436, 7,180 e 14,360 kg/h, respectivamente, que são exatamente as vazões calculadas pelo programa computacional a partir da solução analítica com o período de 30 s. Com o período menor, o caráter transiente do escoamento se torna mais pronunciado, fazendo com que a vazão diminua. Porém, como traz a Tabela 6.3, e ficará evidente também nas demais seções deste capítulo, esta redução é desprezível (ocorre no terceiro ou quarto algarismo significativo) para a faixa de números de Reynolds cinético utilizada.

Tendo isto em vista, é provável que, se o modelo calculasse as velocidades diretamente pela solução de Hagen-Poiseuille a partir do gradiente de pressão instantâneo (variando segundo uma cossenóide no tempo), os resultados se alterariam minimamente. Contudo, esta simplificação restringiria a flexibilidade do modelo em simular números de Reynolds maiores, e o ganho em rapidez das simulações não seria tão grande, visto que o gasto computacional com a solução analítica do escoamento é muito pequeno em relação ao gasto com a solução numérica do modelo da transferência de calor.

Prosseguindo para a análise da Figura 6.10, fica evidente, mais uma vez, a degradação da refrigeração causada pela atuação combinada da amplitude de temperatura com a vazão de FTC, que foi explanada previamente na seção 6.1.5. Isto pode ser visualizado observando que quanto maior a vazão (\bar{m}), maior é a piora da capacidade de refrigeração quando se aumenta o ΔT de 0,15 para 5 K.

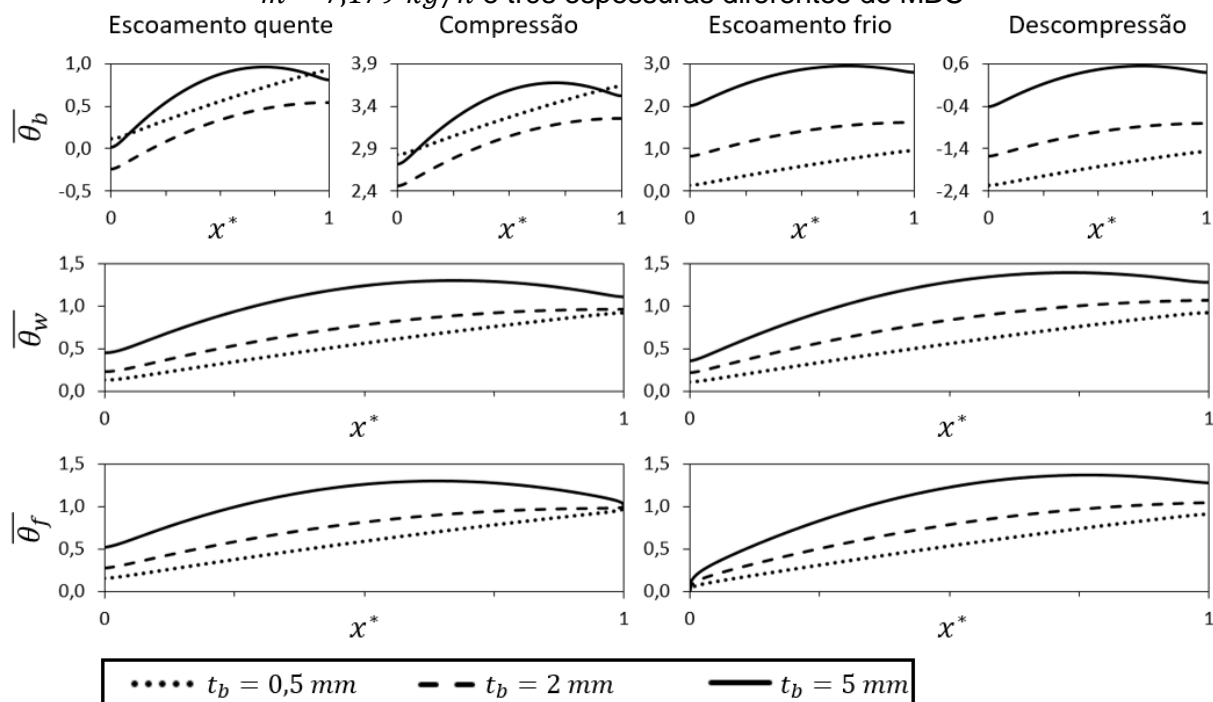
Figura 6.10 – Resultados da primeira análise de sensibilidade da capacidade de refrigeração média em relação à espessura do MBC



Fonte: Elaborado pelo autor.

Outra clara tendência a ser explicada nesta seção é a de piora da capacidade de refrigeração com o aumento da espessura da camada de PDMS, que prevalece em quase todos os ΔT 's, \bar{m} 's e P 's da Figura 6.10. A razões por trás deste resultado podem ser elucidadas com o auxílio da Figura 6.11, que traz os perfis de temperaturas adimensionais médias dos materiais ao fim de cada etapa do ciclo com as espessuras do PDMS de 0,5, 2 e 5 mm, para a amplitude de temperatura de 5 K, o período de 10 s e a vazão de 7,179 kg/h.

Figura 6.11 – $\bar{\theta}$ em função de x^* ao fim dos 4 processos do ciclo para $\Delta T = 5 K$, $P = 10 s$, $\bar{m} = 7,179 kg/h$ e três espessuras diferentes do MBC



Fonte: Elaborado pelo autor.

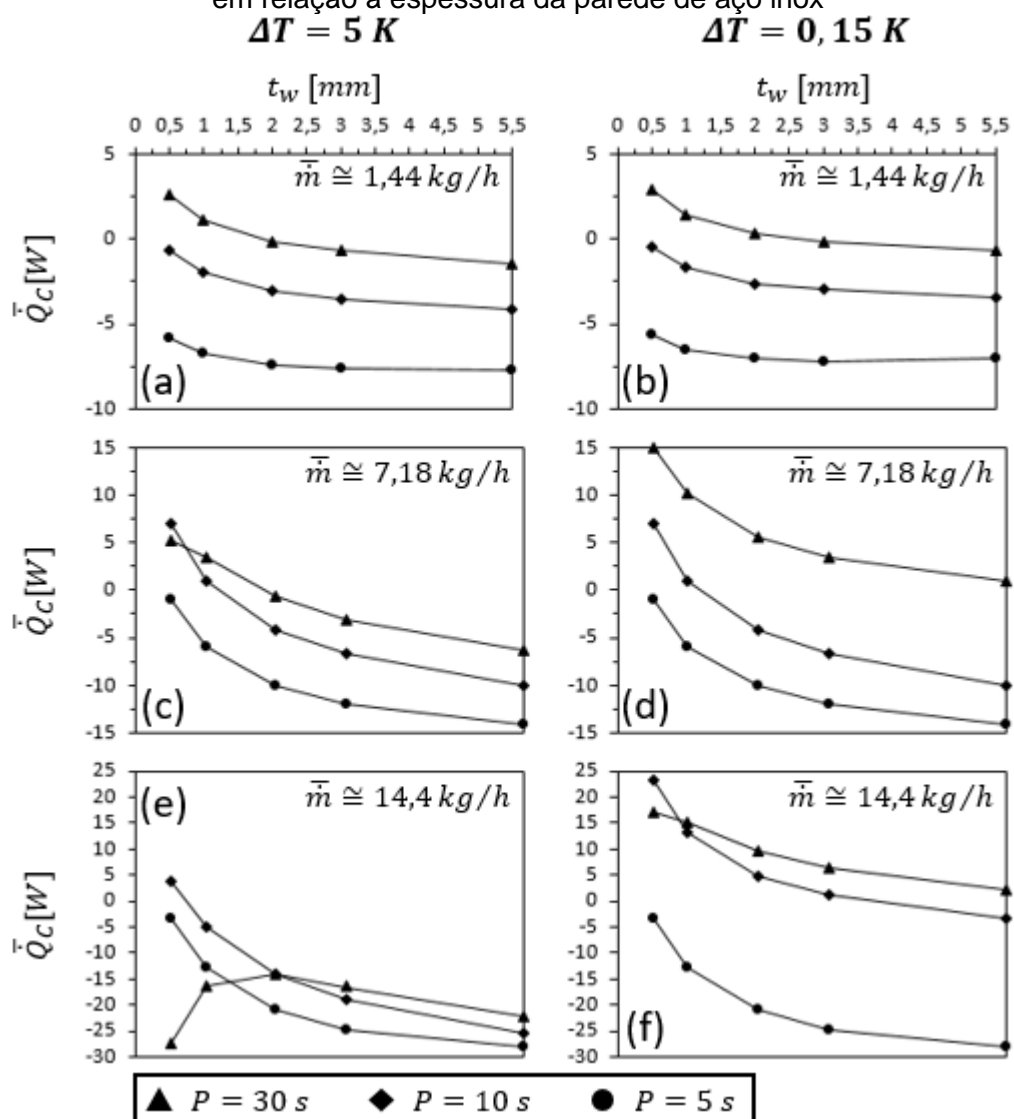
Observa-se que com maiores espessuras do MBC, os níveis de temperatura da parede metálica e do fluido aumentam, prejudicando a capacidade de refrigeração. Isto se deve a motivos já abordados anteriormente. Primeiramente, com o aumento de t_b , aumenta a resistência à condução de calor transversal da camada de MBC, o que, gradualmente, faz com que o período se torne insuficiente para a regeneração adequada da região central da camada de PDMS. Logo, este efeito pode ser parcialmente atenuado pelo uso de maiores períodos de ciclo. Em segundo, o aumento de t_b (e da massa de MBC no sistema) faz com que aumente a quantidade de energia no sistema associada à diferença de 1 K entre as curvas prescritas de ΔT_{ad} , o que também contribui para o aquecimento do RBA como um todo.

Na Figura 6.10, em algumas condições, observa-se a ocorrência de capacidades de refrigeração positivas, bem como a presença de um pico de \bar{Q}_C em t_b igual a 1 mm, porém este pico é pouco pronunciado. Resultados similares, tendo esta característica mais evidente serão explicados na seção 6.2.4. Dentre as capacidades de refrigeração positivas, obteve-se o valor máximo de 2,23 W para t_b de 1 mm, ΔT de 0,15 K, a maior vazão e o maior período.

6.2.2 Sensibilidade em relação à espessura da parede metálica

Nesta seção é realizado o estudo da influência da espessura da parede metálica (t_w) sobre a taxa de refrigeração média do dispositivo. Os seguintes parâmetros são constantes: $t_b = 1,0$ mm e $t_f = 0,5$ mm; ao passo que t_w foi parametrizado com os seguintes valores: 0,5 mm, 1,0 mm, 2 mm, 3 mm e 5,5 mm. Os parâmetros operacionais constam na Tabela 6.3, tendo sido os mesmos combinados, novamente, com as amplitudes de temperatura de 0,15 K e 5 K. Logo, um total de 90 simulações foram realizadas. Os resultados são apresentados na Figura 6.12.

Figura 6.12 – Resultados da análise de sensibilidade da capacidade de refrigeração média em relação à espessura da parede de aço inox

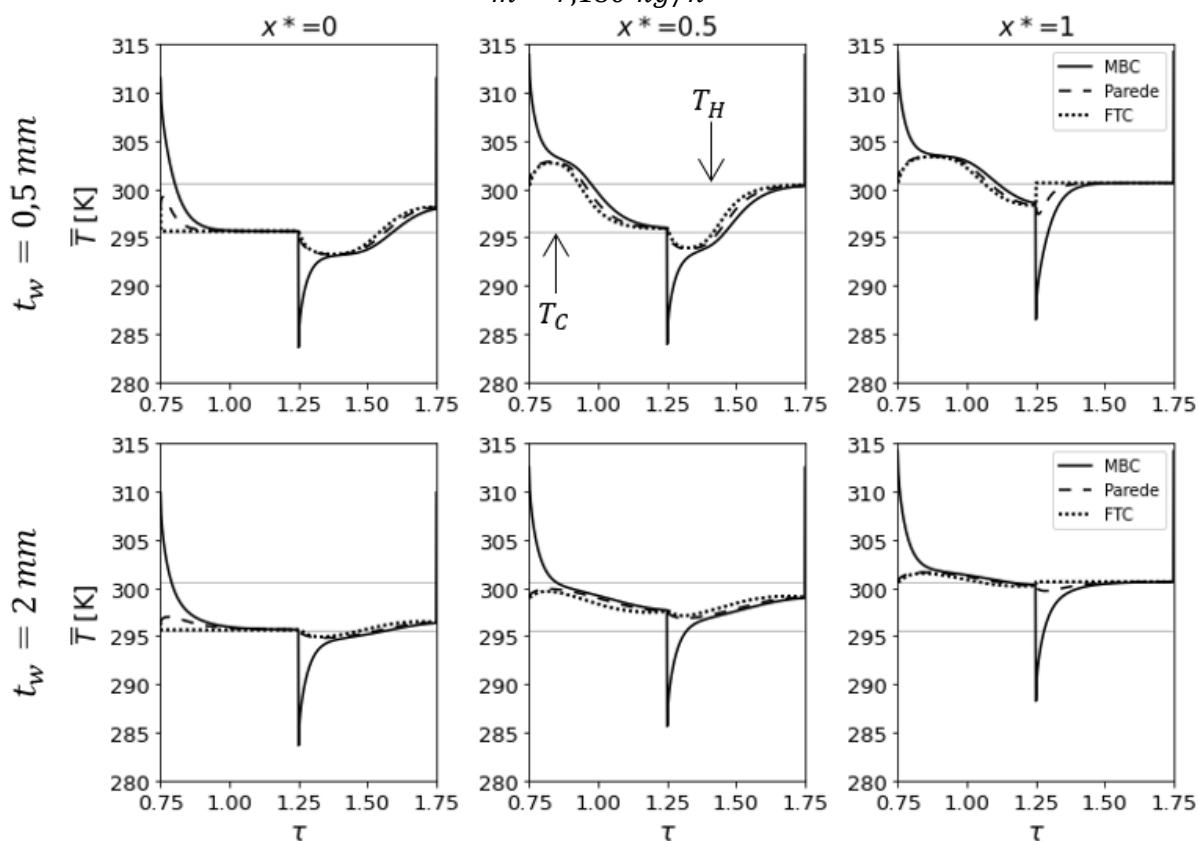


Fonte: Elaborado pelo autor.

Constata-se que, de forma geral, há uma tendência de melhora da capacidade de refrigeração com a redução da espessura da parede. Para auxiliar no entendimento deste resultado dispõe-se na Figura 6.13 os transientes de temperatura média (ou de mistura, no caso do FTC) dos três meios nas extremidades leste e oeste, e também no centro do domínio. Recapitula-se aqui que o processo de absorção de calor se dá no intervalo $n + 0,25 < \tau < n + 0,75$ e o de rejeição de calor no intervalo $n - 0,25 < \tau < n + 0,25$. Os gráficos superiores correspondem à parede de 0,5 mm de espessura e os inferiores à de 2 mm. Em ambos os casos o ΔT é de 5 K, o P de 30 s e o \bar{m} de 7,180 kg/h. As linhas paralelas indicam os limites de temperaturas impostos pelos reservatórios quente e frio.

Figura 6.13 – Transientes de temperaturas médias dos materiais para $\Delta T = 5 \text{ K}$, $P = 30 \text{ s}$,

$$\bar{m} = 7,180 \text{ kg/h}$$



Fonte: Elaborado pelo autor.

Para a parede mais fina \bar{Q}_C é de 5,24 W, e para a de 2,0 mm é de -0,70 W. Esta diferença se deve ao fato de que o FTC não sofre influência direta da variação de temperatura adiabática do MBC, pois só faz contato com a parede. Assim, o que faz com que a água ceda calor para os sólidos no escoamento quente é a variação de

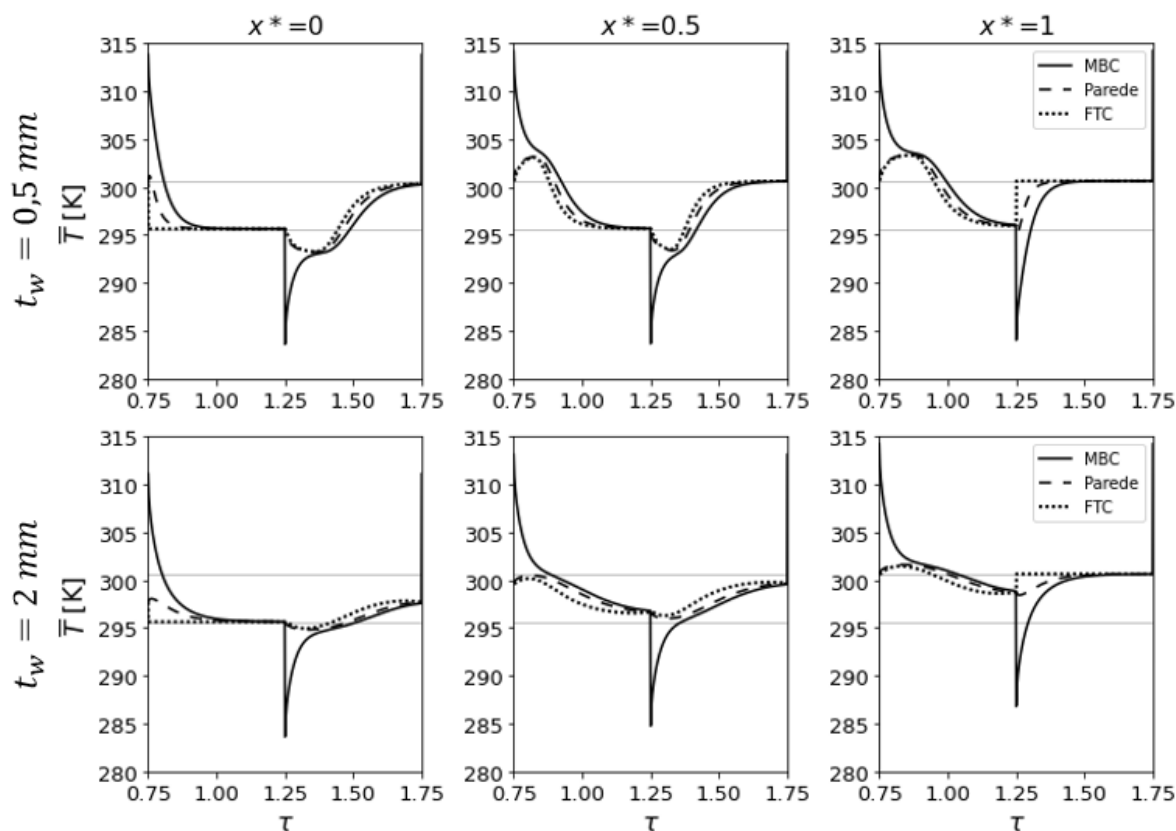
temperatura que o MBC impõe sobre a parede nos instantes após τ igual a $n + 0,25$. Nestes instantes a temperatura do MBC aumenta rapidamente nos dois casos, devido à absorção de calor da parede. Simultaneamente, a parede de 0,5 mm esfria consideravelmente mais que a de 2 mm, porque a primeira possui apenas um quarto da massa térmica da segunda, de forma que a parede fina se torna mais propensa a absorver calor do fluido. Conclui-se, então, que a diferença nas capacidades de refrigeração está plenamente atrelada à maior inércia térmica para a parede de 2,0 mm.

Em relação à esta inércia térmica, note na Figura 6.13 que a amplitude de oscilação da temperatura da parede metálica é menor com a espessura de 2,0 mm, ou seja, uma maior massa térmica oferece maior restrição às variações de temperatura em um ciclo. Nesta mesma figura, importa observar também que, com t_w igual a 0,5 mm, em $x^* = 0$ a temperatura do FTC (bem como dos demais meios) é menor do que T_c ao longo da maior parte do escoamento quente, estabelecendo, neste caso, uma capacidade de refrigeração positiva.

Apesar desta tendência presente na Figura 6.12, nos gráficos (c) e (f) desta figura, com a menor frequência, é possível notar uma diminuição na taxa de melhora de \bar{Q}_c com a redução de t_w de 1,0 mm para 0,5 mm. Ademais, no gráfico (e), também com o período de 30 s, o pico de capacidade de refrigeração ocorre em t_w igual a 2,0 mm.

Para analisar este aspecto dos resultados, apresenta-se na Figura 6.14 os transientes de temperatura para período de 30 s, vazão de 14,36 kg/h e ΔT de 5 K, sendo tomadas as espessuras de 0,5 mm e 2,0 mm. Com a espessura menor ocorre o mesmo efeito mencionado na análise da Figura 6.13: o MBC é capaz de influenciar mais a temperatura da parede logo após a aplicação do EBC devido à menor inércia térmica da camada metálica. Por isso, o fluido atinge o CHEX mais frio que T_c durante uma parcela do escoamento quente, ao longo da qual obtém-se refrigeração instantânea positiva.

Figura 6.14 – Transientes de temperaturas médias dos materiais para $\Delta T = 5 K$, $P = 30 s$, $\bar{m} = 14,36 kg/h$



Fonte: Elaborado pelo autor.

Porém, neste caso apresentado, especificamente operando com um tempo de ciclo mais longo e maior vazão mássica, a baixa inércia térmica da parede estabelece outra característica: os sólidos se aquecem muito rápido, chegando ao fim do ciclo muito próximos do equilíbrio térmico com o FTC proveniente do reservatório quente (HHEX). Tal característica permite que FTC mais quente que T_c chegue ao CHEX, destruindo a refrigeração positiva que havia sido obtida no começo do escoamento quente. Isso caracteriza um regenerador com baixa efetividade³ e, conseqüentemente, estabelece uma capacidade de refrigeração negativa de $-27,5 W$.

Já com t_w de $2,0 mm$, devido à maior inércia térmica da parede, o MBC não é capaz de reduzir tanto a temperatura da parede após a descompressão, porém os sólidos se aquecem mais lentamente durante o processo de absorção de calor,

³ Segundo Nellis e Klein (2009), a efetividade (ξ) de um regenerador (para o processo de escoamento quente) é a razão entre a quantidade de energia cedida pelo fluido para a matriz e a quantidade máxima que poderia ser cedida ao longo de um ciclo em um regenerador perfeito. Matematicamente, $\xi = (T_H - \bar{T}_f(x^* = 0)) / (T_H - T_c)$, sendo \bar{T}_f a média ao longo do escoamento quente da temperatura de mistura do FTC.

mesmo sob a condição de baixa efetividade ocasionada pelo longo período e maior vazão. Essa combinação de fatores resulta em $\bar{Q}_C = -14,1$ W, que apesar de negativo, é maior que os $-27,5$ W obtidos para a parede de 0,5 mm. Neste contexto, nota-se claramente uma oportunidade de otimização envolvendo parâmetros operacionais e geométricos, com o objetivo de obter o melhor resultado teórico (maior capacidade de refrigeração) para um RBA.

6.2.3 Sensibilidade em relação à espessura do canal de escoamento

Nesta seção avalia-se o impacto da espessura do canal de FTC (t_f) sobre a capacidade de refrigeração. Mantêm-se constantes $t_b = 1,0$ mm e $t_w = 1,0$ mm. Note, porém, que devido à pequena espessura da parede metálica, essa geometria não é passível de construção e teste sob pressão. Os parâmetros operacionais são aqueles mostrados na Tabela 6.4, que são combinados, novamente, com as amplitudes de temperatura de 0,15 K e 5 K. Já os valores de t_f são ajustados em 0,125 mm, 0,25 mm, 0,5 mm, 1,0 mm ou 2,0 mm, com algumas restrições, que serão especificadas a seguir.

Uma particularidade da presente análise, é que a variação da espessura do duto influencia diretamente a física do modelo hidrodinâmico. Logo, há uma variedade de escoamentos envolvidos, que são caracterizados quanto aos valores de vazão média (\bar{m}) e razão de enchimento (\tilde{V}) na Tabela 6.4, em função dos parâmetros de entrada \dot{m}'_{HP} , P e t_f .

Os maiores números de Reynolds cinético (Equação 4.21) de toda a dissertação ocorrem nesta seção, devido à combinação de períodos relativamente pequenos e espessuras de duto relativamente grandes. Para os dois maiores valores de $Re_{\omega(D_H)}$, 22,51 e 11,26, os ângulos de fase⁴ entre o escoamento e o gradiente de pressão são, respectivamente, de 29,7° e 15,8°. Estes ângulos representam 16,5% da duração de cada fase de escoamento para o maior $Re_{\omega(D_H)}$ e 8,75% para o segundo maior $Re_{\omega(D_H)}$. Sendo estes percentuais maiores do que o limite admissível (definido como 5%), os resultados para estas simulações foram desconsiderados.

⁴ O ângulo de fase corresponde ao atraso da inversão de sentido do escoamento depois da inversão de sinal do gradiente de pressão e da aplicação do EBC.

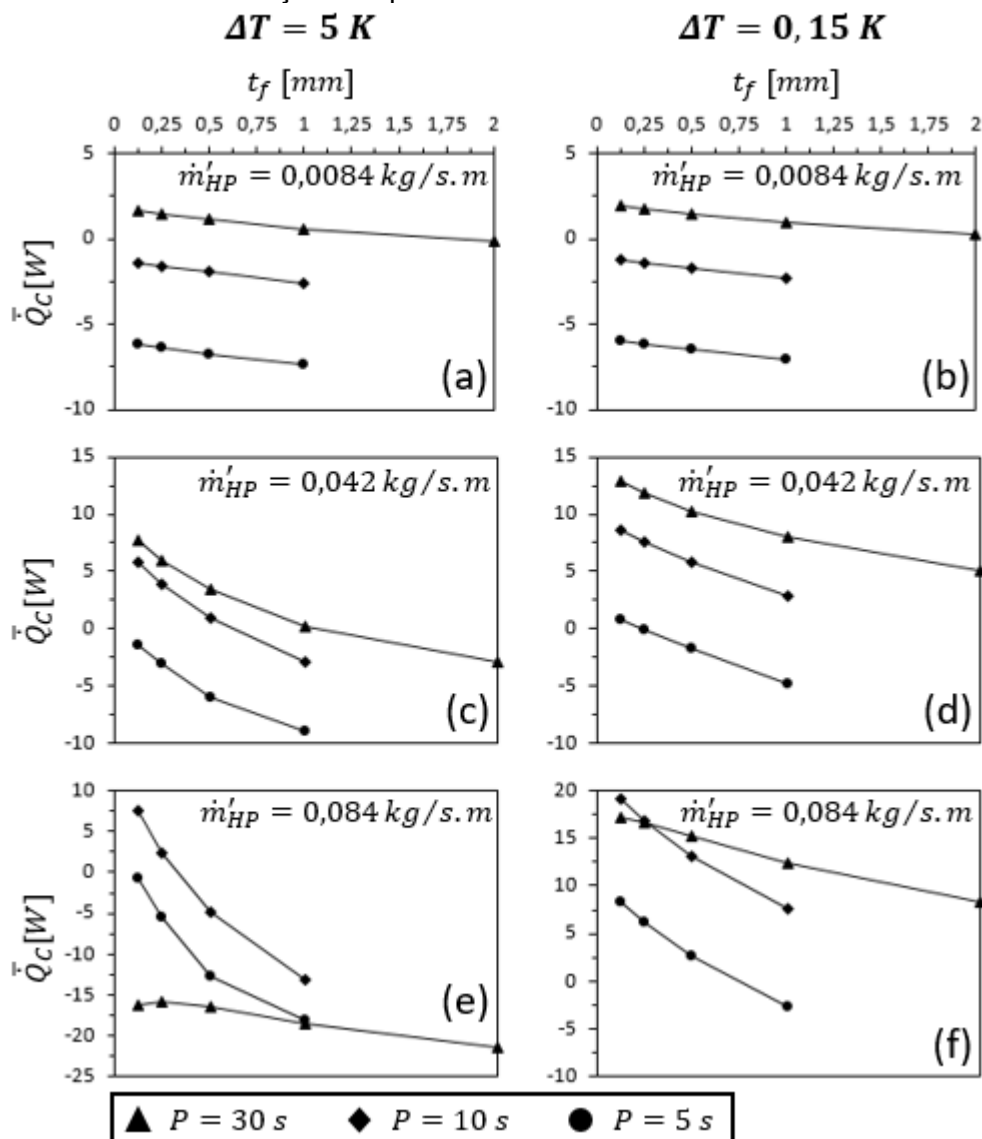
Os dois próximos números de Reynolds cinético da Tabela 6.4, 5,63 e 3,75, continuam sendo os maiores valores de todo o trabalho, e produzem ângulos de fase de 8,1° e 5,4°. Estes correspondem, respectivamente, a 4,5% e 3,0% da duração das fases de escoamento, percentuais aceitáveis tendo em vista o critério estabelecido. Totaliza-se, assim, 78 simulações, sendo os seus resultados compilados na Figura 6.15.

Tabela 6.4 – Parâmetros operacionais utilizados na análise de sensibilidade em relação à espessura do duto e , em cinza, para a segunda análise de sensibilidade em relação à espessura do MBC – $\bar{m} [kg/h] / \tilde{V}$

$P [s]$	$t_f [mm]$	$Re_{\omega(D_H)}$	$\dot{m}'_{HP} [kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}]$		
			$8,3545 \cdot 10^{-3}$	$4,1773 \cdot 10^{-2}$	$8,3545 \cdot 10^{-2}$
			$\bar{m} [kg/h] / \tilde{V}$	$\bar{m} [kg/h] / \tilde{V}$	$\bar{m} [kg/h] / \tilde{V}$
30	0,125	0,01	1,436 / 3,201	7,180 / 16,002	14,36 / 32,005
	0,25	0,06	1,436 / 1,600	7,180 / 8,001	14,36 / 16,002
	0,5	0,23	1,436 / 0,800	7,180 / 4,001	14,36 / 8,001
	1,0	0,94	1,435 / 0,400	7,178 / 2,000	14,36 / 4,000
	2,0	3,75	1,429 / 0,199	7,148 / 0,996	14,30 / 1,991
10	0,125	0,04	1,436 / 1,067	7,180 / 5,334	14,36 / 10,668
	0,25	0,18	1,436 / 0,533	7,180 / 2,667	14,36 / 5,334
	0,5	0,70	1,436 / 0,267	7,179 / 1,333	14,36 / 2,667
	1,0	2,81	1,432 / 0,133	7,162 / 0,665	14,32 / 1,330
	2,0	11,26	1,381 / 0,064	6,905 / 0,321	13,81 / 0,641
5	0,125	0,09	1,436 / 0,533	7,180 / 2,667	14,36 / 5,334
	0,25	0,35	1,436 / 0,267	7,180 / 1,334	14,36 / 2,667
	0,5	1,41	1,435 / 0,133	7,175 / 0,666	14,35 / 1,333
	1,0	5,63	1,421 / 0,066	7,109 / 0,330	14,22 / 0,660
	2,0	22,51	1,249 / 0,029	6,242 / 0,145	12,48 / 0,290

Fonte: Elaborado pelo autor.

Figura 6.15 – Resultados da análise de sensibilidade da capacidade de refrigeração média em relação à espessura do canal de escoamento



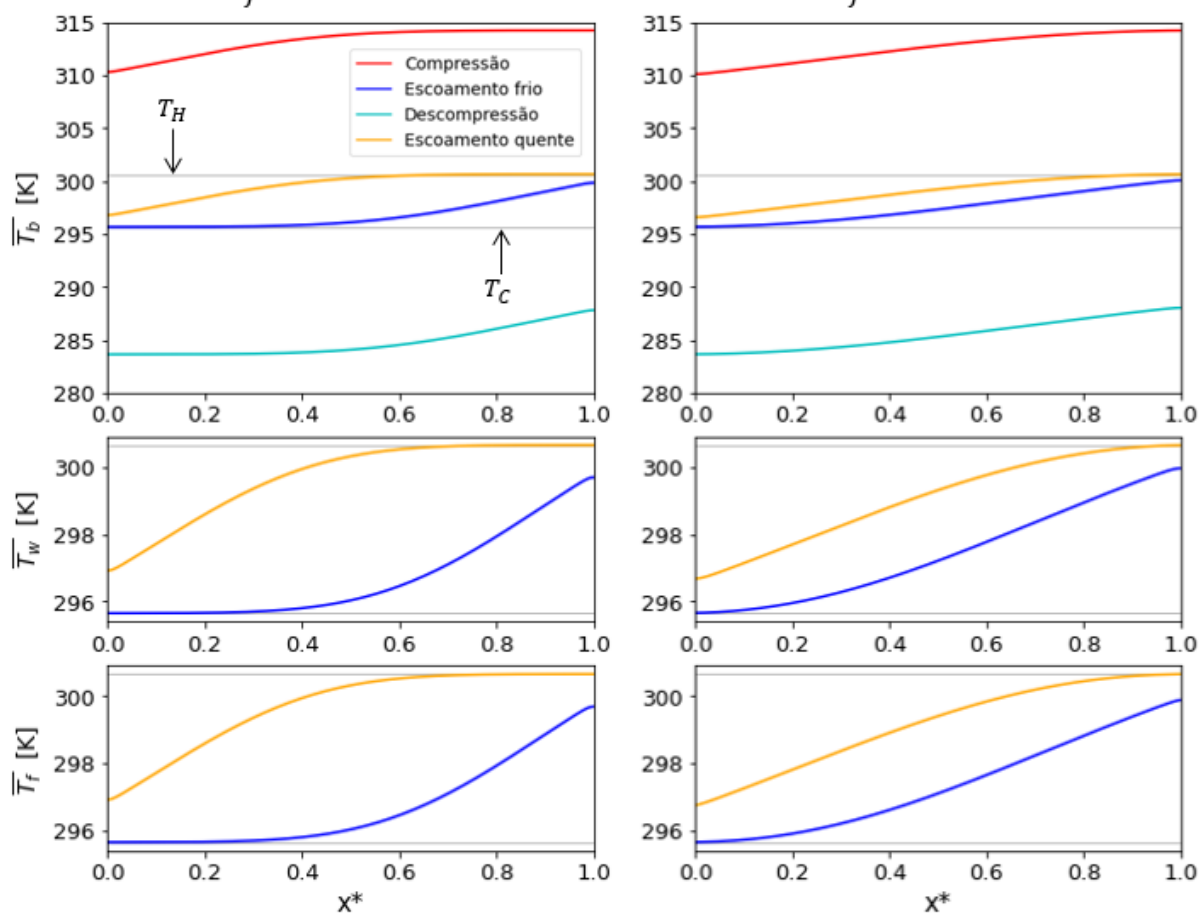
Fonte: Elaborado pelo autor.

Os resultados da análise de sensibilidade apresentam, como tendência geral, uma melhora da capacidade de refrigeração com o estreitamento do canal. Compare-se na Figura 6.16 os perfis longitudinais de temperaturas médias dos materiais com os dutos de 1,0 mm e de 0,125 mm de espessura, com período de 30 s e a vazão e o ΔT correspondentes ao gráfico (c) da Figura 6.15.

Ocorre que no caso do canal mais estreito os sólidos atingem equilíbrio térmico com o fluido proveniente dos trocadores de calor até cerca de 30% de seus comprimentos a montante do escoamento, enquanto com o canal mais espesso este equilíbrio é atingido apenas nas extremidades a montante. Isto faz com que a região central do PDMS (ao redor de $x^* = 0,4$) atinja temperaturas menores após a

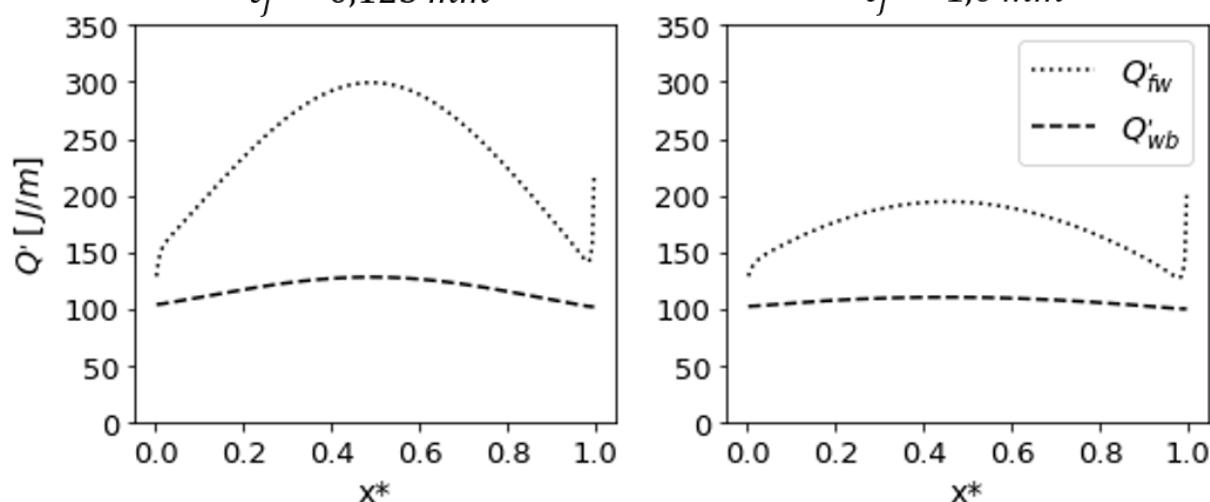
descompressão, favorecendo a absorção de calor e a refrigeração (a regeneração é mais eficiente). A consequência disto pode ser visualizada na Figura 6.17. Ao longo do escoamento quente, o fluido transfere aproximadamente a mesma quantidade de calor para os sólidos nas extremidades, mas na região central a transferência é menor para o t_f maior, resultando no pior desempenho termodinâmico neste caso.

Figura 6.16 – \bar{T} em função de x^* ao fim dos 4 processos do ciclo para o RBA com $\Delta T = 5 K$,
 $\dot{m}_{HP} = 0,042 kg/m \cdot s$, $P = 30 s - t_f$ igual a 0,125 e 1 mm
 $t_f = 0,125 mm$ $t_f = 1,0 mm$



Fonte: Elaborado pelo autor.

Figura 6.17 – Calor nas interfaces na fase de escoamento quente para o RBA com $\Delta T = 5\text{ K}$, $\dot{m}'_{HP} = 0,042\text{ kg/m}\cdot\text{s}$, $P = 30\text{ s} - t_f$ igual a 0,125 e 1 mm
 $t_f = 0,125\text{ mm}$ $t_f = 1,0\text{ mm}$



Fonte: Elaborado pelo autor.

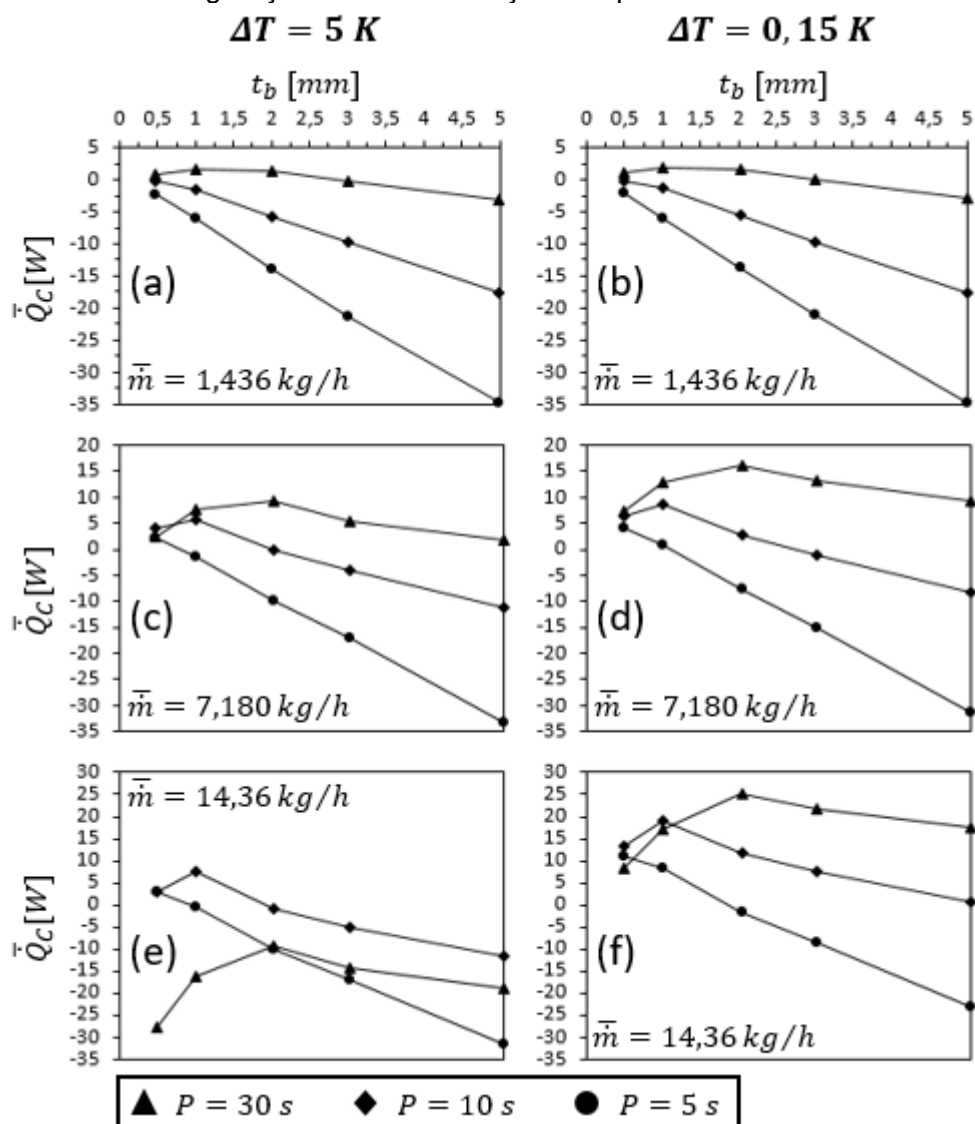
O número de Nusselt médio calculado pelo código computacional para estes dois casos foi 8,35 para o duto de 0,125 mm e 8,02 para o de 1 mm, valores muito próximos um do outro. Por conseguinte, o coeficiente convectivo médio e o número de unidades de transferência (NUT) no primeiro caso são cerca de 8 vezes maiores que no segundo, contribuindo para uma maior efetividade e justificando o aprimoramento da regeneração com a diminuição de t_f . O menor coeficiente convectivo no caso de duto mais espesso poderia ser compensado por uma maior diferença entre as temperaturas de mistura do FTC e da superfície da parede, resultando em uma melhor troca de calor entre os materiais, mas os resultados das simulações mostram que isto não acontece, prevalecendo a menor magnitude do coeficiente convectivo sobre o resultado final.

6.2.4 Segunda análise de sensibilidade em relação à espessura do material barocalórico

Conforme mencionado previamente, após os resultados das seções anteriores visualizou-se a oportunidade de refazer o estudo da influência da espessura do MBC (t_b) sobre a taxa de refrigeração média do dispositivo, mas considerando $t_w = 1,0\text{ mm}$ e $t_f = 0,125\text{ mm}$, ou seja, uma geometria que não é realista do ponto de vista da aplicação. Foram testados novamente os valores de 0,5 mm, 1,0 mm, 2,0 mm, 3,0 mm e 5,0 mm para t_b . Quanto aos parâmetros operacionais, utiliza-se as mesmas

amplitudes de temperatura, períodos e vazões da seção anterior, referentes ao t_f de 0,125 mm na Tabela 6.4. Expõe-se na Figura 6.18 as capacidades de refrigeração previstas pelo modelo para as 90 simulações resultantes.

Figura 6.18 – Resultados da segunda análise de sensibilidade da capacidade de refrigeração média em relação à espessura do MBC



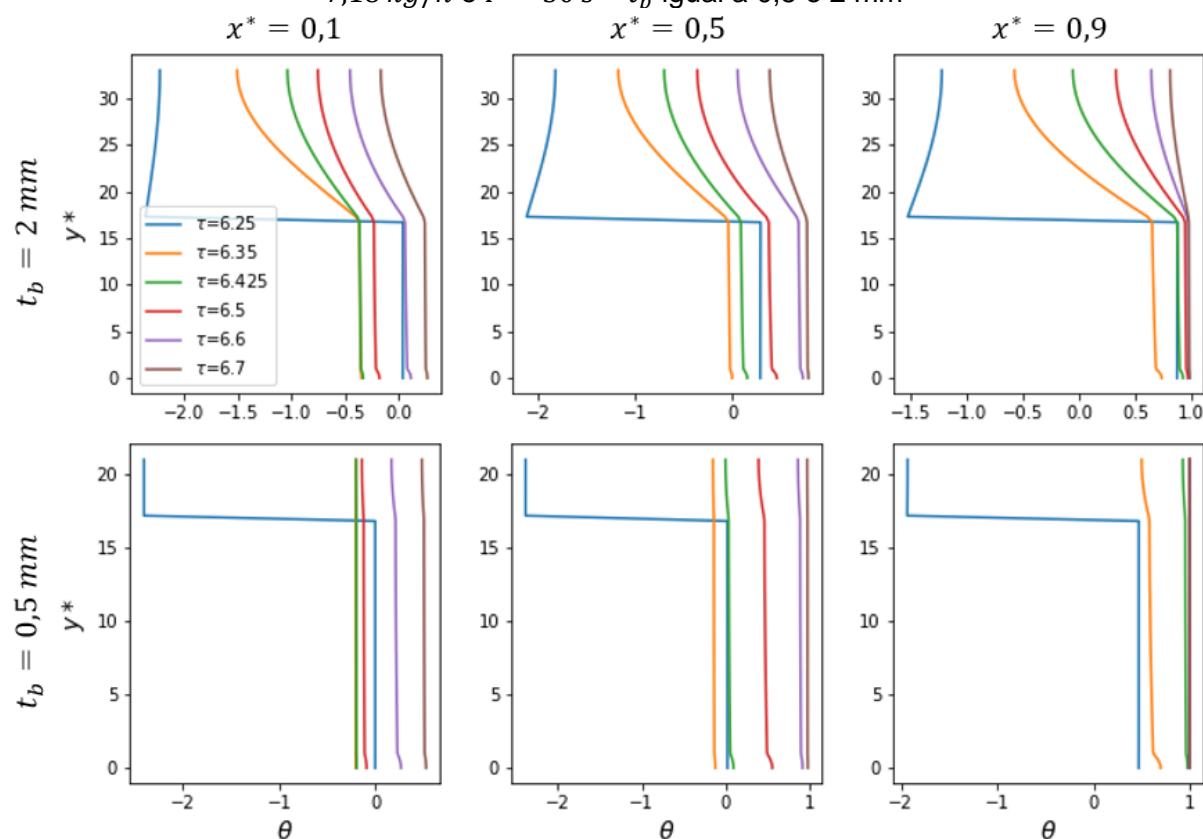
Fonte: Elaborado pelo autor.

Na seção 6.2.1 foi feita uma discussão acerca da tendência de aumento da capacidade de refrigeração com a redução da espessura do PDMS, que prevalecia nas condições estabelecidas naquele momento. Segundo esta tendência, uma menor espessura representaria uma menor resistência térmica no MBC, e isso poderia levar a um resultado mais expressivo. Contudo, no presente caso faz-se notável o fato de que a diminuição excessiva de t_b pode prejudicar \bar{Q}_c , fazendo com que exista um pico

de capacidade de refrigeração em um valor intermediário de espessura do MBC – padrão que se torna mais evidente com o aumento da vazão e do período.

A redução de \bar{Q}_C com a diminuição de t_b abaixo do valor correspondente ao pico pode ser compreendida por meio da Figura 6.19, que mostra os perfis transversais de θ no RBA para os casos de t_b igual a 2 mm ($\bar{Q}_C = 9,21$ W) e 0,5 mm ($\bar{Q}_C = 2,31$ W) da curva referente ao período de 30 s do gráfico (c) da Figura 6.18. É possível observar que, do instante da descompressão até um curto intervalo de tempo depois (das curvas azuis para as alaranjadas), há uma diminuição maior da temperatura da parede no caso com espessura maior da borracha, o que se deve à maior capacidade térmica (maior massa) do refrigerante sólido e favorece a absorção de energia do FTC.

Figura 6.19 – θ em função de y^* na fase de escoamento quente com $\Delta T = 5$ K, $\bar{m} = 7,18$ kg/h e $P = 30$ s – t_b igual a 0,5 e 2 mm



Fonte: Elaborado pelo autor.

Observa-se também que, com a espessura menor, há um aproveitamento total da capacidade térmica do MBC na primeira metade a montante do escoamento (atinge-se equilíbrio térmico). Ainda, quanto mais próxima uma seção da matriz está

do reservatório quente, mais precocemente ela se aproxima do equilíbrio térmico, e portanto, maior se torna a parcela final do ciclo na qual o fluido passa por esta seção cedendo pouco ou nenhum calor para os sólidos adjacentes. Obviamente, isto reflete na temperatura do fluido que adentra o reservatório frio.

Já com a espessura maior, o RBA se aproxima menos deste equilíbrio térmico. Por consequência, a matriz absorve calor do fluido durante todo o processo de escoamento quente e ao longo de toda a sua extensão axial, culminando em maiores capacidades de refrigeração.

6.3 Geometrias hipotéticas selecionadas

Esta seção dedica-se a investigar o desempenho termodinâmico de dois RBA's hipotéticos com geometrias fixas, mas variando os parâmetros operacionais, a fim de se estimar os melhores resultados que poderiam ser esperados caso estes dispositivos fossem, de fato, passíveis de serem construídos e testados sob pressão.

Para definir as geometrias propostas utilizou-se os resultados das análises de sensibilidade realizadas, os quais mostraram que, na faixa de parâmetros testada, a melhor espessura de duto é a menor ($t_f = 0,125$ mm), e a camada do MBC proporciona melhor desempenho quando assume espessuras intermediárias, então utiliza-se $t_b = 1,0$ mm para a geometria 1, e $t_b = 2,0$ mm para a geometria 2. No tocante à espessura da parede, na maioria dos casos o RBA apresentou o melhor desempenho para o menor valor testado (0,5 mm). Entretanto, a presença de uma parede com massa térmica considerável (em relação à massa térmica do MBC) é uma característica intrínseca dos RBA's, então optou-se por usar o valor de 1,0 mm para ambas as geometrias selecionadas. Nesta seção manteve-se o mesmo número de placas de MBC ($N = 15$) confinadas entre paredes de aço inoxidável, a mesma altura ($H = 10$ mm) e o mesmo comprimento ($L = 200$ mm) destas placas que foram utilizados nas seções anteriores.

Os resultados obtidos estão dispostos de acordo com as curvas de desempenho do sistema, que relacionam a capacidade de refrigeração média (\bar{Q}_C) com a diferença de temperatura entre os reservatórios (ΔT), para diferentes vazões mássicas e períodos do ciclo. As curvas de desempenho possuem dois extremos: a máxima capacidade de refrigeração ($\bar{Q}_{C,max}$), obtida quando $\Delta T = 0$; e a máxima

amplitude de temperatura (ΔT_{max}), obtida quando $\bar{Q}_C = 0$. Ambos os extremos podem ser avaliados em função da vazão mássica e período de ciclo.

Neste contexto, os parâmetros de operação utilizados foram:

- A) Os períodos de 5 s, 10 s, 15 s, 20 s, 25 s, 30 s, 40 s e 50 s;
- B) As vazões mássicas caracterizadas quanto à entrada \dot{m}'_{HP} e a saída \bar{m} na Tabela 6.5;
- C) A temperatura do reservatório quente mantida fixa em 300,65 K;
- D) As amplitudes de temperatura de 0,15 K (considerado como 0 K para capacidade máxima), 5 K, 10 K, 15 K, e assim por diante, interrompendo a sequência de simulações quando anota-se um valor negativo de \bar{Q}_C .

Em algumas configurações \bar{Q}_C é negativo mesmo com o ΔT de 0,15 K, então nenhuma outra amplitude de temperatura foi simulada e o resultado não aparece nas curvas de desempenho, que mostram apenas capacidades de refrigeração positivas. Note que como T_H foi mantido fixo, apenas T_C foi variado para resultar nas amplitudes de temperatura mencionadas.

Tabela 6.5 – Vazões utilizadas nas simulações com as geometrias hipotéticas selecionadas

$\dot{m}'_{HP} [kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}]$	0,0175	0,0233	0,0280	0,350	0,0467	0,0700	0,105
$\bar{m} [kg/h]$	3,008	4,011	4,813	6,016	8,021	12,03	18,05
$\dot{m}'_{HP} [kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}]$	0,140	0,175	0,210	0,245	0,280	0,350	0,420
$\bar{m} [kg/h]$	24,06	30,08	36,10	42,11	48,13	60,16	72,19

Fonte: Elaborado pelo autor.

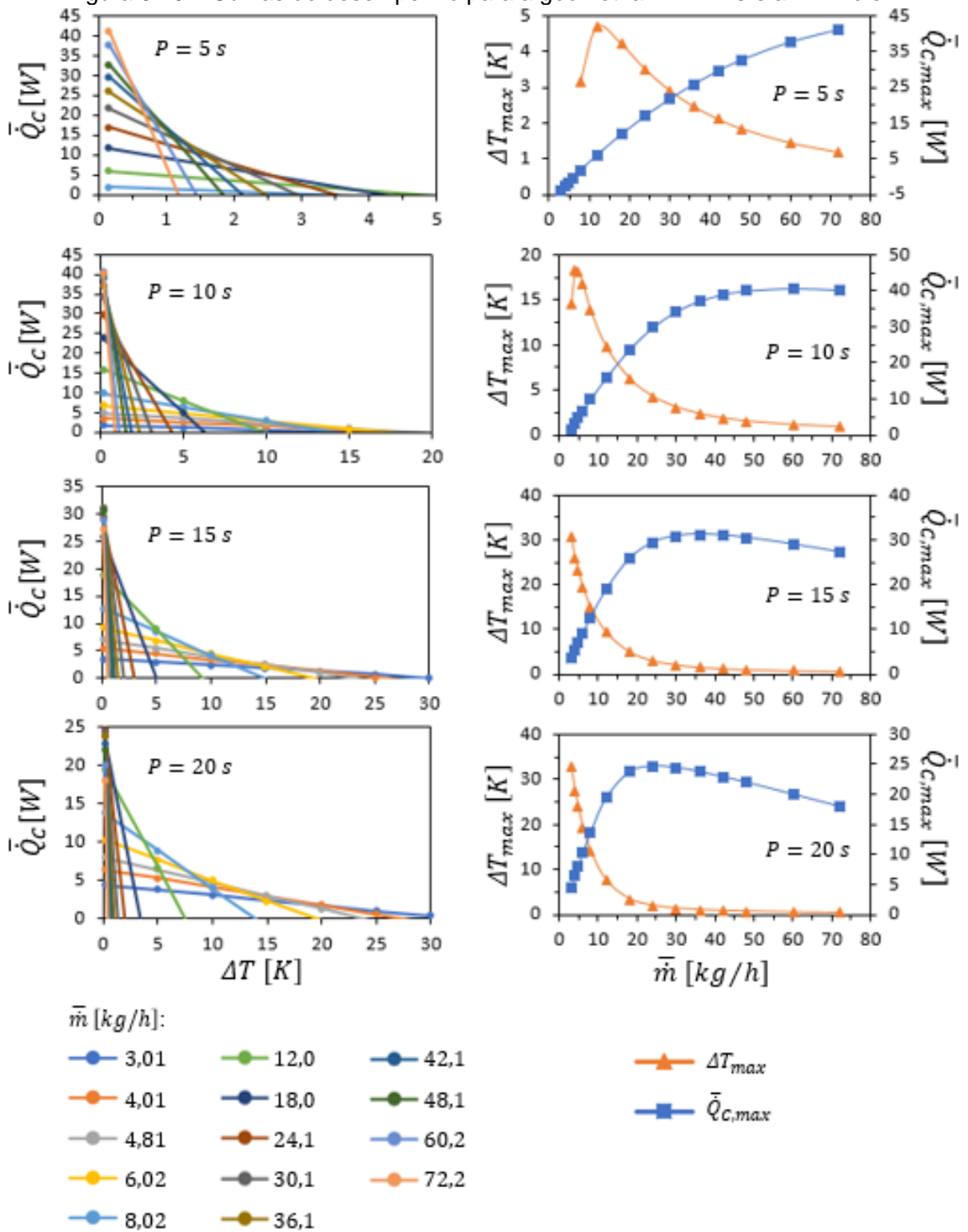
Os resultados desta investigação encontram-se dispostos nas figuras 6.20 e 6.21 para a geometria 1 e nas figuras 6.22 e 6.23 para a geometria 2. Os gráficos na coluna à esquerda destas figuras contêm as curvas de desempenho ($\bar{Q}_C \times \Delta T$) para cada período testado. Já os resultados de $\bar{Q}_{C,max}$ e ΔT_{max} em função da vazão mássica para os diferentes períodos são apresentados nos gráficos à direita das figuras.

Os resultados de \bar{Q}_C para diferentes amplitudes de temperatura nas figuras 6.20 a 6.23 mostram que há uma clara tendência linear para as curvas de desempenho. Esta linearidade também foi constatada em outros trabalhos experimentais e

simulações na literatura sobre RMA's que utilizam um único material como refrigerante sólido (ROWE, 2011). Isto permite que ΔT_{max} seja calculado por uma simples interpolação linear entre o maior ΔT simulado que forneceu \bar{Q}_C positivo e o último ΔT simulado (que resulta em \bar{Q}_C negativo). Os comportamentos de $\bar{Q}_{C,max}$ e ΔT_{max} em função da vazão também estão de acordo com resultados para RMA's reportados na literatura (TREVIZOLI, 2015).

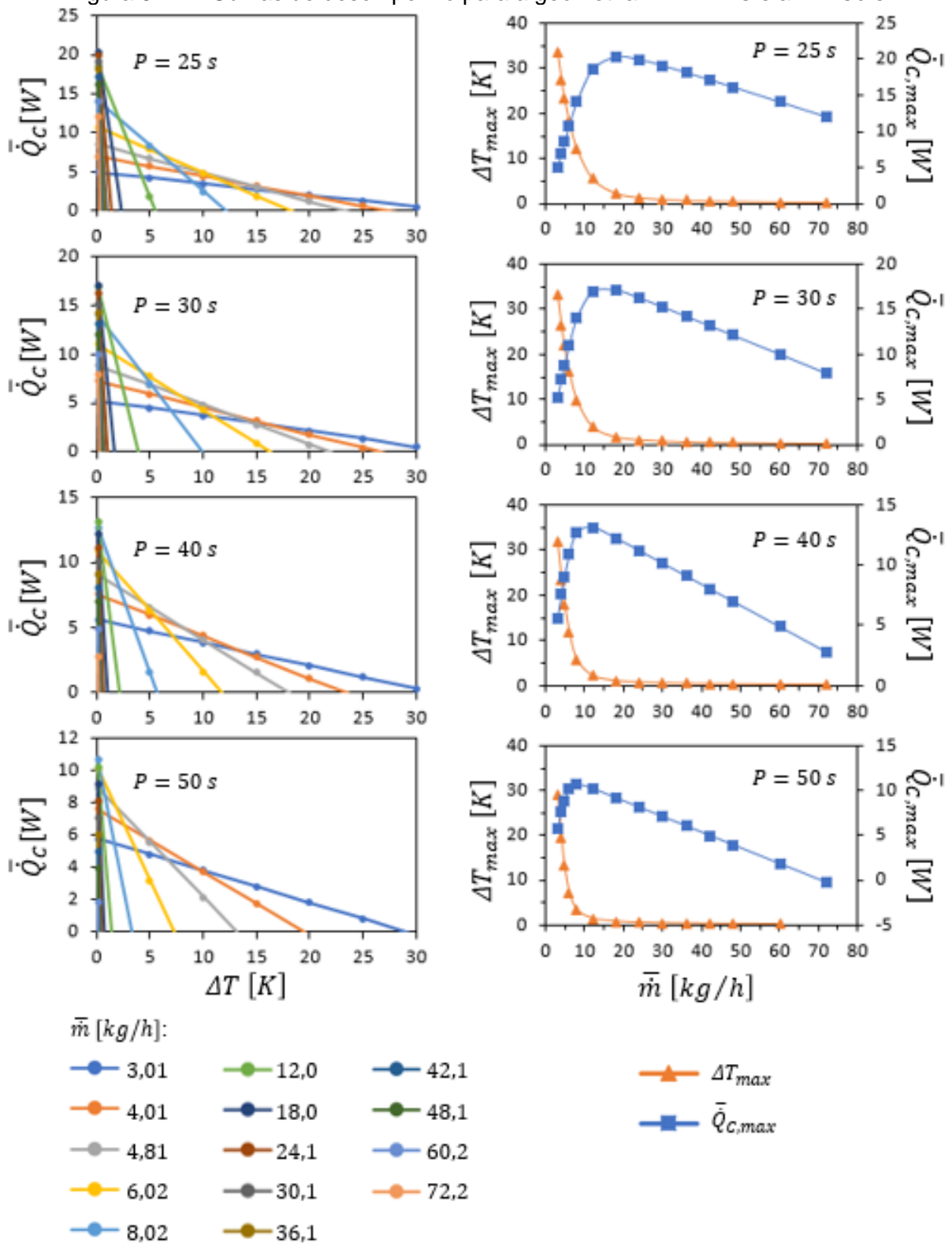
É relevante observar nas figuras 6.20 a 6.23 que a medida que o período aumenta as vazões que produzem os picos de ΔT_{max} e de $\bar{Q}_{C,max}$ (quando estes existem) vão se tornando cada vez menores. Isto ocorre porque um período mais longo resulta em uma razão de enchimento do canal maior quando se mantém fixa a vazão, somado ao maior tempo disponível para a troca de calor entre os materiais. Assim, um período mais longo requer uma vazão menor para evitar que a matriz se aproxime muito do equilíbrio térmico com o fluido (especialmente a montante do escoamento) e que uma quantidade excessiva de fluido mais quente que T_C alcance o trocador de calor frio.

Figura 6.20 – Curvas de desempenho para a geometria 1 – $P = 5\text{ s}$ a $P = 20\text{ s}$

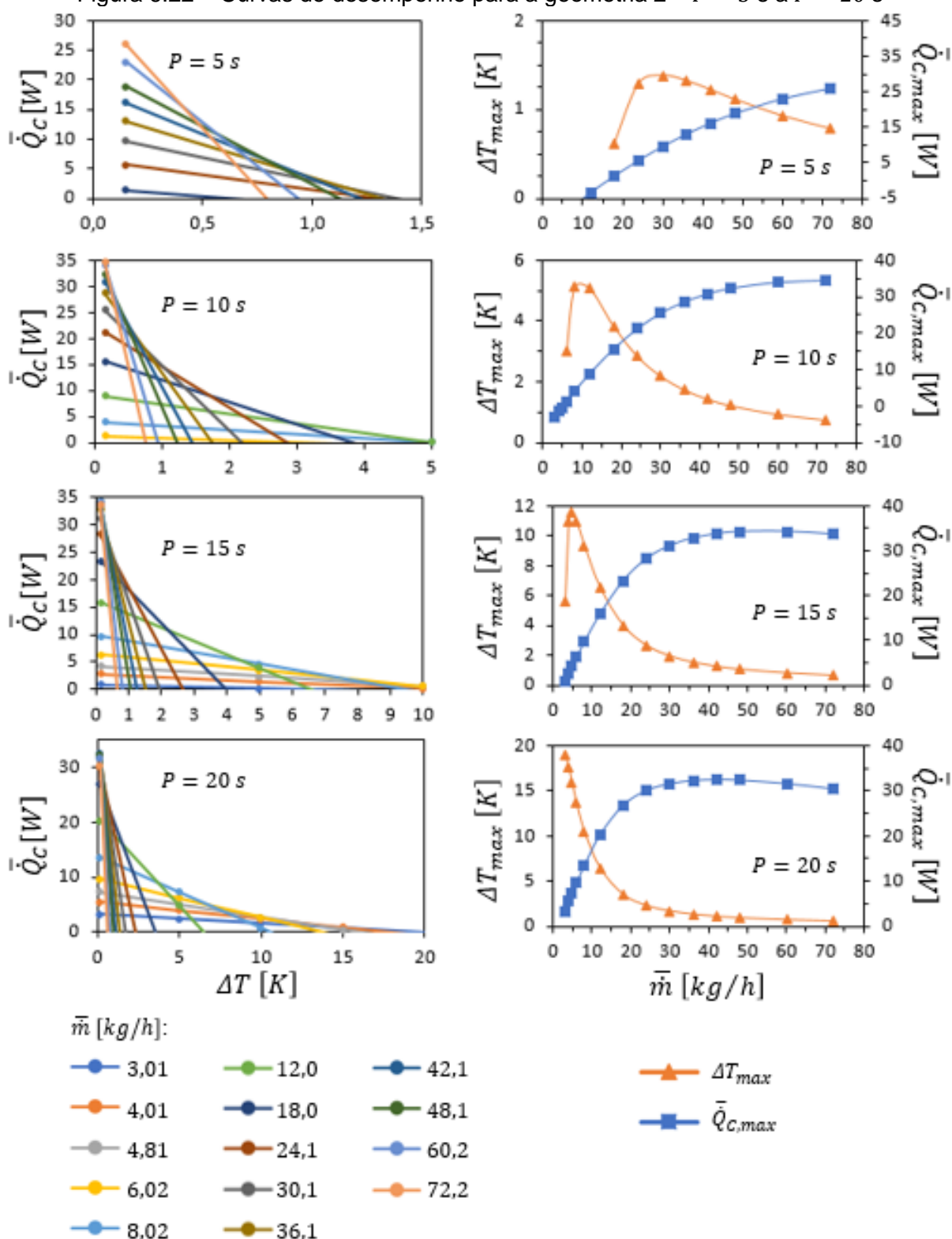


Fonte: Elaborado pelo autor.

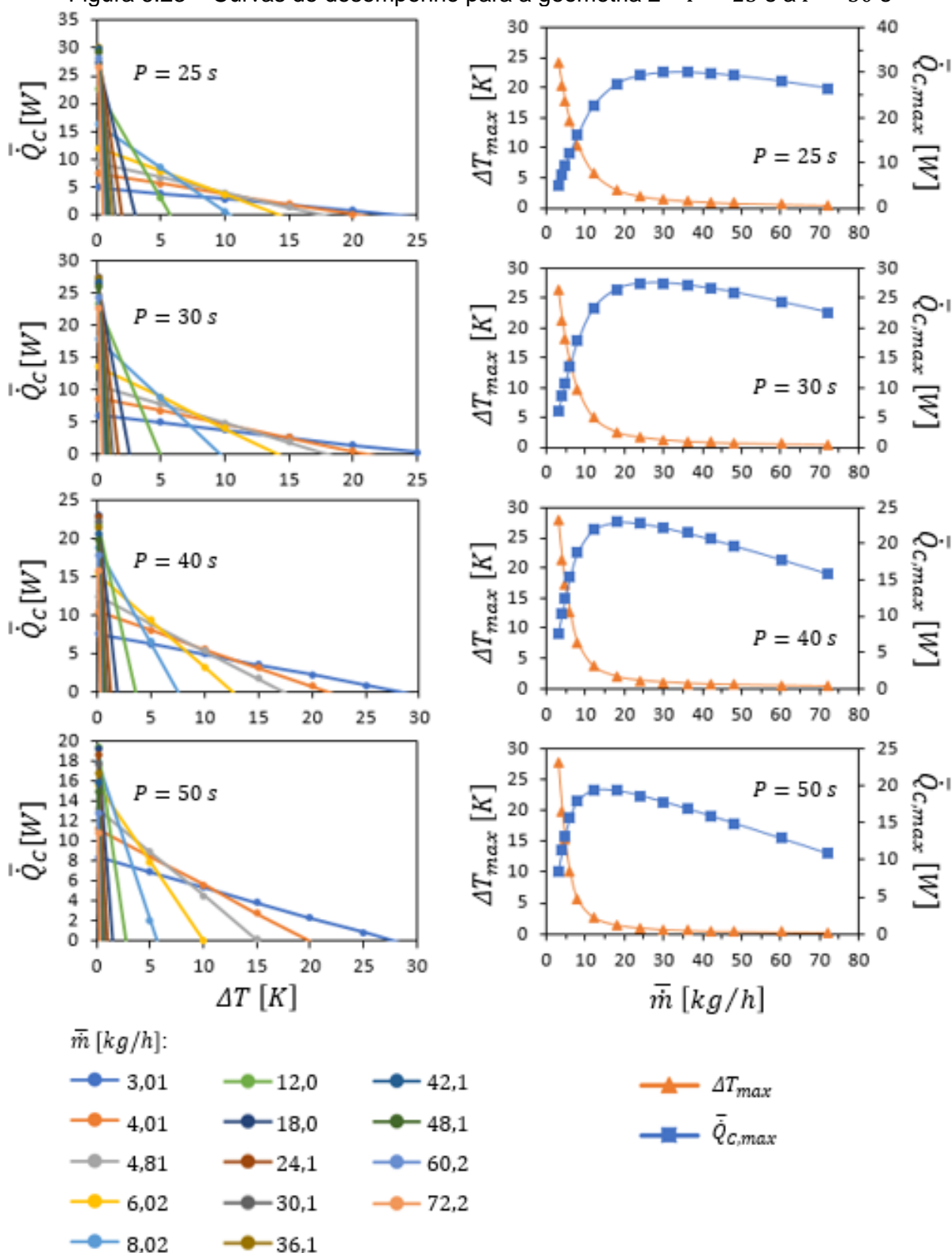
Figura 6.21 – Curvas de desempenho para a geometria 1 – $P = 25$ s a $P = 50$ s



Fonte: Elaborado pelo autor.

Figura 6.22 – Curvas de desempenho para a geometria 2 – $P = 5$ s a $P = 20$ s

Fonte: Elaborado pelo autor.

Figura 6.23 – Curvas de desempenho para a geometria 2 – $P = 25$ s a $P = 50$ s

Fonte: Elaborado pelo autor.

Consta na Tabela 6.6 um sumário dos melhores resultados obtidos e em quais condições operacionais estes ocorrem. A geometria selecionada 2 requer períodos

maiores para atingir seus melhores parâmetros de desempenho, o que se justifica pela troca de calor mais lenta com a sua camada de MBC mais espessa.

Tabela 6.6 – Capacidades de refrigeração e amplitudes de temperatura máximas

	$\bar{Q}_{C,max}$ máximo [W]	P [s]	\bar{m} [kg/h]	ΔT_{max} máximo [K]	P [s]	\bar{m} [kg/h]
Geometria 1	41,2	5	72,2	33,5	25	3,01
Geometria 2	34,6	10	72,2	28,0	40	3,01

Fonte: Elaborado pelo autor.

Apesar de expressivos, deve-se ter cuidado ao analisar estes resultados, uma vez que $\bar{Q}_{C,max}$ e ΔT_{max} não ocorrem simultaneamente. Para a geometria 1 por exemplo, o ΔT_{max} do RBA operando nas mesmas condições com as quais se obtém o máximo valor de $\bar{Q}_{C,max}$ (41,2 W) é de apenas 1,2 K, o que limita aplicações práticas deste refrigerador. O $\bar{Q}_{C,max}$ nas mesmas condições com as quais se obtém o ΔT_{max} de 33,5 K é de 4,94 W. Em uma aplicação real deve-se buscar uma relação de compromisso entre o \bar{Q}_C e o ΔT de operação, pois não se aplica um refrigerador nem com ΔT , nem com \bar{Q}_C iguais a 0.

Neste contexto, considera-se os resultados de Sá *et al.* (2021) para fins de comparação. O protótipo de resfriador de vinho magnetocalórico avaliado naquele estudo fornece 24,3 W de capacidade de refrigeração operando com um ΔT de 12,5 °C. O resfriador de vinho a compressão de vapor comercial testado no mesmo estudo tem capacidade de refrigeração de 22,2 W com ΔT de 13,0 °C. Em ambos os casos a temperatura ambiente era de 25 °C, próxima ao T_H de 27,5 °C aqui fixado.

Por interpolação linear nas curvas de desempenho apresentadas, pode-se estimar que o RBA da geometria 1 forneceria no máximo \bar{Q}_C igual 3,96 W quando operando com ΔT de 12,5 °C, o que ocorreria com P de 25 s e \bar{m} de 4,8 kg/h. A geometria 2, por sua vez, poderia produzir no máximo \bar{Q}_C de 4,63 W nesta amplitude de temperatura, o que ocorreria com $P = 50$ s e $\bar{m} = 3,0$ kg/h. Isto posto, para que estes RBA's com geometrias hipotéticas pudessem competir com os resfriadores de vinho comercial e magnético mencionados, o número de canais N deveria ser quintuplicado. Então, a escolha da melhor tecnologia para a aplicação seria feita por outros critérios, como custo, eficiência energética, entre outros fatores abordados no Capítulo 1.

Por fim, avalia-se a dificuldade que o RBA, utilizando um polímero elastômero como refrigerante sólido, apresenta para operar como um regenerador ativo. Em diversos trabalhos com RMA's utilizando Gd e suas ligas intermetálicas (TEYBER *et al.*, 2018; TREVIZOLI, 2015; TUŠEK *et al.*, 2013) é notória a operação do sistema de refrigeração em que o princípio da regeneração ativa é plenamente utilizado. O EMC do Gd (e suas ligas) é de cerca de 4 K a 5 K para os sistemas citados, os quais obtiveram experimentalmente valores de ΔT_{max} de 20 até 40 K. Em outras palavras, por meio da regeneração ativa esses sistemas foram capazes de operar a uma amplitude de temperatura entre reservatórios de 4 a 8 vezes maior do que o efeito calórico empregado.

No presente estudo numérico, o EBC é de cerca de 12 K a 13 K, e as maiores amplitudes são de 33,5 K e 28 K (geometrias 1 e 2, respectivamente), ou seja, pouco mais de 2 vezes o efeito calórico aplicado. Além disso, tratam-se de duas geometrias hipotéticas na tentativa de minimizar os efeitos negativos da inércia térmica e das resistências à troca de calor, e que não são capazes de serem experimentalmente testadas. Portanto, nitidamente, essa tecnologia necessita de uma importante evolução em relação à ciência de materiais e na concepção de novas arquiteturas de RBA para avaliar novas perspectivas quanto ao desenvolvimento de protótipos.

6.4 Propriedades artificiais

Na seção anterior, considerou-se fixas as propriedades do MBC e da parede metálica que o confina, e foram propostas geometrias hipotéticas que não seriam capazes de ser construídas e testadas sob pressão. Nesta seção, em contraste, retorna-se a uma geometria similar àquela de referência, ou seja, capaz de ser testada sob pressão, mas varia-se artificialmente algumas propriedades do MBC ou da parede metálica, impondo novas condições de massa térmica e resistência à troca de calor. Três propriedades termo-físicas foram consideradas: a condutividade térmica do MBC (k_b), a densidade (ρ_w) e o calor específico da parede metálica (c_w). Em cada subseção a seguir, enquanto uma dessas propriedades é variada artificialmente, as demais são mantidas iguais às dos materiais reais (PDMS e Aço Inox AISI 304).

Os parâmetros geométricos foram fixados neste estudo, sendo $t_f = 0,25$ mm, $t_w = 5,5$ mm e $t_b = 5$ mm. Estas medidas se assemelham às da geometria de referência com parede de aço simulada na seção 6.1, porém com metade da

espessura do duto. Recorda-se aqui que o dimensionamento da parede metálica apresentado no Apêndice B considera a possibilidade de redução da espessura do canal até 0,25 mm. Em cada subseção seguinte foram testados 8 valores para a respectiva propriedade termo-física, e tomados 4 períodos e 5 vazões diferentes. Os parâmetros operacionais das simulações relacionados ao escoamento são apresentados na Tabela 6.7.

Tabela 6.7 – Parâmetros operacionais utilizados nas simulações com propriedades termo-físicas artificiais

		$\dot{m}'_{HP} [kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}]$				
		0,0175	0,0350	0,0700	0,140	0,280
\tilde{V}	P = 5 s	0,559	1,117	2,235	4,469	8,938
	P = 10 s	1,117	2,235	4,469	8,939	17,877
	P = 20 s	2,235	4,469	8,939	17,88	35,754
	P = 30 s	3,352	6,704	13,408	26,816	53,632
$\bar{m} [kg/h]$		3,008	6,016	12,03	24,06	48,13

Fonte: Elaborado pelo autor.

Para cada conjunto composto por um valor de propriedade termo-física, uma vazão e um período, foi repetido o procedimento da seção anterior para se obter a curva de desempenho do RBA. Ou seja, foram realizadas simulações com os ΔT 's de 0,15 K, 5 K, 10 K, e assim por diante, interrompendo a sequência após a obtenção do primeiro valor negativo de \bar{Q}_C . As curvas de desempenho não serão apresentadas, sendo mais relevantes neste estudo os valores de $\bar{Q}_{C,max}$ e ΔT_{max} , e suas tendências em função da vazão mássica, período e da propriedade artificial em estudo.

Os resultados que serão apresentados estão organizados da seguinte forma: os gráficos superiores referem-se à capacidade máxima de refrigeração, enquanto os inferiores à amplitude de temperatura máxima. Os gráficos à direita e à esquerda apresentam os mesmos resultados, porém organizados de formas diferentes. À esquerda apresenta-se $\bar{Q}_{C,max}$ e ΔT_{max} como curvas em função da vazão, e à direita as curvas são funções da propriedade artificial considerada.

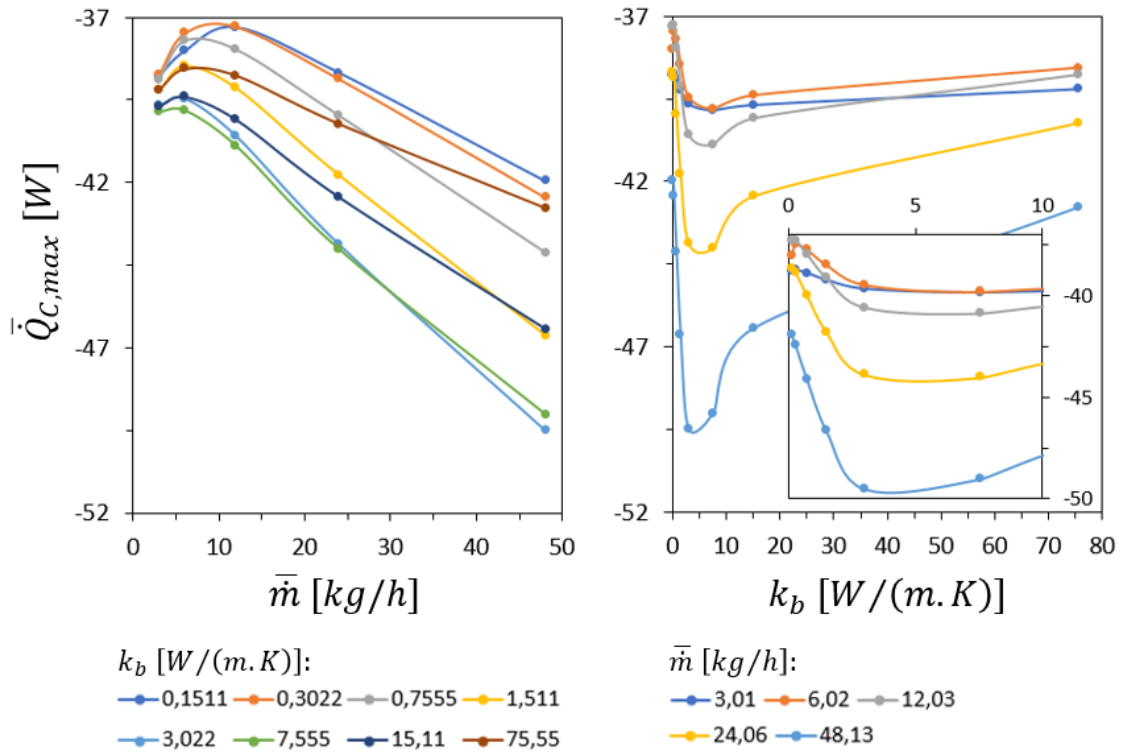
6.4.1 Condutividade térmica do MBC

Os resultados de $\bar{Q}_{C,max}$ e ΔT_{max} em função da vazão mássica e do valor artificial de k_b , para os períodos de 5 s, 10 s, 20 s e 30 s são apresentados nas figuras 6.24, 6.25, 6.26 e 6.27, respectivamente. Para os períodos de 5 s e 10 s não foram construídos gráficos de ΔT_{max} , uma vez que para o menor período todos os valores de $\bar{Q}_{C,max}$ são negativos e para o período de 10 s existem apenas dois valores positivos de $\bar{Q}_{C,max}$, para os quais os ΔT_{max} correspondentes estão registrados no próprio gráfico de $\bar{Q}_{C,max}$. Em relação aos valores artificiais de k_b , estes são obtidos a partir da multiplicação do valor para o PDMS (k_{PDMS}) por uma constante. Assim, foram testados os valores de $1 \times k_{PDMS}$, $2 \times k_{PDMS}$, $5 \times k_{PDMS}$, $10 \times k_{PDMS}$, $20 \times k_{PDMS}$, $50 \times k_{PDMS}$, $100 \times k_{PDMS}$ e $500 \times k_{PDMS}$ para k_b .

Estas figuras mostram uma tendência geral de aumento nos valores de $\bar{Q}_{C,max}$ e ΔT_{max} com o período, devido ao melhor aproveitamento da capacidade térmica do PDMS no processo regenerativo com o aumento da duração do ciclo (fator já explicado anteriormente). O período de 30 s foi, portanto, o que forneceu os melhores resultados. Para este caso foi obtido o maior valor de ΔT_{max} : 4,5 K para uma condutividade térmica de 15,11 W/m.K ($100 \times k_{PDMS}$) e vazão de 6,02 kg/h. Mantendo estes parâmetros e reduzindo o ΔT para 0,15 K, este RBA fornece $\bar{Q}_{C,max}$ de 4,15 W. Um dos protótipos de RMA de placas paralelas de gadolínio, estudado experimentalmente por Tušek *et al.* (2013), fornece capacidade de refrigeração máxima próxima a esta – cerca de 5 W – porém o ΔT_{max} deste protótipo é de quase 20 K.

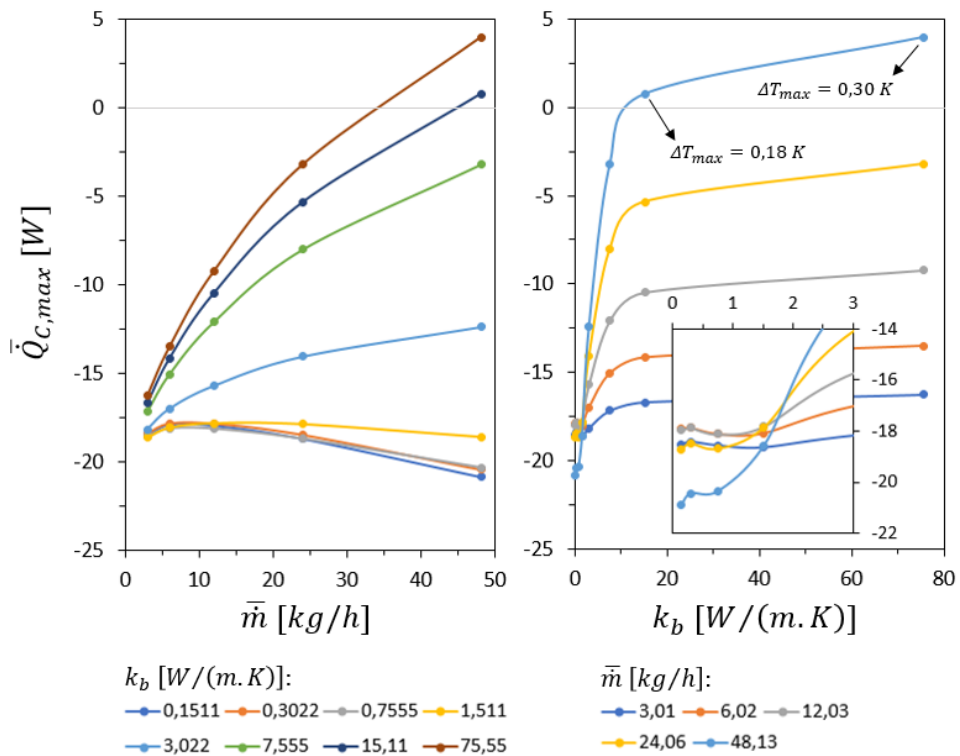
Quanto à capacidade de refrigeração máxima, o melhor resultado para o RBA seria de 34,6 W caso o k_b fosse igual a 75,55 W/m.K ($500 \times k_{PDMS}$) com o maior período e a maior vazão. Entretanto, a amplitude máxima de temperatura alcançada por este RBA hipotético com as mesmas configurações de P e \bar{m} seria de apenas 1,29 K, o que dificilmente poderia ter alguma aplicação prática.

Figura 6.24 – Resultados considerando valores artificiais para a condutividade térmica do MBC – $P = 5$ s



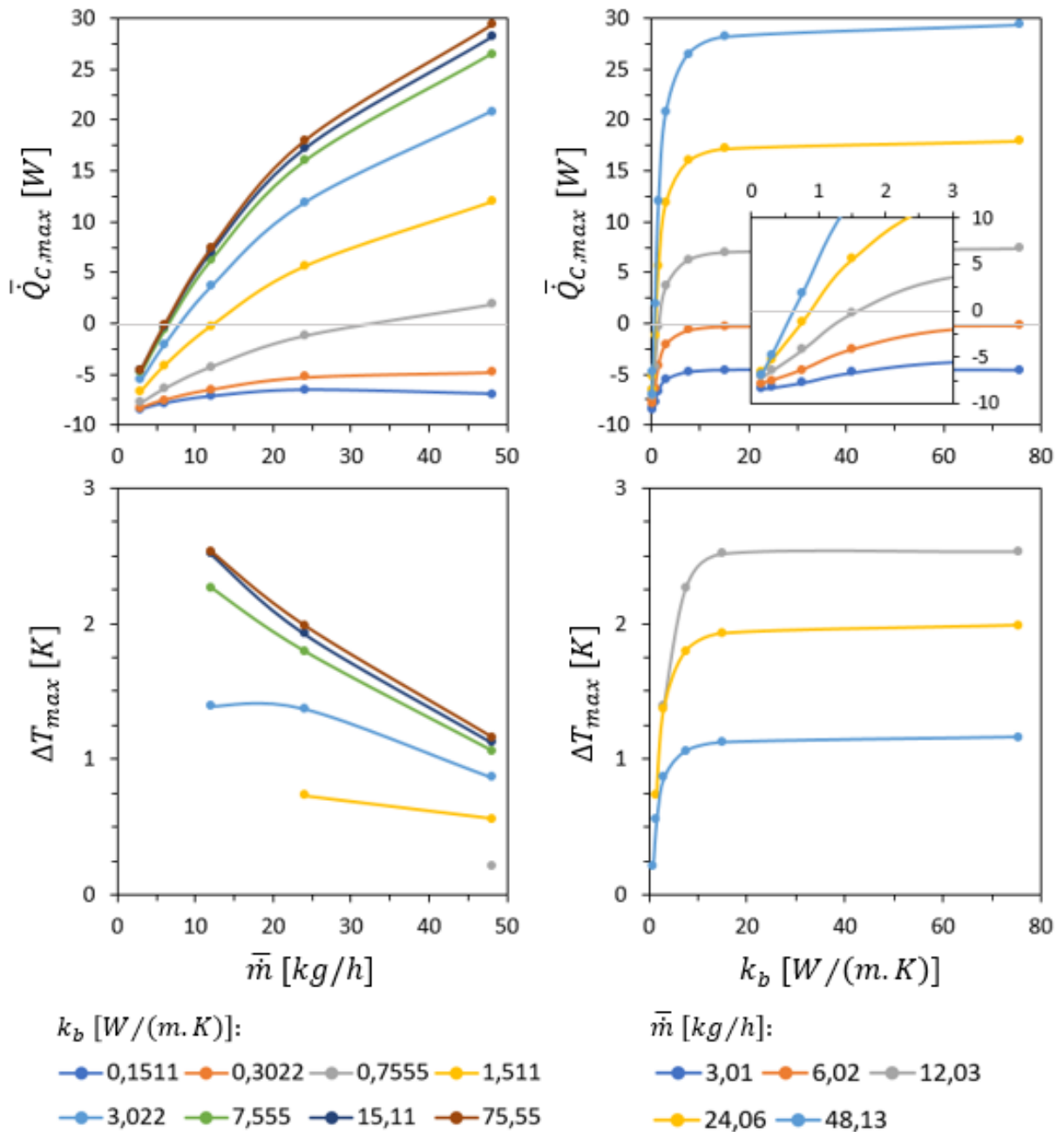
Fonte: Elaborado pelo autor.

Figura 6.25 – Resultados considerando valores artificiais para a condutividade térmica do MBC – $P = 10$ s



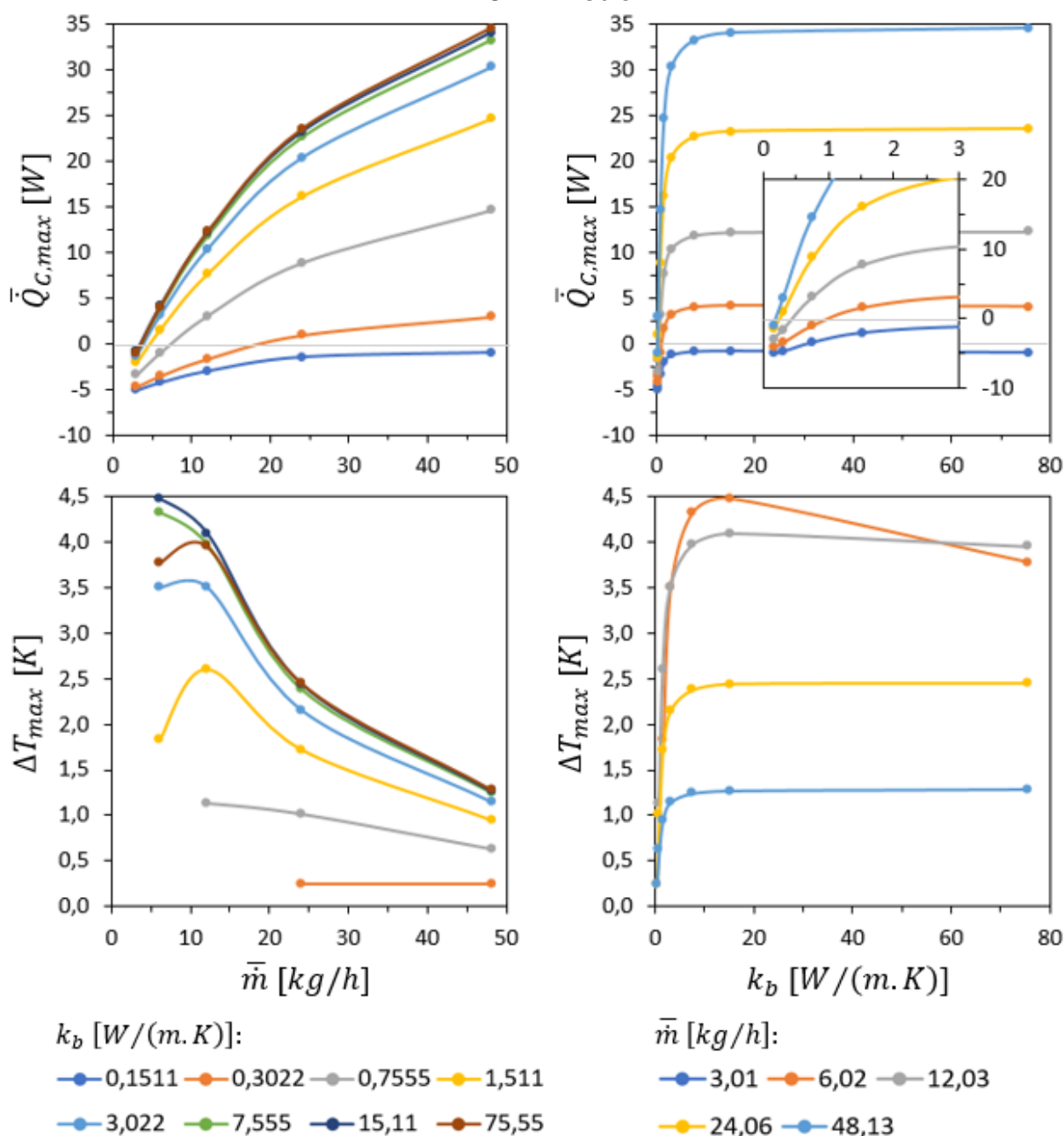
Fonte: Elaborado pelo autor.

Figura 6.26 – Resultados considerando valores artificiais para a condutividade térmica do MBC – $P = 20$ s



Fonte: Elaborado pelo autor.

Figura 6.27 – Resultados considerando valores artificiais para a condutividade térmica do MBC – $P = 30$ s



Fonte: Elaborado pelo autor.

Um dado proveniente dos resultados apresentados que é importante ser destacado, é que o menor valor de k_b para o qual foi possível obter capacidade de refrigeração positiva, foi 0,3022 W/m-K (apenas $2 \times k_{PDMS}$). Com este k_b e P igual a 30 s, o modelo prevê capacidades máximas de refrigeração de 0,96 W e 2,97 W, respectivamente com as vazões de 24,1 kg/h e 48,1 kg/h. Este aumento de condutividade pode ser alcançado, por exemplo, adicionando de 10% a 20% em massa de grafite natural como preenchimento interno da matriz polimérica contínua

do PDMS (IMAMURA *et al.*, 2022). Logo, uma pequena evolução em relação ao MBC poderia estabelecer uma perspectiva de construção e teste de um sistema experimental capaz de fornecer capacidades de refrigeração positivas.

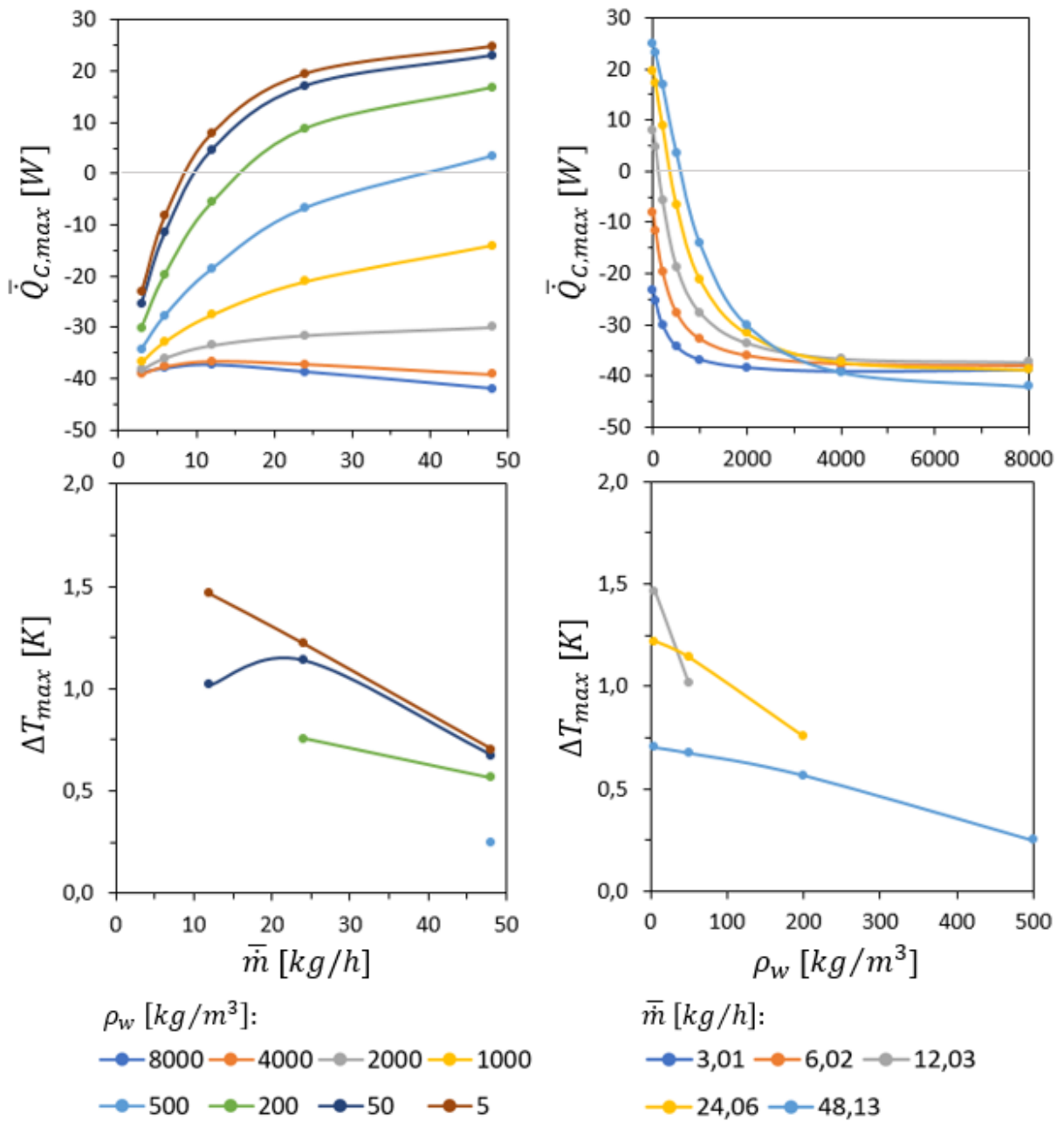
6.4.2 Densidade da parede metálica

Nesta seção analisa-se os resultados para $\bar{Q}_{C,max}$ e ΔT_{max} em função da vazão mássica e de ρ_w para os períodos de 5 s, 10 s, 20 s e 30 s, conforme as figuras 6.28 a 6.31. Os valores artificiais de ρ_w são obtidos a partir do valor para o aço inox (ρ_{AI}), dividindo-se este por uma constante, ou seja, utilizou-se ρ_w igual a $\rho_{AI} \div 1$, $\rho_{AI} \div 2$, $\rho_{AI} \div 4$, $\rho_{AI} \div 8$, $\rho_{AI} \div 16$, $\rho_{AI} \div 40$, $\rho_{AI} \div 160$ e $\rho_{AI} \div 1600$.

No intervalo de parâmetros avaliado, os resultados apresentam uma tendência muito regular de aumento de $\bar{Q}_{C,max}$ com a diminuição da densidade da parede metálica. O valor máximo obtido para esta métrica de desempenho foi 28,63 W, com P de 10 s, o maior valor de vazão de FTC e ρ_w igual a 5 kg/m³ (0,06% da densidade do aço inox). Porém o ΔT_{max} para este RBA seria 0,74 K, o que também não teria grande utilidade prática.

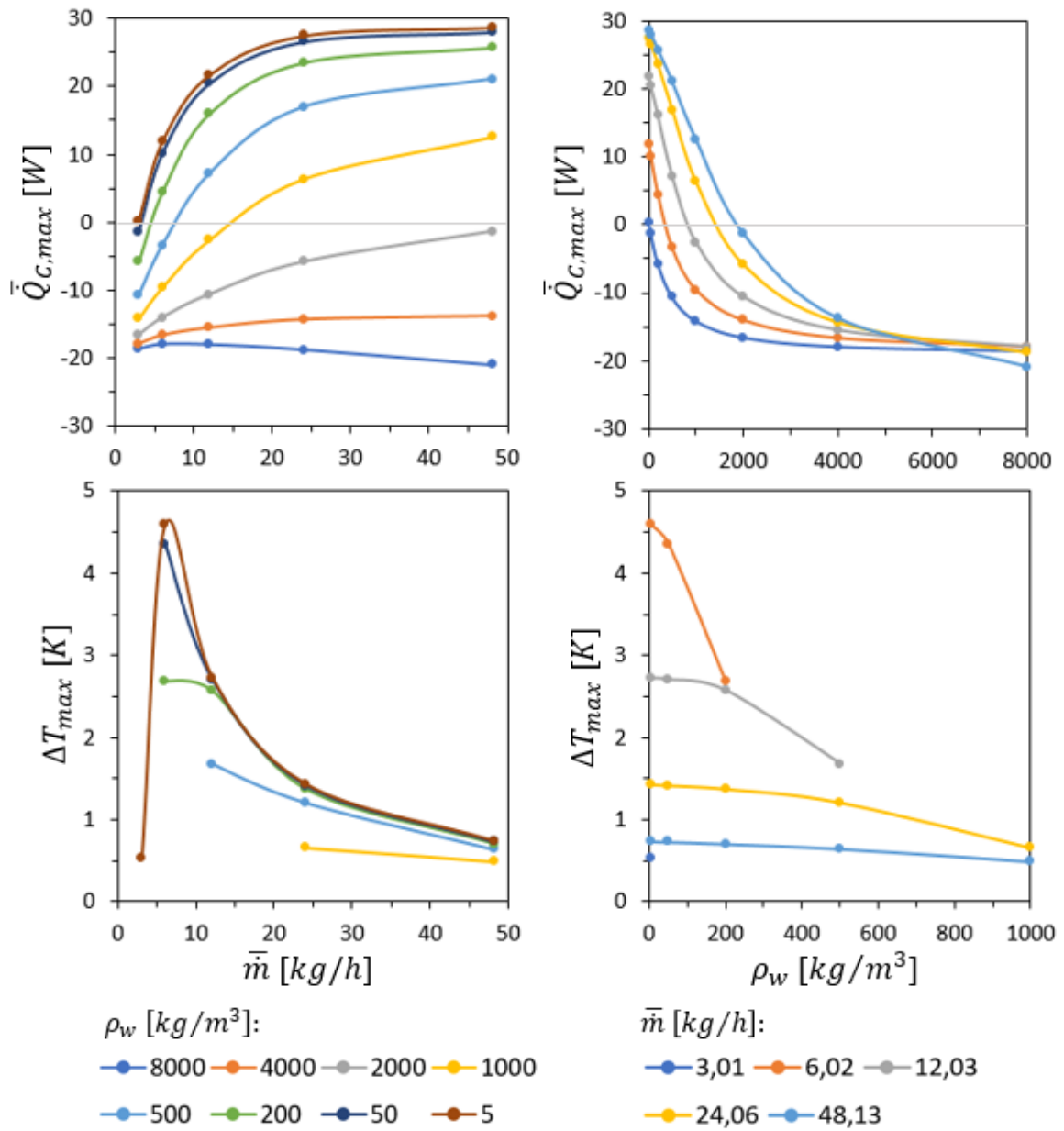
Ainda em relação às capacidades máximas de refrigeração, observando os gráficos de $\bar{Q}_{C,max} \times \rho_w$ das figuras 6.28 a 6.31, nota-se que com os maiores valores de ρ_w as capacidades máximas de refrigeração melhoram com o aumento do período. Isto se deve, provavelmente, a dois fatores: (i) novamente, a necessidade de mais tempo para a regeneração eficaz de uma parede com massa térmica maior; (ii) e ao aumento da razão de enchimento que resulta de períodos mais longos (Tabela 6.7), pois a parede com massa térmica maior requer uma massa térmica maior de fluido escoando para poder realizar a transferência de calor. Já com os menores valores de ρ_w , a massa térmica da matriz diminui consideravelmente. Assim, com a vazão máxima (na qual obtém-se o maior $\bar{Q}_{C,max}$), passa a existir um período ótimo (próximo de 10 s) que proporciona o \tilde{V} adequado – grande o suficiente para promover uma regeneração adequada da matriz, e não tão grande a ponto de elevar a temperatura do fluido que atinge o reservatório frio durante o escoamento quente.

Figura 6.28 – Resultados considerando valores artificiais para a densidade da parede metálica – $P = 5$ s



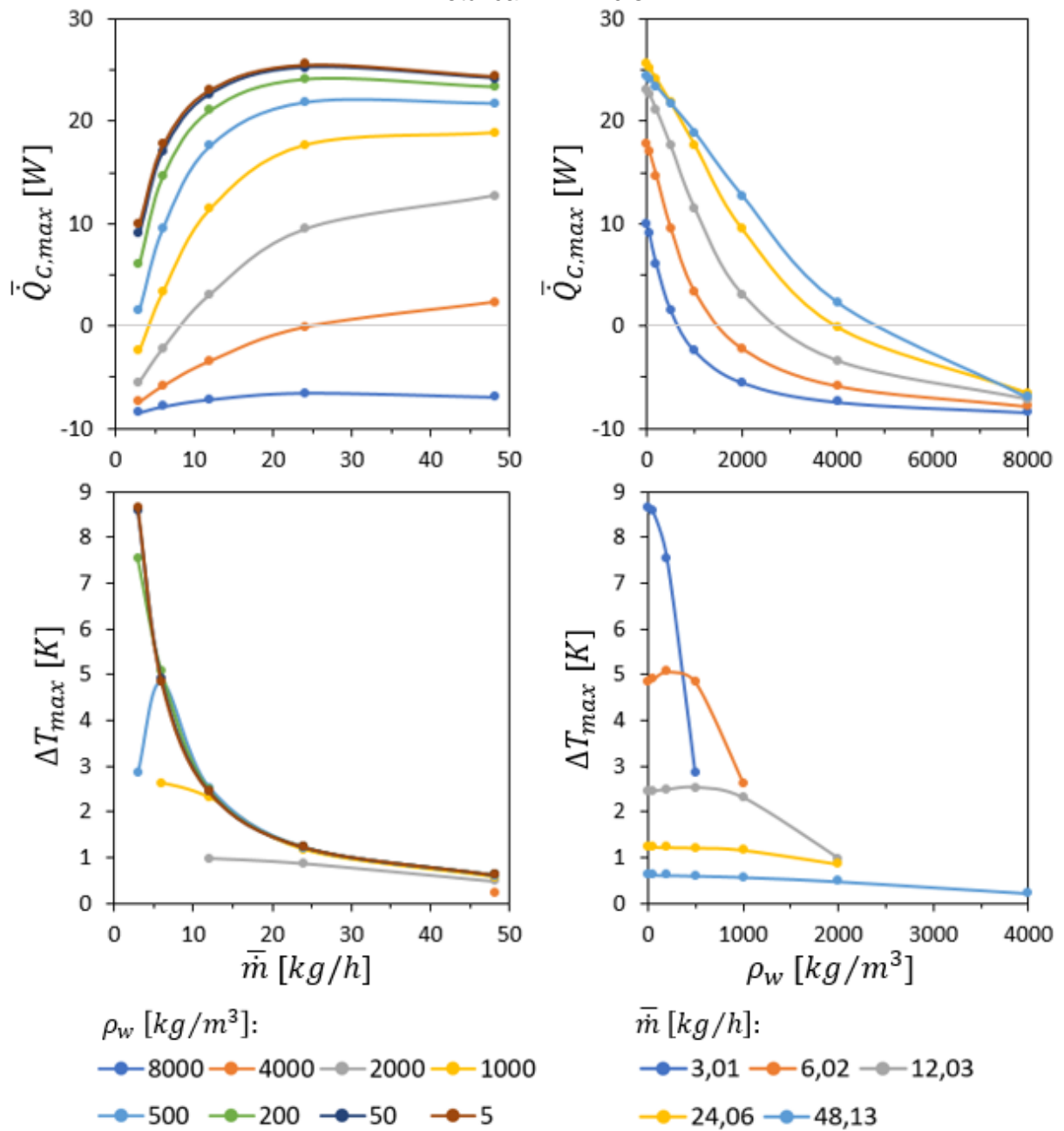
Fonte: Elaborado pelo autor.

Figura 6.29 – Resultados considerando valores artificiais para a densidade da parede metálica – $P = 10$ s



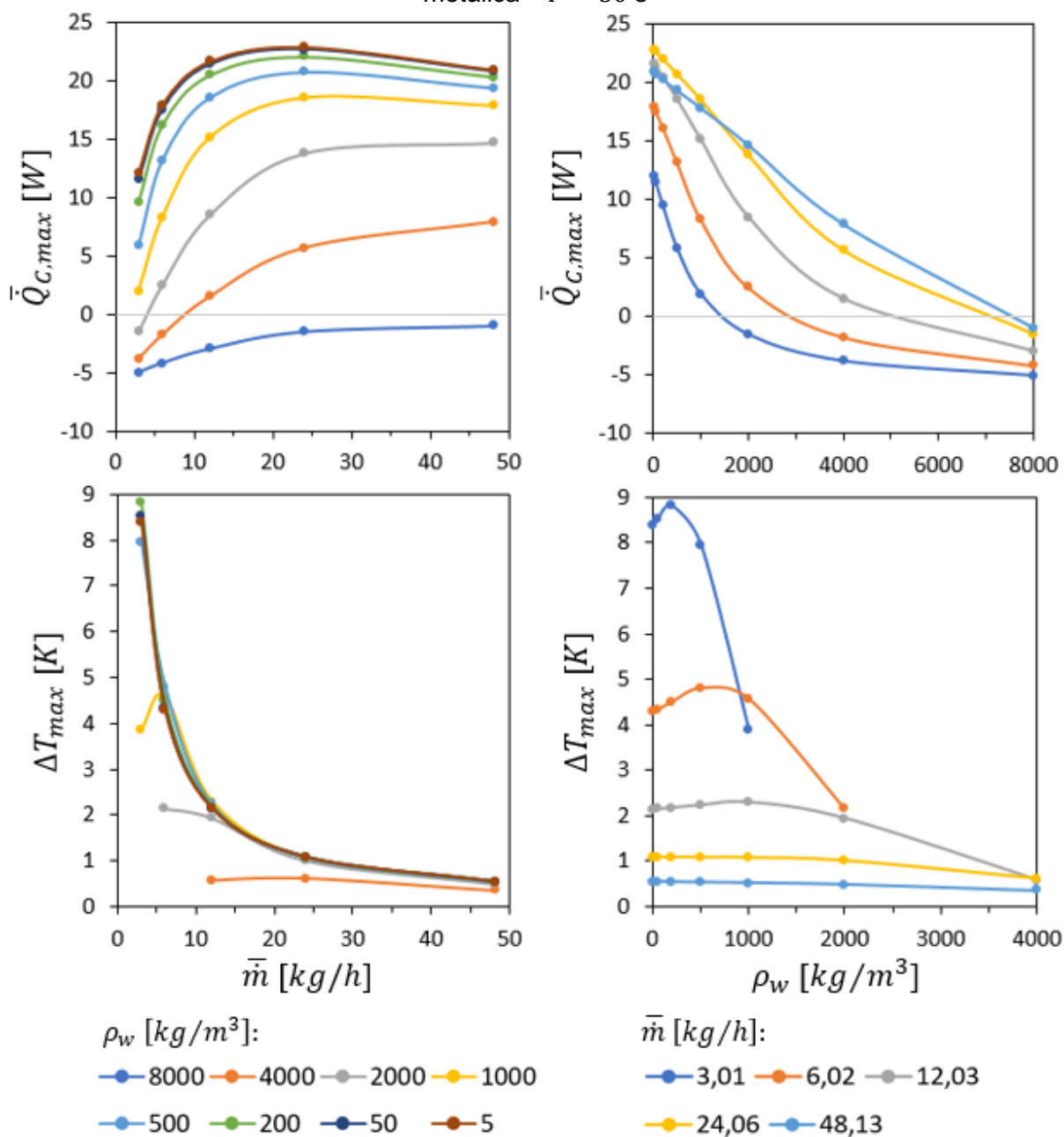
Fonte: Elaborado pelo autor.

Figura 6.30 – Resultados considerando valores artificiais para a densidade da parede metálica – $P = 20$ s



Fonte: Elaborado pelo autor.

Figura 6.31 – Resultados considerando valores artificiais para a densidade da parede metálica – $P = 30$ s



Fonte: Elaborado pelo autor.

Também existe uma tendência de aumento de ΔT_{max} com a diminuição da massa específica da parede, embora em alguns casos com os períodos de 20 s e 30 s existam picos desta métrica de desempenho entre os valores máximo e mínimo de ρ_w testados. Este resultado se assemelha ao que foi apresentado na seção 6.2.2, onde também ocorria um pico de \bar{Q}_c em um valor intermediário de espessura da parede quando se combinava período e vazão elevados. O presente resultado, portanto, corrobora o que foi constatado naquela seção – que em alguns casos a

presença da massa térmica da parede, se bem dimensionada, tende a proporcionar melhores resultados para o RBA.

Ainda, dentre os resultados desta subseção, o maior valor de densidade com o qual obteve-se resultados com capacidade de refrigeração positiva foi 4000 kg/m^3 , valor da mesma ordem de grandeza da densidade real do aço inoxidável. Com o período de 30 s e a maior vazão, esta densidade fornece $\bar{Q}_{C,max}$ de 7,9 W. Porém o maior ΔT_{max} atingido com esta densidade é de apenas 0,62 K, com vazão de 24,1 kg/h e período de 30 s.

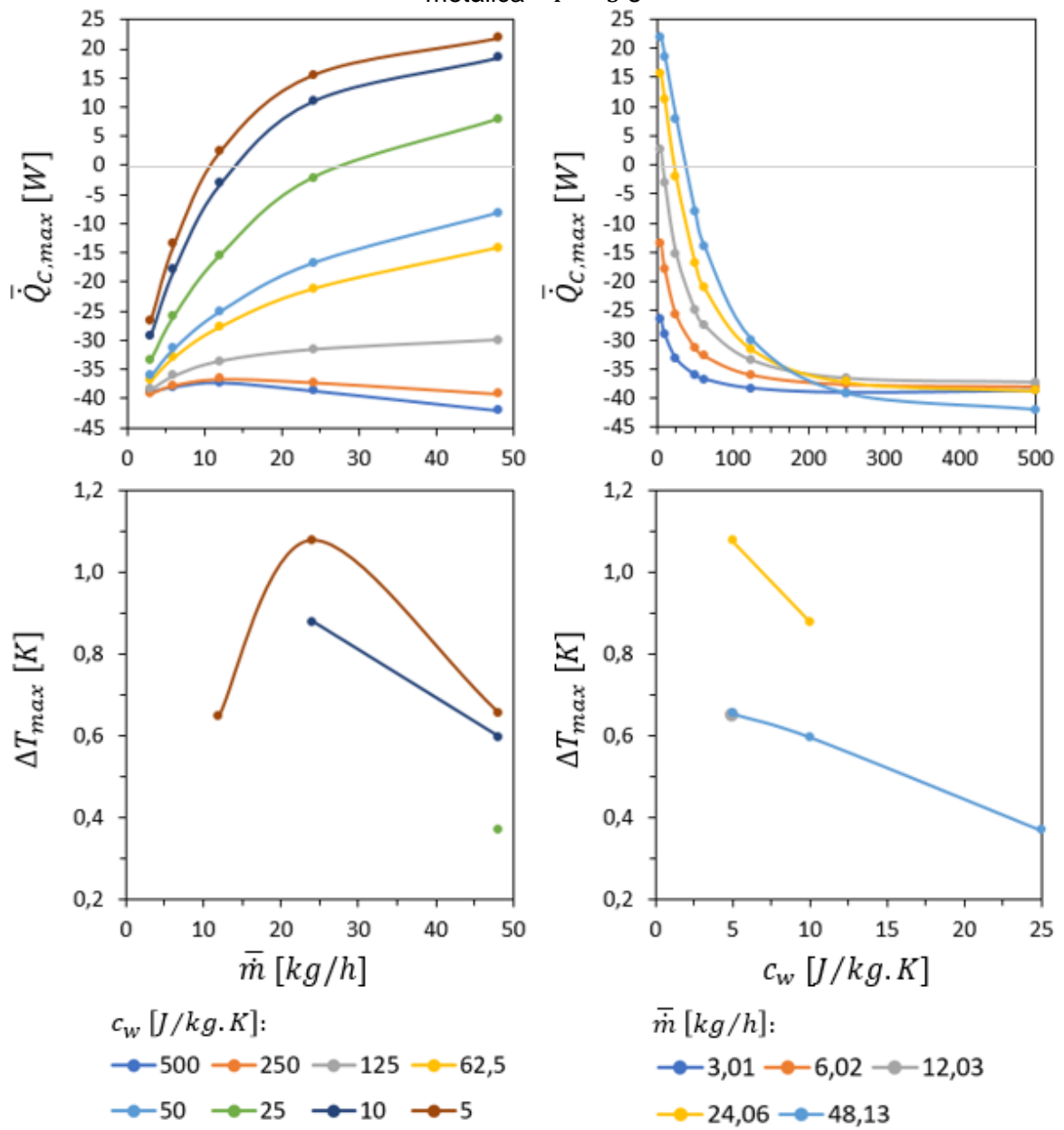
6.4.3 Calor específico da parede metálica

A seguir analisa-se os resultados de $\bar{Q}_{C,max}$ e ΔT_{max} em função da vazão mássica e de c_w para os períodos de 5 s, 10 s, 20 s e 30 s (figuras 6.32 a 6.35). Os valores artificiais utilizados para c_w resultam da divisão do valor para aço inox (c_{AI}) por constantes, tendo sendo utilizado c_w igual a $c_{AI} \div 1$, $c_{AI} \div 2$, $c_{AI} \div 4$, $c_{AI} \div 8$, $c_{AI} \div 10$, $c_{AI} \div 20$, $c_{AI} \div 50$ e $c_{AI} \div 100$.

Os resultados revelam as mesmas tendências qualitativas da subseção anterior, pois c_w e ρ_w aparecem na forma de produto no modelo matemático (Equação 4.46), sendo responsáveis pela massa térmica $\rho_w c_w$ que divide os termos difusivos (ou multiplica o termo transiente). Desta forma, resultados iguais são obtidos nesta seção e na seção 6.4.2 quando as constantes que dividem as propriedades c_{AI} e ρ_{AI} são iguais.

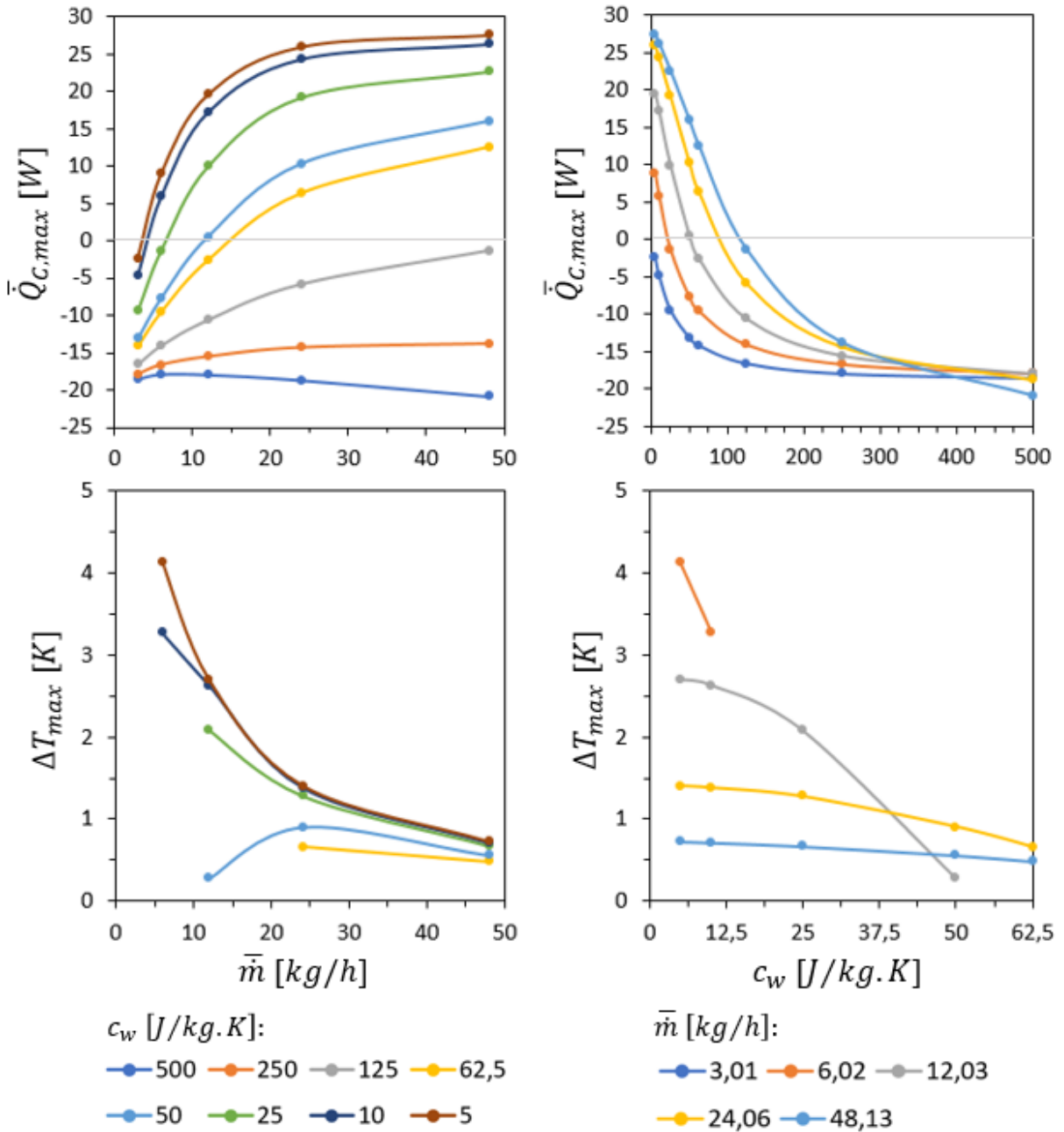
Por exemplo, com período de 20 s e vazão de 12,03 kg/h, $\bar{Q}_{C,max}$ é igual a 11,51 W e ΔT_{max} é igual a 2,30 K tanto com ρ_w de 1000 kg/m^3 ($\rho_{AI} \div 8$) na seção 6.4.2 quanto com c_w de 62,5 J/kg-K ($c_{AI} \div 8$) na presente seção. O fato de estes resultados serem iguais serve também como uma verificação do modelo, pois caso fossem diferentes, isto representaria um indício da presença de algum erro de modelagem matemática ou de implementação computacional.

Figura 6.32 – Resultados considerando valores artificiais para o calor específico da parede metálica – $P = 5$ s



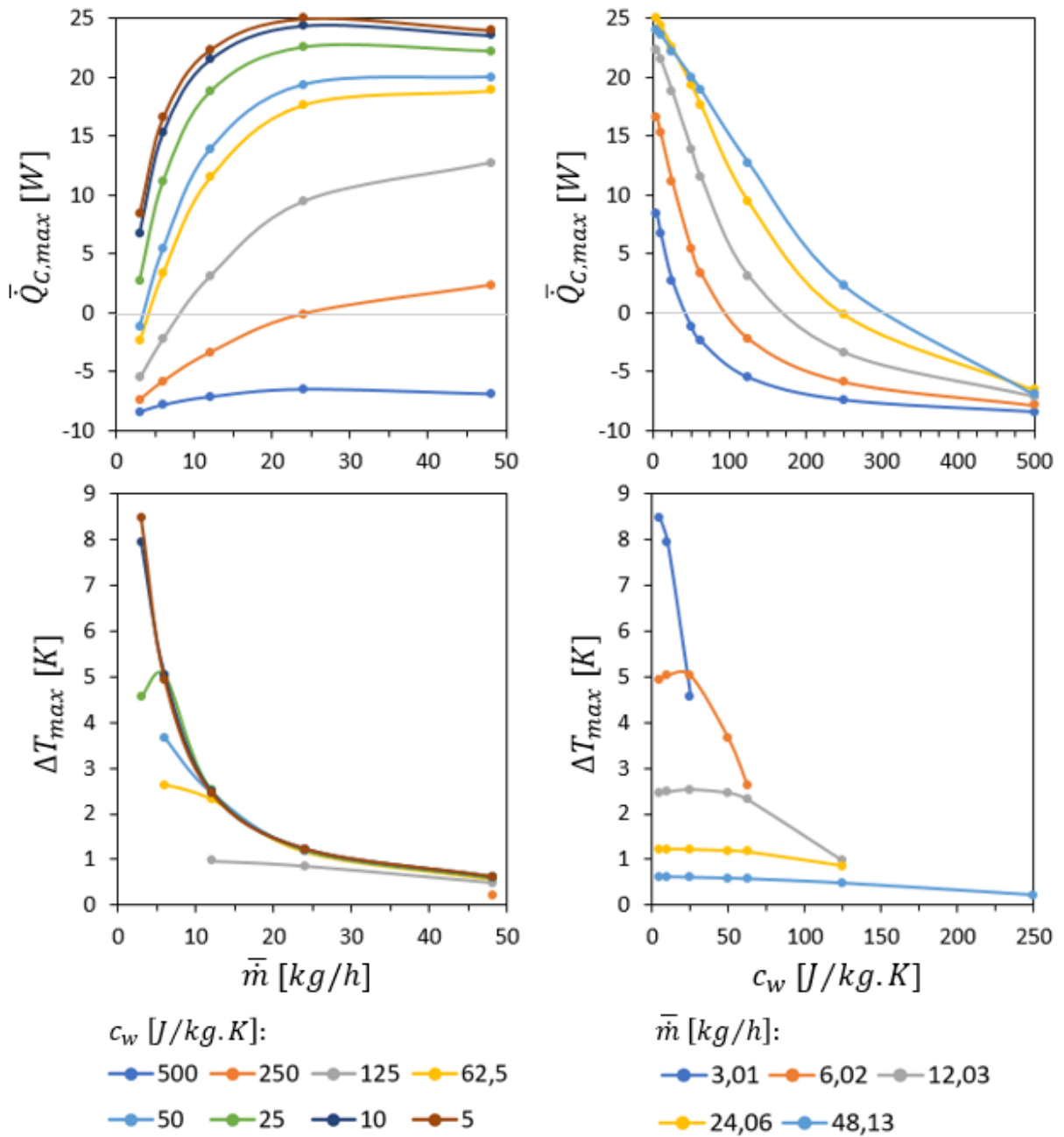
Fonte: Elaborado pelo autor.

Figura 6.33 – Resultados considerando valores artificiais para o calor específico da parede metálica – $P = 10$ s



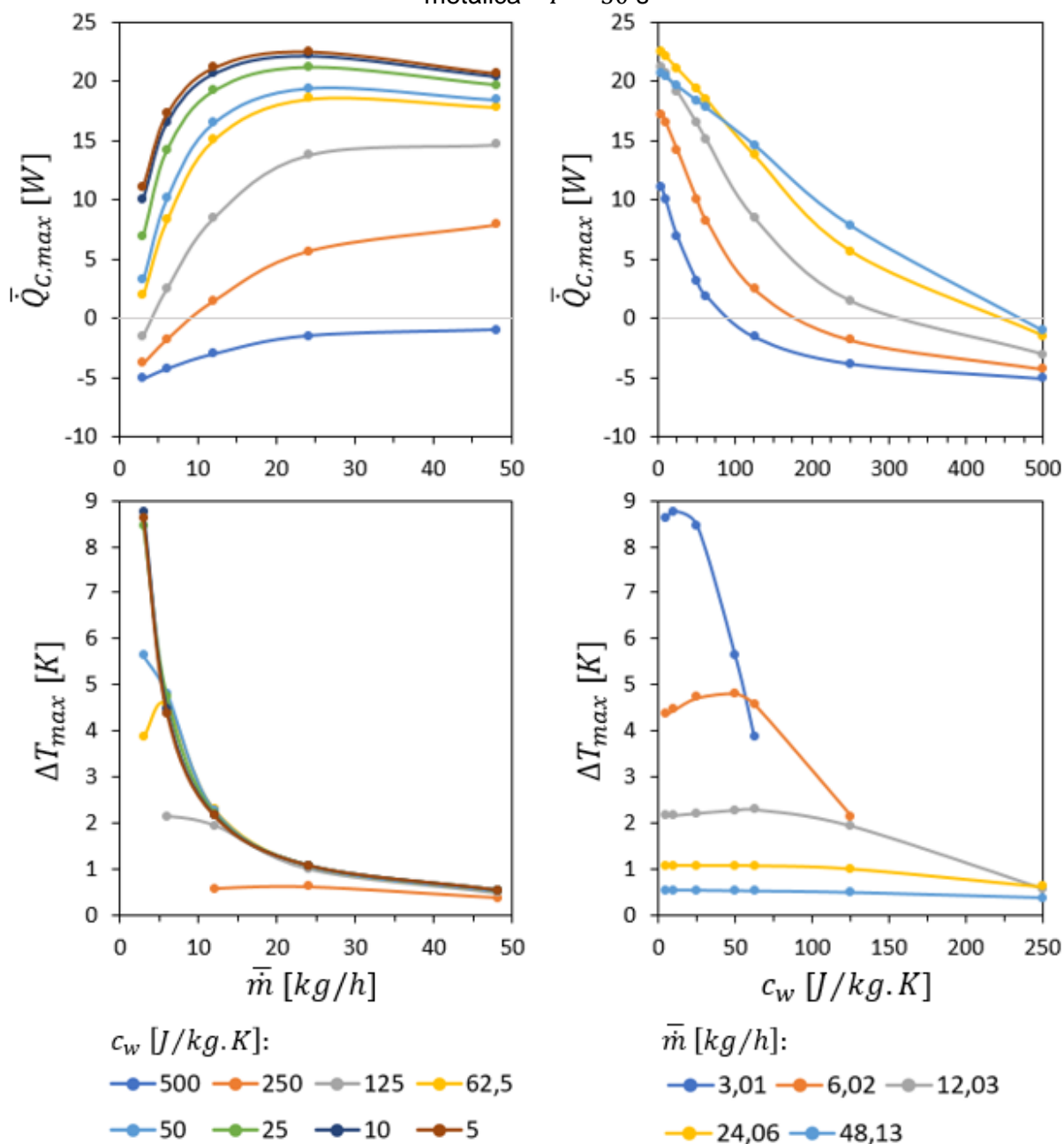
Fonte: Elaborado pelo autor.

Figura 6.34 – Resultados considerando valores artificiais para o calor específico da parede metálica – $P = 20$ s



Fonte: Elaborado pelo autor.

Figura 6.35 – Resultados considerando valores artificiais para o calor específico da parede metálica – $P = 30$ s



Fonte: Elaborado pelo autor.

O maior $\bar{Q}_{C,max}$ obtido nesta subseção foi 27,5 W, com P de 10 s, vazão máxima e c_w mínimo. O maior ΔT_{max} foi 8,8 K, com P de 30 s, vazão mínima e c_w de 10 J/kg-K. O maior valor de c_w para o qual obteve-se $\bar{Q}_{C,max}$ positivo foi 250 J/kg-K ($c_{Al} \div 2$). Com este calor específico o modelo prevê $\bar{Q}_{C,max}$ de 7,9 W na vazão e período máximos e ΔT_{max} igual a 0,62 K com período máximo e vazão de 24,1 kg/h. Estes resultados são exatamente iguais aos mencionados na subseção anterior com a densidade do aço inox dividida pela metade.

Isso leva à conclusão de que o material da parede que confina o MBC deveria: (i) possuir as mesmas propriedades mecânicas do aço inox, para poder suportar a pressão imposta sobre o RBA com uma espessura de parede de 5,5 mm; (ii) possuir, no máximo, a metade do valor da capacidade térmica $\rho_{AI}c_{AI} = 4.10^6 \text{ J/m}^3\text{-K}$, ou seja, $\rho_w c_w \leq 2.10^6 \text{ J/m}^3\text{-K}$. Assim, poderia-se em um momento futuro projetar e construir um aparato experimental capaz de operar sob pressão que, possivelmente, forneceria capacidades de refrigeração positivas em algumas condições de operação.

6.5 Síntese dos resultados

Ao longo deste capítulo o desempenho termodinâmico do RBA proposto foi explorado por meio de diversas simulações orientadas ao atendimento dos objetivos estabelecidos na seção 1.2, e que foram organizadas em quatro etapas: (i) análise do desempenho do RBA com geometrias capazes de suportar as elevadas pressões impostas sobre o sistema; (ii) avaliação da sensibilidade do desempenho do RBA em relação a parâmetros geométricos; (iii) análise do desempenho do RBA com geometrias hipotéticas selecionadas de forma a favorecer as trocas de calor entre os materiais; e (iv) investigação do desempenho do sistema frente a variações artificiais de propriedades termo-físicas do MBC e da parede metálica.

Diante do grande número de resultados e análises apresentados faz-se útil sintetizar aqui as principais tendências observadas ao longo do capítulo, o que é feito na Tabela 6.8. Ressalta-se, porém, que na referida tabela são mencionadas apenas as tendências predominantes, devendo-se ter em mente que exceções podem existir, como pôde ser observado no decorrer deste capítulo.

Tabela 6.8 – Principais tendências ou resultados observados

(continua)

Seção	P [s]	\dot{m}'_{HP} $\left[\frac{kg}{m.s}\right]$	ΔT [K]	t_b [mm]	t_w [mm]	t_f [mm]	$\frac{k_b}{W}$ $\left[\frac{m.K}{m}\right]$	ρ_w $\left[\frac{kg}{m^3}\right]$	c_w $\left[\frac{J}{kg.K}\right]$	Principal tendência ou resultado
6.1.1	10 / 30 / 50	8,3545.10 ⁻³ / 4,1773.10 ⁻³	0,15 / 5	5,0	5,5 ou 10,0	0,5	0,1511	8000 ou 2810	500 ou 960	Diferença de ~1 K entre $+\Delta T_{ad}$ e $-\Delta T_{ad} \rightarrow \uparrow T \rightarrow \downarrow \bar{Q}_C$
6.1.2										$\uparrow P \rightarrow \uparrow \bar{Q}_C$
6.1.3										Maior $\rho_w c_w t_w$ e menor $\frac{L}{k_w H t_w}$ com a parede de Al $\rightarrow \downarrow \bar{Q}_C$
6.1.4										$\uparrow \Delta T \rightarrow \downarrow \bar{Q}_C$
6.1.5										$\downarrow \bar{m} \rightarrow$ pouca regeneração $\rightarrow \downarrow \bar{Q}_C$ $\uparrow \bar{m} \rightarrow$ FTC quente atinge o CHEX $\rightarrow \downarrow \bar{Q}_C$ \bar{m} deve ser corretamente dimensionado para cada combinação dos demais parâmetros operacionais/geométricos
6.2.1	5 / 10 / 30	8,3545.10 ⁻³ / 4,1773.10 ⁻² / 8,3545.10 ⁻²	0,15 / 5	0,5 / 1 / 2 / 3 / 5	5,5	0,5	0,1511	8000	500	$\uparrow t_b \rightarrow \uparrow$ resistência à condução transversal e \uparrow energia associada à diferença entre $+\Delta T_{ad}$ e $-\Delta T_{ad} \rightarrow \downarrow \bar{Q}_C$
6.2.2				1	0,5 / 1 / 2 / 3 / 5,5	0,5				$\uparrow t_w \rightarrow \uparrow$ inércia térmica da parede $\rightarrow \downarrow \bar{Q}_C$
6.2.3				1	1	0,125 / 0,25 / 0,5 / 1 / 2				$\uparrow t_f \rightarrow \downarrow$ coeficiente convectivo $\rightarrow \downarrow \bar{Q}_C$
6.2.4				0,5 / 1 / 2 / 3 / 5	1	0,125				$\downarrow t_b \rightarrow$ diminuição excessiva da capacidade térmica do MBC $\rightarrow \downarrow \bar{Q}_C$

(conclusão)

Seção	P [s]	\dot{m}'_{HP} $\left[\frac{kg}{m \cdot s}\right]$	ΔT [K]	t_b [mm]	t_w [mm]	t_f [mm]	k_b $\left[\frac{W}{m \cdot K}\right]$	ρ_w $\left[\frac{kg}{m^3}\right]$	c_w $\left[\frac{J}{kg \cdot K}\right]$	Principal tendência ou resultado	
6.3	5 a 50	0,0175 a 0,420	0,15 a 30	1 / 2	1	0,125	0,1511	8000	500	Melhores resultados obtidos: -Geometria 1: $\bar{Q}_{C,max} = 41,2 W$ e $\Delta T_{max} = 33,5 K$ -Geometria 2: $\bar{Q}_{C,max} = 34,6 W$ e $\Delta T_{max} = 28,0 K$ Desempenho termodinâmico ruim do RBA quando comparado a RMA's ou refrigeradores por compressão de vapor	
6.4.1	5 / 10 / 20 / 30	0,0175 a 0,280	0,15 a 30	5	5,5	0,25	0,1511 a 75,55	8000	500	$\uparrow k_b \rightarrow \uparrow \bar{Q}_{C,max}$ e $\uparrow \Delta T_{max}$ $\bar{Q}_C > 0$ possível para $k_b \geq 2 \times k_{PDMS}$ Desempenho termodinâmico ruim do RBA quando comparado a RMA's, mesmo com valores artificialmente elevados de k_b	
0,1511							5 a 8000			500	$\downarrow \rho_w \rightarrow \uparrow \bar{Q}_{C,max}$ e $\uparrow \Delta T_{max}$ $\bar{Q}_C > 0$ possível para $\rho_w \leq \rho_{AI} \div 2$ Aplicação prática do RBA inviável, mesmo com valores de ρ_w tendendo a zero
0,1511							8000			5 a 500	Mesmas tendências observadas para a variação artificial de ρ_w (seção 6.4.2)

Fonte: Elaborado pelo autor.

7 CONCLUSÃO

O presente trabalho foi motivado pela busca de conhecer e desenvolver sistemas de refrigeração alternativos. Dentre os sistemas conhecidos, destacam-se aqueles que se baseiam no efeito i -calórico: magneto, eletro, elasto e barocalórico. Os materiais que apresentam o efeito barocalórico, especialmente os polímeros elastômeros, apresentam uma série de vantagens como disponibilidade comercial, custos acessíveis e efeitos calóricos muito intensos, chegando a valores acima de 20 K. Logo, avaliar o seu uso em sistemas de bombeamento de calor torna-se um nicho de pesquisas muito interessante e promissor.

Neste contexto, apresentou-se nesta dissertação a proposição de um modelo matemático bidimensional para resolver o escoamento e a transferência de calor em um regenerador barocalórico ativo com geometria de placas paralelas, bem como a implementação numérica deste modelo utilizando o método dos volumes finitos. Os resultados numéricos obtidos para a capacidade de refrigeração, em função da amplitude de temperatura entre os reservatórios térmicos, vazão mássica do fluido de trabalho, período de ciclo, propriedades dos materiais e parâmetros geométricos do sistema, permitiram avaliar o desempenho termodinâmico teórico de um RBA aplicando polímeros elastômeros, no caso o PDMS, como refrigerante do estado sólido.

Antes da execução das simulações que levaram aos resultados, foram realizadas verificações do modelo e da sua implementação computacional e um estudo de independência das malhas espacial e temporal. Porém, ainda não existem dados experimentais que possibilitem um estudo de malha mais coerente, ou ainda a validação do modelo matemático. Ao todo, foram realizadas cerca de 1700 simulações, tendo sido os resultados mais relevantes destas analisados e discutidos. A seguir são apresentadas as principais conclusões que podem ser inferidas desta investigação:

- A) Utilizando geometrias de RBA de placas paralelas com rigidez estrutural adequada para suportar as pressões impostas sobre o MBC e sobre as paredes das câmaras de compressão, chamadas de geometrias de referência, não foram obtidos valores positivos para a capacidade de refrigeração dentro da faixa de parâmetros proposta;

- B) Interpretou-se que o fato de a intensidade do EBC do PDMS ser maior na compactação ($+\Delta T_{ad}$) que na descompactação ($-\Delta T_{ad}$), conforme as curvas prescritas obtidas na literatura, prejudica consideravelmente o desempenho termodinâmico do RBA, efeito que tende a piorar quando se combina uma grande espessura do MBC e um período de ciclo pequeno. Não se sabe se essa diferença é decorrente de alguma irreversibilidade interna do material ou externa, relacionada ao procedimento experimental de medição das curvas de $|\Delta T_{ad}|$, contudo é um aspecto importante para se aprofundar em pesquisas futuras;
- C) A necessidade de se confinar o MBC entre paredes metálicas é prejudicial à capacidade de refrigeração do RBA, não só devido à resistência à troca de calor por condução, mas especialmente, devido à inércia térmica imposta pela parede metálica. Isto, porém, pode ser contornado por meio da seleção de materiais mais rígidos e resistentes que suportem a pressão imposta sobre o sistema com menores espessuras (como mostraram os resultados do estudo de sensibilidade), por meio da escolha de materiais menos densos, ou de menor calor específico (conforme mostraram os resultados do estudo de propriedades artificiais), e também pelo uso de outras geometrias e arquiteturas de RBA's que não a de placas paralelas, uma vez que esta geometria oferece pouca rigidez a pressões transversais impostas nas paredes. A geometria de matriz de banco de tubos, com o núcleo dos tubos sendo preenchido pelo MBC, poderia ser mais adequada neste sentido;
- D) A condução de calor na direção axial nas paredes pode exercer grande influência negativa sobre a capacidade de refrigeração do dispositivo, portanto deve ser levada em conta ao selecionar o material rígido da matriz. A difusão de calor nesta direção aumenta com a condutividade térmica e com a espessura das paredes;
- E) Vazões de FTC muito grandes ou muito pequenas podem ambas prejudicar a capacidade de refrigeração do RBA. A vazão mais adequada depende fortemente de outros parâmetros, como ΔT , P e dimensões dos materiais;
- F) Em alguns casos a presença da parede metálica auxiliou na melhora do desempenho do RBA, sendo a sua espessura um parâmetro passível de otimização. Entretanto, isto ocorre em espessuras e capacidades térmicas

- muito menores que os valores considerados realísticos neste trabalho (nos estudos das geometrias de referência e de propriedades artificiais);
- G) O estreitamento dos dutos de escoamento tende a melhorar o desempenho termodinâmico do RBA. Portanto, o limite inferior de t_f a ser utilizado em um protótipo resultaria, provavelmente, de restrições de rigidez estrutural, de possibilidade de fabricação ou de gasto de energia para bombeamento do fluido;
- H) As maiores capacidades de refrigeração para um RBA são atingidas quando o período, a vazão e as espessuras do canal, da parede e do MBC são dimensionados conjuntamente de forma que a matriz tenha um bom aproveitamento da sua capacidade de regeneração, mas não se aproxime demasiadamente do equilíbrio térmico com o fluido. Quando se chega muito próximo deste equilíbrio térmico uma massa excessiva de FTC mais quente que T_c chega ao CHEX no fim do processo de absorção de calor, prejudicando a capacidade de refrigeração. Caso este equilíbrio térmico fique muito distante, a capacidade de regeneração da região central do MBC (próxima ao y^* máximo do domínio do modelo) é mal aproveitada e contribui pouco para o bombeamento de calor;
- I) Utilizando dimensões hipotéticas para um RBA de placas paralelas (sem compromisso com a possibilidade de prototipagem e operação real), o modelo indica que é possível obter capacidades de refrigeração positivas. Uma geometria selecionada com espessuras pequenas de parede e do MBC pode atingir um valor máximo de $\bar{Q}_{c,max}$ igual a 41,2 W e um valor máximo de ΔT_{max} igual a 33,5 K. Ajustando o número de canais do RBA este poderia ser aplicado em nichos que requerem baixas amplitudes de temperatura, como em resfriadores de vinho, possivelmente competindo com refrigeradores magnéticos e por compressão de vapor;
- J) O desempenho termodinâmico de um RBA utilizando PDMS ($k_b = 0,1511$ W/m-K) como refrigerante sólido, operando com variação de pressão de 173 MPa, e tendo paredes metálicas de espessuras condizentes com esta pressão de trabalho, tem grande sensibilidade à condutividade térmica do MBC até cerca de 5 W/m-K. O aumento de condutividade além deste valor traz ganhos de desempenho pequenos. Para que este RBA forneça refrigeração positiva, a

condutividade térmica do PDMS deveria ser pelo menos o dobrada ($k_b = 0,3022$ W/m-K). Este aumento de condutividade pode ser alcançado, por exemplo, por meio do uso de compósitos (IMAMURA *et al.*, 2022). Alternativamente, outros polímeros barocalóricos com maiores condutividades térmicas podem ser utilizados como refrigerantes sólidos, sendo a ASR (borracha de silicone acetóxi – $k_b \cong 1,48$ W/m-K) uma boa opção (IMAMURA *et al.*, 2020; WANG; GAO; XIE, 2003);

- K) A capacidade térmica da parede de aço inox considerada como realística neste trabalho deve ser reduzida pelo menos pela metade para possibilitar a obtenção de capacidades de refrigeração positivas; e
- L) Não é possível chegar a uma conclusão assertiva sobre o potencial da borracha PDMS para ser aplicada como refrigerante sólido em um RBA de placas paralelas (objetivo B da seção 1.2) sem maiores investigações científicas acerca da origem da diferença entre $+\Delta T_{ad}$ e $-\Delta T_{ad}$. Pode-se, contudo, em conformidade com as conclusões anteriores, afirmar que um material com maior condutividade térmica e maior EBC em pressões menores é desejável para se obter capacidades de refrigeração positivas.

Dado o exposto, apesar de apresentar um elevado efeito *i*-calórico, bem como ter uma série de vantagens, avalia-se que o desenvolvimento de sistemas de refrigeração utilizando polímeros elastômeros como material barocalórico ainda está em um estágio inicial, necessitando aprimorar diversos aspectos relacionados às propriedades dos materiais e aos parâmetros geométricos/operacionais que constituem um RBA. Os resultados teóricos (idealizados e não passíveis de testes experimentais, em virtude de terem sido obtidos a partir de geometrias hipotéticas) estão muito aquém de resultados experimentais (com diversas perdas e irreversibilidades) para regeneradores magnéticos ativos. Contudo, os resultados apresentados e discutidos nesta dissertação podem ser aplicados como um guia para entender as limitações atuais deste sistema, e fomentar futuras pesquisas objetivando a construção de aparatos experimentais.

7.1 Sugestões para trabalhos futuros

Lista-se nesta seção algumas proposições para trabalhos futuros que este autor considera relevantes para o melhor entendimento do potencial da refrigeração barocalórica para se tornar competitiva frente à compressão de vapor e à refrigeração magnetocalórica:

- A) Investigação do desempenho do RBA com o PDMS em outras pressões de trabalho, que poderiam resultar em melhor relação entre ΔT_{ad} e espessura de parede;
- B) Aprimoramento do modelo para considerar variações do calor específico do PDMS com a pressão e a temperatura, fazendo uso do modelo de Portugal, Carvalho e Trevisoli (2022);
- C) Aprimoramento do modelo para simular variações contínuas da pressão, ao invés da variação instantânea utilizada, uma vez que em dispositivos reais a variação nunca é instantânea. Isto poderia ser feito, por exemplo, pelo método utilizado por Aprea *et al.* (2018a);
- D) Aplicação do modelo desenvolvido à investigação do desempenho termodinâmico do RBA utilizando outros MBC's, como a borracha ASR;
- E) Desenvolvimento de um modelo para a simulação de um RBA com geometria de banco de tubos; e
- F) Aprimoramento do modelo para cálculo da eficiência exérgica do RBA e comparação desta eficiência e do COP com estas mesmas métricas medidas ou simuladas para RMA's e refrigeradores a compressão de vapor.

REFERÊNCIAS

- ANAND, S.; TYAGI, S. K. Exergy analysis and experimental study of a vapor compression refrigeration cycle. **Journal of Thermal Analysis and Calorimetry**, v. 110, n. 2, p. 961-971, Nov. 2012.
- APREA, C. et al. A comparison between different materials with mechanocaloric effect. **International Journal of Heat and Technology**, v. 36, n. 3, p. 801-807, Sep. 2018b.
- APREA, C. et al. A Numerical Investigation on a Caloric Heat Pump Employing Nanofluids. **International Journal of Heat and Technology**, v. 37, n. 3, p. 675-681, Sep. 2019b.
- APREA, C. et al. Enhancing the Heat Transfer in an Active Barocaloric Cooling System Using Ethylene-Glycol Based Nanofluids as Secondary Medium. **Energies**, v. 12, n. 15, Jul. 2019a.
- APREA, C. et al. Solid-state refrigeration: A comparison of the energy performances of caloric materials operating in an active caloric regenerator. **Energy**, v. 165, p. 439-455, Sep. 2018a.
- APREA, C. et al. The employment of caloric-effect materials for solid-state heat pumping. **International Journal of Refrigeration**, v. 109, p. 1-11, Sep. 2020a.
- APREA, C. et al. The use of barocaloric effect for energy saving in a domestic refrigerator with ethylene-glycol based nanofluids: A numerical analysis and a comparison with a vapor compression cooler. **Energy**, v. 190, Jan. 2020b.
- ASM INTERNATIONAL. **ASM Handbook**: Properties and Selection: Irons Steels and High Performance Alloys. 10. ed. [S.l.], 1990a. v.1.
- ASM INTERNATIONAL. **ASM Handbook**: Properties and Selection: Nonferrous Alloys and Special-Purpose Materials. 10. ed. [S.l.], 1990b. v.2.
- BAHL, C. R. H.; NIELSEN, K. K. The effect of demagnetization on the magnetocaloric properties of gadolinium. **Journal of Applied Physics**, v. 105, Jan. 2009.
- BARCLAY, J. A.; STEYERT, W. A. Active Magnetic Regenerator. United States Patent, Appl. No.: 228,836, 27 Jan. 1981, 1 Jun. 1982.
- BEJAN, Adrian. **Convection Heat Transfer**. 4. ed. Hoboken: John Wiley & Sons, 2013.
- BERMÚDEZ-GARCÍA, J. M. et al. Giant barocaloric effect in the ferroic organic-inorganic hybrid [TPrA][Mn(dca)₃] perovskite under easily accessible pressures. **Nature Communications**, v. 8, Jun. 2017.

BJÖRK, E.; PALM, B. Performance of a domestic refrigerator under influence of varied expansion device capacity, refrigerant charge and ambient temperature. **International Journal of Refrigeration**, v. 29, n. 5, p. 789-798, Mar. 2006.

BOLDRIN, D. et al. Barocaloric Properties of Quaternary $Mn_3(Zn,In)N$ for Room Temperature Refrigeration Applications. **Physical Review B**, v. 104, n. 13, Oct. 2021.

BOM, N. M. et al. Giant Barocaloric Effects in Natural Rubber: A Relevant Step toward Solid-State Cooling. **ACS Macro Letters**, v. 7, p. 31-36, 2018.

BOM, N. M. et al. Note: Experimental setup for measuring the barocaloric effect in polymers: Application to natural rubber. *Review of Scientific Instruments*, v. 88, Apr. 2017.

BROWN, G. V. Magnetic heat pumping near room temperature. **Journal of Applied Physics**, v. 47, n. 8, p. 3673-3680, Aug. 1976.

CALM, James M. The next generation of refrigerants – historical review, considerations, and outlook. **International Journal of Refrigeration**, v. 31, n. 7, p. 1123–1133, Feb. 2008.

CARVALHO, A. M. G. et al. Giant room-temperature barocaloric effects in PDMS rubber at low pressures. **European Polymer Journal**, v. 99, p. 212-221, Feb. 2018.

ÇENGEL, Y. A.; BOLES, M. A. **Thermodynamics: An Engineering Approach**. 8. ed. New York: McGraw-Hill Education, 2015.

CHANDRASEKHARAN, Mohan. Exergy Analysis of Vapor Compression Refrigeration System Using R12 and R134a as Refrigerants. **GIAP Journals**, v. 2, n. 4, p. 134-139, Jun. 2014.

COSTA, V. A. F. A time scale-based analysis of the laminar convective phenomena. **International Journal of Thermal Sciences**, v. 41, n. 12, p. 1131-1140, Dec. 2002.

CZERNUSZEWICZ, A. et al. An idea of the test stand for studies of magnetobarocaloric materials properties and possibilities of their application. **Physica Status Solidi C**, v. 11, n. 5-5, p. 995-999, Apr. 2014.

CZERNUSZEWICZ, A.; KALETAB, J.; LEWANDOWSKI, D. Multicaloric effect: Toward a breakthrough in cooling technology. **Energy Conversion and Management**, v. 178, p. 335-342, Dec. 2018.

DAN'KOV, S. Y. et al. Magnetic phase transitions and the magnetothermal properties of gadolinium. **Physical Review B**, v. 57, n. 6, p. 3478-3490, Feb. 1998.

GARCIA-BEN, J. et al. Simple and Low-Cost Footstep Energy-Recover Barocaloric Heating and Cooling Device. **Materials**, v. 14, n. 20, Oct. 2021.

GOETZLER, W. et al. Alternatives to Vapor-Compression HVAC Technology. **ASHRAE Journal**, p. 12-23, Oct. 2014.

GOVINDAPPA, P. et al. Experimental investigation of $MnFeP_{1-x}As_x$ multilayer active magnetic regenerators. **Journal of Physics D: Applied Physics**, v. 50, n. 31, Jul. 2017.

GRECO, A. et al. A review of the state of the art of solid-state caloric cooling processes at room-temperature before 2019. **International Journal of Refrigeration**, v. 106, p. 66-88, Oct. 2019.

IMAMURA, W. et al. Giant barocaloric effects in natural graphite/polydimethylsiloxane rubber composites. **Journal of Materials Science**, v. 57, p. 311–323, Jan. 2022.

IMAMURA, W. et al. Supergiant Barocaloric Effects in Acetoxy Silicone Rubber over a Wide Temperature Range: Great Potential for Solid-state Cooling. **Chinese Journal of Polymer Science**, v. 38, p. 999–1005, May 2020.

INTERNATIONAL INSTITUTE OF REFRIGERATION. **38th Note on Refrigeration Technologies**: The Role of Refrigeration in the Global Economy. Paris: IIF-IIR, 2019. Disponível em: <<https://iifir.org/en/fridoc/142028>>. Acesso em: 13 Jan. 2023.

JOHRA, Hicham. **Performance overview of caloric heat pumps**: magnetocaloric, elastocaloric, electrocaloric and barocaloric systems. Technical Report No. 301. Aalborg: Aalborg University, Jan. 2022.

JOULE, James P. On some Thermo-dynamic Properties of Solids. **Philosophical Transactions of the Royal Society**, v. 149, n. 149, p. 91-131, Dec. 1859.

JUVINALL, R. C.; MARSHEK, K. M. **Fundamentals of Machine Component Design**. 5. ed. Hoboken: John Wiley & Sons, 2012.

KITANOVSKI, A. et al. Present and future caloric refrigeration and heat-pump technologies. **International Journal of Refrigeration**, v. 57, p. 288-298, Jun. 2015a.

KITANOVSKI, A. et al. **Magnetocaloric Energy Conversion**: From Theory to Applications. Cham: Springer, 2015b.

KURZWEG, U. H.; LINDGREN, E. R.; LOTHROP, B. Onset of turbulence in oscillating flow at low Womersley number. **Physics of Fluids A: Fluid Dynamics**, v. 1, n. 12, p. 1972-1975, Dec. 1989.

LI, B. et al. Colossal barocaloric effects in plastic crystals. **Nature**, v. 567, p. 506-510, Mar. 2019.

LI, P. et al. A practical model for analysis of active magnetic regenerative refrigerators for room temperature applications. **International Journal of Refrigeration**, v. 29, n. 8, p. 1259-1266, Sep. 2006.

LIU, Y. et al. Large barocaloric effect in intermetallic $\text{La}_{1.2}\text{Ce}_{0.8}\text{Fe}_{11}\text{Si}_2\text{H}_{1.86}$ materials driven by low pressure. **NPG Asia Materials**, v. 14, Apr. 2022.

LLOVERAS, P.; TAMARIT, J. L. Advances and obstacles in pressure-driven solid-state cooling: A review of barocaloric materials. **MRS Energy & Sustainability**, v. 8, p. 3-15, Feb. 2021.

LOGAN, Daryl L. **A First Course in the Finite Element Method**. 6. ed. Boston: Cengage Learning, 2016.

MALISKA, Clovis R. **Transferência de calor e mecânica dos fluidos computacional**: fundamentos e coordenadas generalizadas. [S.l.]: LTC, 1995.

MANKINS, John C. TECHNOLOGY READINESS LEVELS. **A White Paper**. [S.l.]: NASA, Apr. 1995.

MAÑOSA, L. et al. Giant solid-state barocaloric effect in the Ni–Mn–In magnetic shape-memory alloy. **Nature Materials**, v. 9, p. 478-481, Apr. 2010.

MAÑOSA, L. et al. Inverse barocaloric effect in the giant magnetocaloric La–Fe–Si–Co compound. **Nature Communications**, v. 2, Dec. 2011.

MAÑOSA, L.; PLANES, A. Materials with Giant Mechanocaloric Effects: Cooling by Strength. **Advanced Materials**, v. 29, n. 11, Mar. 2017.

MARK, J. E. **Polymer data handbook**. New York: Oxford University Press, 1999.

MASCHE, M. Performance assessment of a rotary active magnetic regenerator prototype using gadolinium. **Applied Thermal Engineering**, v. 204, Mar. 2022.

MISHRA, R. S. Thermodynamic Performance Evaluation of Multi-Evaporators single Compressor and single Expansion Valve and Liquid Vapour Heat Exchanger in Vapour Compression Refrigeration systems using Thirteen Ecofriendly Refrigerants for Reducing Global Warming and Ozone Depletion. **International Journal of Advance Research and Innovation**, v. 2, n. 2, Jun. 2014.

MOTA-BABILONI, A. et al. Experimental exergy analysis of R513A to replace R134a in a small capacity refrigeration system. **Energy**, v. 162, p. 99-110, Aug. 2018.

MOYA, X. et al. Too cool to work. **Nature Physics**, v. 11, p. 202-205, Mar. 2015.

MOYA, X.; KAR-NARAYAN, S.; MATHUR, N. D. Caloric materials near ferroic phase transitions. **Nature Materials**, v. 13, p. 439-450, Apr. 2014.

NAVICKAITĖ, K. et al. Experimental and numerical comparison of multi-layered $\text{La}(\text{Fe},\text{Si},\text{Mn})_{13}\text{H}_y$ active magnetic regenerators. **International Journal of Refrigeration**, v. 86, p. 322-330, Feb. 2018.

NELLIS, G.; KLEIN, S. **Heat Transfer**. New York: Cambridge University Press, 2009.

NICKOLAY, M.; MARTIN, H. Improved approximation for the Nusselt number for hydrodynamically developed laminar flow between parallel plates. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 45, n. 15, p. 3263-3266, Jul. 2002.

NIELSEN, K. K. et al. Detailed numerical modeling of a linear parallel-plate Active Magnetic Regenerator. **International Journal of Refrigeration**, v. 32, n. 6, p. 1478-1486, Mar. 2009.

NIELSEN, K. K. et al. Review on numerical modeling of active magnetic regenerators for room temperature applications. **International Journal of Refrigeration**, v. 34, n. 3, p. 603–616, May 2011.

OLIVEIRA, N. A. de; VON RANKE, P. J.; TROPER, A. Magnetocaloric and barocaloric effects: Theoretical description and trends. **International Journal of Refrigeration**, v. 37, p. 237-248, Jan. 2014.

OLIVEIRA, Pablo Adamoglu de. **Modelagem e análise numérica do escoamento e transferência de calor em regeneradores térmicos magnetocalóricos**. 2008. 213 f. Dissertação (Mestrado) - Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 2008.

OLIVEIRA, P. A. et al. A 2D hybrid model of the fluid flow and heat transfer in a reciprocating active magnetic regenerator. **International Journal of Refrigeration**, v. 35, n. 1, p. 98-114, Jan. 2012.

PATANKAR, Suhas V. **Numerical heat transfer and fluid flow**. [S.l.]: Taylor & Francis, 1980

PATEL, S. et al. Elastocaloric and barocaloric effects in polyvinylidene di-fluoride-based polymers. **Applied Physics Letters**, v. 108, n. 7, Feb. 2016.

PETERSEN, T. F. et al. Comparison between a 1D and a 2D numerical model of an active magnetic regenerative refrigerator. **Journal of Physics D: Applied Physics**, v. 41, Apr. 2008.

PLAIT, A. et al. Experimental validation of a multiphysics modeling for a magnetocaloric bench. **Applied Thermal Engineering**, v. 211, Apr. 2022.

PORTUGAL, K. S.; CARVALHO, A. M. G.; TREVIZOLI, P. V. Estudo teórico das propriedades de materiais barocalóricos. In: CONGRESSO NACIONAL DE ESTUDANTES DE ENGENHARIA MECÂNICA, 28., 2022, Santa Maria – RS. **Anais...** [S.l.]: ABCM, 2022.

PRITCHARD, P. J.; MITCHELL, J. W. **Fox and McDonald's Introduction to Fluid Mechanics**. 9. ed. Hoboken: John Wiley & Sons, 2015.

RICHARDSON, E. G.; TYLER, E. The transverse velocity gradient near the mouths of pipes in which an alternating or continuous flow of air is established. **The Proceedings of the Physical Society**, v. 42, n. 1, Dec. 1929.

RODRIQUEZ, E. L.; FILISKO, F. E. Thermoelastic temperature changes in poly(methyl methacrylate) at high hydrostatic pressure: Experimental. **Journal of Applied Physics**, v. 53, n. 10, p. 6536-6540, Oct. 1982.

ROWE, A. Configuration and performance analysis of magnetic refrigerators. **International Journal of Refrigeration**, v. 34, n. 1, p. 168-177, Jan. 2011.

ROWE, A. Thermal effectiveness of active caloric regenerators. **Journal of Applied Physics**, v. 127, May 2020.

ROY, Z.; HALDER, G. Replacement of halogenated refrigerants towards sustainable cooling system: A review. **Chemical Engineering Journal Advances**, v. 3, Nov. 2020.

SÁ, N. M. de. et al. Thermodynamic Comparison of Magnetocaloric and Vapor Compression Domestic Wine Coolers. In: INTERNATIONAL REFRIGERATION AND AIR CONDITIONING CONFERENCE AT PURDUE, 18., 2021, West Lafayette. **Proceedings...** West Lafayette: Purdue University, 2021.

SEXL, Von Theodor. Über den von E. G. Richardson entdeckten „Annulareffekt“. **Zeitschrift für Physik**, v. 61, n. 5-6, p. 349-362, Feb. 1930.

SILVA, D. J.; AMARAL, J. S.; AMARAL, V. S. Heatrapy: A flexible Python framework for computing dynamic heat transfer processes involving caloric effects in 1.5D systems. **SoftwareX**, v. 7, p. 373–382, 2018.

TAKEUCHI, I.; SANDEMAN, K. Solid-state cooling with caloric materials. **Physics Today**, v. 68, n. 12, p. 48-54, Dec. 2015.

TEYBER, R. et al. Semi-analytic AMR element model. **Applied Thermal Engineering**, v. 128, p. 1022-1029, Jan. 2018

TREVIZOLI, P. V.; BARBOSA JR., J. R. Overview on Magnetic Refrigeration. **Encyclopedia of Smart Materials**, 2020.

TREVIZOLI, P. V.; BARBOSA JR., J. R.; FERREIRA, R. T. S. Experimental evaluation of a Gd-based linear reciprocating active magnetic regenerator test apparatus. **International Journal of Refrigeration**, v. 34, n. 6, p. 1518-1526, Sep. 2011.

TREVIZOLI, P. V. et al. Assessment of demagnetization phenomena in the performance of an active magnetic regenerator. **International Journal of Refrigeration**, v. 35, n. 4, p. 1043-1054, Jun. 2012.

TREVIZOLI, P. V. et al. Performance assessment of different porous matrix geometries for active magnetic regenerators. **Applied Energy**, v. 187, p. 847-861, Feb. 2017.

TREVIZOLI, P. V. et al. Magnetic heat pumps: an overview of design principles and challenges. **Science and Technology for the Built Environment**, v. 22, n. 5, p. 507–519, May 2016.

TREVIZOLI, Paulo Vinicius. **Development of thermal regenerators for magnetic cooling applications**. 2015. 434 f. Tese (Doutorado) - Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 2015.

TURA, A.; ROWE, A. Permanent magnet magnetic refrigerator design and experimental characterization. **International Journal of Refrigeration**, v. 34, n. 3, p. 628-639, May 2011.

TUŠEK, J. et al. A comprehensive experimental analysis of gadolinium active magnetic regenerators. **Applied Thermal Engineering**, v. 53, n. 1, p. 57-66, Jan. 2013.

USUDA, E. O.; BOM, N. M.; CARVALHO, A. M. G. Large barocaloric effects at low pressures in natural rubber. **European Polymer Journal**, v. 92, p. 287-293, May 2017.

USUDA, E. O. et al. Giant Reversible Barocaloric Effects in Nitrile Butadiene Rubber around Room Temperature. **ACS Applied Polymer Materials**, v. 1, p. 1991-1997, Jun. 2019.

VUARNOZ, D.; KAWANAMI, T. Experimental validation of a coupled magneto-thermal model for a flat-parallel-plate active magnetic regenerator. **Applied Thermal Engineering**, v. 54, n. 2, p. 433-439, Jan. 2013.

WANG, Q.; GAO, W.; XIE, Z. Highly Thermally Conductive Room-Temperature-Vulcanized Silicone Rubber and Silicone Grease. **Journal of Applied Polymer Science**, v. 89, n. 9, p. 2397–2399, Jun. 2003.

WHITE, Frank M. **Mecânica dos Fluidos**. 6. ed. New York: The McGraw-Hill Companies, 2011.

WOMERSLEY, J. R. Method for the calculation of velocity, rate of flow and viscous drag in arteries when the pressure gradient is known. **The Journal of Physiology**, v. 127, n. 3, p. 553-563, Aug. 1954.

YUCE, S. et al. Barocaloric effect in the magnetocaloric prototype $Gd_5Si_2Ge_2$. **Applied Physics Letters**, v. 101, Aug. 2012.

ZHANG, C. et al. Giant barocaloric effects with a wide refrigeration temperature range in ethylene vinyl acetate copolymers. **Materials Horizons**, v. 9, n. 4, p. 1293–1298, Feb. 2022.

APÊNDICE A – DADOS DE CARACTERIZAÇÃO DO EBC DE MATERIAIS BAROCALÓRICOS CONHECIDOS

São apresentados nas tabelas deste apêndice dados de variação adiabática de temperatura (ΔT_{ad}) e variação isotérmica de entropia (ΔS_T) em condições específicas de temperatura inicial (T) e variação de pressão (Δp) para a maioria dos materiais barocalóricos já estudados experimentalmente, segundo o estudo de Lloveras e Tamarit (2021). Seguindo a classificação dos referidos autores, cada tabela contém os materiais de uma das seguintes classes: fluoretos e oxifluoretos ferroelásticos, ferroelétricos, condutores superiônicos, magnetoestruturais, perovskitas híbridas orgânico-inorgânicas, *spin crossovers*, polímeros e cristais plásticos.

Tabela A.1 – Fluoretos e oxifluoretos ferroelásticos barocalóricos

Material	T [K]	ΔT_{ad} [K]	ΔS_T [J K ⁻¹ kg ⁻¹]	Δp [GPa]
Rb ₂ KTiOF ₅	215	16,5	46	0,5
(NH ₄) ₂ NbOF ₅	220, 260	16	100	1
(NH ₄) ₂ MoO ₂ F ₄	270	12	50	0,5
(NH ₄) ₂ WO ₂ F ₄	201	12,6	50,3	0,9
(NH ₄) ₂ SnF ₆	110	11	61	0,1
K ₂ TaF ₇	486,2	20	36	0,2

Fonte: Adaptado de Lloveras e Tamarit (2021).

Tabela A.2 – Materiais ferroelétricos barocalóricos

Material	T [K]	ΔT_{ad} [K]	ΔS_T [J K ⁻¹ kg ⁻¹]	Δp [GPa]
PbTiO ₃	763	-1,9	2,7	0,026
(NH ₄) ₂ SO ₄	220	9,4	58	0,25
BaTiO ₃	400	4	1,47	0,1
NH ₄ HSO ₄	160	-10	60	0,1

Fonte: Adaptado de Lloveras e Tamarit (2021).

Tabela A.3 – Condutores superiônicos barocalóricos

Material	T [K]	ΔT_{ad} [K]	ΔS_T [J K ⁻¹ kg ⁻¹]	Δp [GPa]
AgI	420	18	60	0,25
Li ₃ N	300	≈2,8	32	1
Cu ₂ Se	400-700	≈10	≈15-45	1

Fonte: Adaptado de Lloveras e Tamarit (2021).

Tabela A.4 – Materiais barocalóricos magnetoestruturais

Material	T [K]	ΔT_{ad} [K]	ΔS_T [J K ⁻¹ kg ⁻¹]	Δp [GPa]
Gd₂Si₅Ge₅	260	1,1	6,2	0,2
LaFe_{11.33}Co_{0.47}Si_{1.2}	250	2,2	8,7	0,2
Ni_{49.26}Mn_{36.08}In_{14.66}	293	4,5	10	0,25
Ni_{2.02}Mn_{1.36}In_{0.62}	346	4	10	0,25
Ni_{2.05}Mn_{1.30}In_{0.65}	330	4	5	0,25
Ni_{1.99}Mn_{1.37}In_{0.64}	329	4	6	0,25
Ni_{1.99}Mn_{1.34}In_{0.67}	306	2	4	0,2
Ni_{2.00}Mn_{1.32}In_{0.68}	275	3	4	0,25
Ni_{43.3}Co_{7.4}Mn_{30.8}Ga_{18.5}	403	-	12	0,25
Ni_{42.7}Co_{8.87}Mn_{31.67}Ga_{14.98}In_{2.01}	417	-	17	0,25
Ni_{42.2}Co_{8.4}Mn_{32.3}Ga₁₅In_{2.1}	485	-	17	0,25
Ni_{58.3}Mn_{17.1}Ga_{24.6}	318	2,8	13,6	1,05
Ni₅₀Mn_{31.5}Ti_{18.5}	249	3,7	35	0,38
Ni_{35.5}Co_{14.5}Mn₃₅Ti₁₅	291	2,3	8,5	0,1
Ni_{44.6}Co_{5.5}Mn_{35.5}In_{14.4}	272	6	15,6	0,6
Ni_{42.3}Co_{7.9}Mn_{38.8}Sn_{11.0}	327	5	15	0,62
Fe₄₉Rh₅₁	310	5	12	0,25
MnCoGe_{0.99}In_{0.01}	310	9,4	52	0,3
MnCoGeB_{0.03}	286	12,5	30	0,26
Mn₃GaN	290	4,8	21,6	0,093
Mn₃NiN	262	3,5	35	0,28
MnNiSi_{0.62}FeCoGe_{0.38}	338	16	57	0,27
MnNiSi_{0.61}FeCoGe_{0.39}	311	6	44	0,26
MnNiSi_{0.60}FeCoGe_{0.40}	280	4	47	0,23
MnNiSi_{0.59}FeCoGe_{0.41}	247	1,8	24	0,23
Co₅₀Fe_{2.5}V_{31.5}Ga₁₆	277	6	31	0,5
Ni_{0.95}Fe_{0.05}S	274	9,2	39,6	0,1
Ni_{0.875}Fe_{0.125}S	294	9,2	49,5	0,1
Ni_{0.85}Fe_{0.15}S	303	8,3	52,8	0,1
Ni_{0.825}Fe_{0.175}S	318	10,7	46,8	0,1

Fonte: Adaptado de Lloveras e Tamarit (2021).

Tabela A.5 – Perovskitas híbridas orgânico-inorgânicas barocalóricas

Material	T [K]	ΔT_{ad} [K]	ΔS_T [J K ⁻¹ kg ⁻¹]	Δp [GPa]
[TPrA]Mn[dca] ₃	330	4,1	30,5	0,007
[TPrA]Cd[dca] ₃	385	1,4	11,5	0,007
(CH ₃) ₂ NH ₂ Mg(HCOO) ₃	263	8,1	39,9	0,206
[(CH ₃) ₄ N]Mn[N ₃] ₃	305	-	70	0,09

Fonte: Adaptado de Lloveras e Tamarit (2021).

Tabela A.6 – Spin crossovers barocalóricos

Material	T [K]	ΔT_{ad} [K]	ΔS_T [J K ⁻¹ kg ⁻¹]	Δp [GPa]
[Fe(pzt) ₆](PF ₆) ₂	74	27	46	0,1
[Fe(hyptrz) ₃]A ₂ ·H ₂ O	273	10	56	0,09
[Fe(phen) ₂](NCS) ₂]	170	11	78	0,1
[FeL ₂][BF ₄] ₂	260	6	-	0,1
[CrI ₂][(depe) ₂]	168.5	10,6	40	0,2

Fonte: Adaptado de Lloveras e Tamarit (2021).

Tabela A.7 – Polímeros barocalóricos

Material	T [K]	ΔT_{ad} [K]	ΔS_T [J K ⁻¹ kg ⁻¹]	Δp [GPa]
PVDF-TrFE-CTFE	368	18,6	120	0,20
Borracha VNR	300	11	-	0,173
Borracha PDMS	283	28	150	0,39
Borracha NBR	314	16,4	59	0,39
Borracha ASR	298	41,1	-	0,39
EVA-40	293	≈22,0	-	0,40

Fonte: Adaptado de Lloveras e Tamarit (2021).

Tabela A.8 – Cristais plásticos barocalóricos

Material	T [K]	ΔT_{ad} [K]	ΔS_T [J K ⁻¹ kg ⁻¹]	Δp [GPa]
(CH ₃) ₂ C(CH ₂ OH) ₂	315	7,5	421	0,25
(CH ₃)C(CH ₂ OH) ₃	354	10	490	0,24
(CH ₃) ₃ C(CH ₂ OH)	232	16	293	0,26
(NH ₂)C(CH ₂ OH) ₃	406,8	8	600	0,25
(NH ₂)(CH ₃)C(CH ₂ OH) ₂	352,7	15	690	0,25
C ₆₀	257	9,7	30	0,1

Fonte: Adaptado de Lloveras e Tamarit (2021).

APÊNDICE B – DIMENSIONAMENTO ESTRUTURAL DA PAREDE METÁLICA

Este apêndice é reservado para a apresentação do critério e do método que levaram às espessuras de parede metálica (t_w) consideradas realísticas na dissertação, tendo sido utilizadas na configuração 1 do RBA nos capítulos 4 e 5 e também nas seções 6.1 e 6.4 do trabalho. O objetivo deste dimensionamento é estimar espessuras de parede adequadas para a pressão trabalhada, de forma que as simulações se aproximem o máximo possível da condição que seria observada em um protótipo real.

Em modelos teóricos e em protótipos reportados na literatura, a espessura dos dutos (t_f) para regeneradores ativos de placas paralelas frequentemente varia entre 0,1 mm e 0,25 mm. A espessura das placas de material calórico (t_b) comumente fica entre 0,25 mm e 1 mm (APREA *et al.*, 2018a, 2018b; OLIVEIRA, 2008; TUŠEK *et al.*, 2013).

Para um RBA podem surgir dificuldades operacionais para se comprimir uma placa polimérica de espessura muito pequena em pressões elevadas. Assumiu-se, então, que uma espessura de 5 mm para o MBC seria uma dimensão razoável. Além disso, as paredes a serem dimensionadas aumentam ainda mais a espessura sólida da matriz. Com espessuras sólidas maiores no RBA, partiu-se do pressuposto que a espessura dos dutos também deve ser maior que nos RMA's para não se obter uma porosidade muito pequena da matriz. Tendo isto em vista, t_f foi fixado em 0,5 mm para as simulações da seção 6.1.

A relação da espessura dos dutos com a finalidade deste apêndice é que o critério escolhido para dimensionar a parede foi o seguinte: a parede deve possuir uma espessura tal que, quando a pressão máxima de 173 MPa atuar sobre o PDMS, e conseqüentemente atuar também sobre a parede (seção 2.2.3), a deflexão máxima da sua superfície em contato com o fluido (δ_{max}) não deve exceder metade da espessura mínima do duto dividida por dez e por um fator de segurança. Este é um critério de rigidez estrutural que busca garantir que o escoamento realmente ocorra entre placas paralelas (como considerado no modelo matemático do escoamento), e não entre placas curvas devido à deformação excessiva. O uso de meia espessura de duto como referência para o critério se deve à existência de apenas meio canal na célula unitária do RBA (seção 4.2).

Além disso, lê-se “espessura mínima” ($t_{f,min}$) na descrição do critério porque optou-se por dimensionar a parede deixando margem para redução posterior de t_f caso se verificasse no decorrer do trabalho que este estreitamento seria vantajoso. O valor de $t_{f,min}$ utilizado para o dimensionamento foi, então, de 0,25 mm.

O fator de segurança (F_S) é comumente utilizado em análises estruturais para compensar aproximações no modelo utilizado, incertezas nas propriedades dos materiais e nas cargas. Juvinall e Marshek (2012) recomendam o uso de F_S de 1,5 a 2,0 para materiais bem conhecidos, sob condições de ambiente razoavelmente constantes e sujeitos a cargas e tensões que podem ser prontamente determinadas. O RBA se enquadra bem nesta descrição, mas optou-se pelo limite superior desta faixa ($F_S = 2$) pelo fato de o dimensionamento estrutural ser feito por um modelo muito simplificado da matriz, como será descrito mais adiante. Esta definição de critério e valores selecionados resultam em uma deflexão máxima admissível da parede medida na sua face de contato com o FTC (δ_{adm}) de 0,00625 mm, o que é representado matematicamente na Equação B.1.

$$\delta_{adm} = \frac{t_{f,min}}{2 \cdot 10 \cdot F_S} = \frac{0,25 \text{ mm}}{2 \cdot 10 \cdot 2} = 0,00625 \text{ mm} \quad \text{B.1}$$

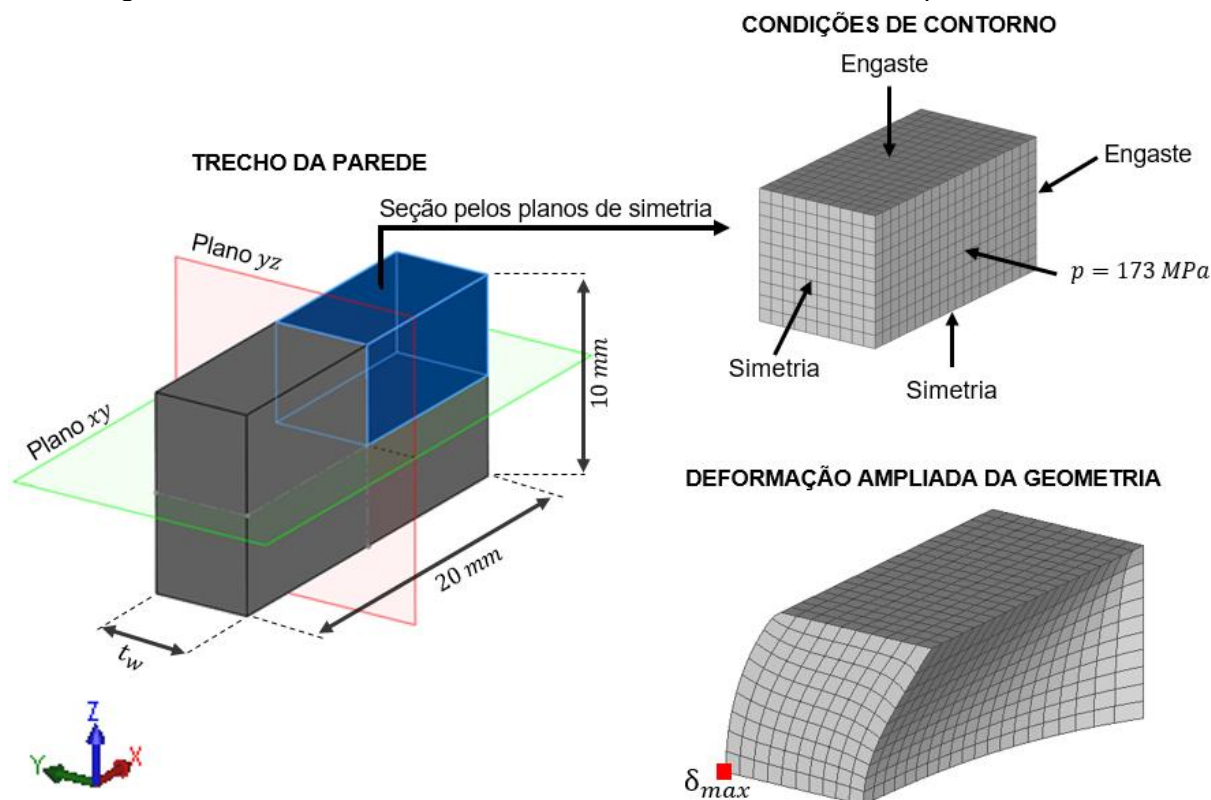
A deflexão da parede foi calculada por análises estruturais lineares estáticas pelo método de elementos finitos (MEF) utilizando o *software* comercial ANSYS versão estudantil 19.1. A geometria e as condições de contorno deste modelo são descritas a seguir, utilizando a Figura B.1 como auxílio.

Como definido na seção 4.1, considera-se que a parede é composta por trechos em forma de paralelepípedos retos iguais de dimensões 20 mm x 10 mm x t_w (comprimento x altura x espessura), entre os quais existem enrijecedores. Sendo estes trechos iguais, pode-se simular apenas um deles. Considera-se que cada trecho da parede é engastado em quatro das suas seis faces (as que não fazem contato com o fluido nem com o MBC), e que há uma pressão homogênea de 173 MPa atuando na sua face de contato com o MBC.

A geometria, as restrições e também o carregamento descritos, são todos simétricos em relação aos planos vertical (yz) e horizontal (xy) que passam pelo centro do paralelepípedo. Logo, a deformação da parede também é simétrica em relação a estes planos. Tendo isto em vista, trabalhou-se no modelo em MEF com

apenas uma das quatro partes que resulta da seção da parede por estes dois planos, sendo inseridas condições de simetria nas duas faces originadas por esta partição. Nas faces não coincidentes com os referidos planos permanecem as restrições de engaste. A malha consiste em elementos hexaédricos parabólicos (com 8 nós nos vértices e 12 nós nos pontos médios das arestas).

Figura B.1 – Modelo em MEF utilizado no dimensionamento da parede metálica



Fonte: Elaborado pelo autor.

O módulo de elasticidade (E) e o coeficiente de Poisson (ν) utilizados nas análises constam na Tabela B.1.

Tabela B.1 – Propriedades para análises estruturais

	E [GPa]	ν	Referência
Aço Inox AISI 304	193,0	0,29	ASM International (1990a)
Alumínio 7075-T62	71,0	0,33	ASM International (1990b)

Fonte: Elaborado pelo autor.

O estudo de refino de malha foi feito utilizando o aço inoxidável com t_w igual 5 mm. O deslocamento máximo da parede na superfície de interface com o FTC (δ_{max})

em função do refino de malha é apresentado na Tabela B.2, na qual $n_{w,x}$, $n_{w,y}$ e $n_{w,z}$ são os número de elementos nas direções x , y e z do domínio, respectivamente. O nó no qual δ_{max} é medido encontra-se destacado em vermelho na Figura B.1.

Tabela B.2 – Estudo de refino de malha para o modelo de elementos finitos

$n_{w,x}$	$n_{w,y}$	$n_{w,z}$	δ_{max} [mm]	$\Delta\delta_{max}$ [%]
10	5	5	0,00724	-
14	7	7	0,00727	+0,46
20	10	10	0,00729	+0,28

Fonte: Elaborado pelo autor.

Observa-se que a variação de δ_{max} com o refino de malha na faixa estudada é muito pequena. Além disso o tempo gasto com cada simulação é inferior a um minuto, tornando-se uma variável irrelevante para o presente estudo no qual uma quantidade pequena de simulações foi feita. Optou-se, portanto, pela malha mais fina dentre as apresentadas. Esta malha resulta em elementos perfeitamente cúbicos com 0,5 mm de aresta. Os próximos valores de δ_{max} apresentados resultaram de simulações com elementos cúbicos deste mesmo tamanho, variando apenas $n_{w,y}$ para testar diferentes espessuras da parede metálica.

Para a parede de aço inox foi necessário incrementar t_w apenas até 5,5 mm para atender ao critério de rigidez estrutural, o que é apresentado na Tabela B.3. Quando aplicável, esta foi a espessura utilizada na dissertação.

Tabela B.3 – δ_{max} em função de t_w para a parede de aço inoxidável

t_w [mm]	δ_{max} [mm]	δ_{adm} [mm]
5,0	0,00729	0,00625
5,5	0,00618	

Fonte: Elaborado pelo autor.

A variação de δ_{max} em função de t_w para a parede de alumínio é mostrada na Tabela B.4. Neste caso foi necessária uma espessura de 10 mm para reduzir o deslocamento da parede abaixo do valor admissível.

Tabela B.4 – δ_{max} em função de t_w para a parede de alumínio

t_w [mm]	δ_{max} [mm]	δ_{adm} [mm]
7,0	0,01129	0,00625
8,0	0,00891	
9,0	0,00714	
9,5	0,00642	
10,0	0,00578	

Fonte: Elaborado pelo autor.

Para concluir este apêndice uma consideração deve ser feita. Em um projeto real de um RBA o dimensionamento estrutural da matriz deveria levar em conta não apenas a sua rigidez, mas também a sua resistência. Entretanto, propriedades dos metais como o limite de escoamento e a resistência à fadiga exercem grande influência nestes tipos de análises e estas são propriedades que podem variar muito em função da composição da liga metálica e do tratamento térmico aplicado. Já o módulo de elasticidade e o coeficiente de Poisson, as únicas propriedades utilizadas no dimensionamento realizado, variam pouco para diversos tipos de alumínio e de aço inox (ASM INTERNATIONAL, 1990a, 1990b; JUVINALL; MARSHEK, 2012).

Outro fator que teria grande influência em uma análise de resistência (ao escoamento, à fadiga ou outro critério de resistência) da matriz seriam os concentradores de tensão existentes. Porém, para avaliá-los seria necessário um projeto mais refinado da geometria da matriz, o que, inevitavelmente, refletiria em um modelo de elementos finitos mais complexo. As tensões calculadas por MEF com materiais de comportamento elástico linear possuem a característica de aumentarem infinitamente em concentradores de tensão a medida que a malha é refinada (LOGAN, 2016). Isto ocorre nos elementos adjacentes aos engastes do modelo apresentado, de forma que qualquer critério de dimensionamento baseado em tensão torna-se inadequado para o modelo simplificado desenvolvido. Já os deslocamentos não sofrem este efeito, convergindo para um valor específico a medida que a malha é refinada, e justificando o critério de dimensionamento aplicado.

APÊNDICE C – COEFICIENTES DAS EQUAÇÕES APROXIMADAS DO MVF

Coeficientes para as equações discretizadas na forma:

$$A_P \theta_P = A_E \theta_E + A_W \theta_W + A_N \theta_N + A_S \theta_S + B$$

Tabela C.1 – Coeficientes para o FTC quando $u > 0$

Volume	A_P	A_E	A_W	A_N	A_S	B
Interno	$\frac{1}{FO_{DH,f}} + A_W + A_N + A_S$	-	$\frac{\gamma Pe_{DH} \Delta \tau}{\Delta x^*}$	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_n^*}$	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_s^*}$	$\frac{\theta_{f,P}^0}{FO_{DH,f}}$
Front. E	$\frac{1}{FO_{DH,f}} + A_W + A_N + A_S$	-	$\frac{\gamma Pe_{DH} \Delta \tau}{\Delta x^*}$	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_n^*}$	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_s^*}$	$\frac{\theta_{f,P}^0}{FO_{DH,f}}$
Front. W	$\frac{1}{FO_{DH,f} + \frac{\gamma Pe_{DH} \Delta \tau}{\Delta x^*} + A_N + A_S}$	-	-	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_n^*}$	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_s^*}$	$\frac{\theta_{f,P}^0}{FO_{DH,f}} + \frac{\gamma Pe_{DH} \Delta \tau}{\Delta x^*} \theta_C$
Front. N	$\frac{1}{FO_{DH,f}} + A_W + A_N + A_S$	-	$\frac{\gamma Pe_{DH} \Delta \tau}{\Delta x^*}$	$\frac{32 \Delta \tau}{\Delta y^* (\Delta y^* + \Delta y_N^* \frac{k_f}{k_w})}$	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_s^*}$	$\frac{\theta_{f,P}^0}{FO_{DH,f}}$
Front. S	$\frac{1}{FO_{DH,f}} + A_W + A_N$	-	$\frac{\gamma Pe_{DH} \Delta \tau}{\Delta x^*}$	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_n^*}$	-	$\frac{\theta_{f,P}^0}{FO_{DH,f}}$
Front. SE	$\frac{1}{FO_{DH,f}} + A_W + A_N$	-	$\frac{\gamma Pe_{DH} \Delta \tau}{\Delta x^*}$	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_n^*}$	-	$\frac{\theta_{f,P}^0}{FO_{DH,f}}$
Front. SW	$\frac{1}{FO_{DH,f} + \frac{\gamma Pe_{DH} \Delta \tau}{\Delta x^*} + A_N}$	-	-	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_n^*}$	-	$\frac{\theta_{f,P}^0}{FO_{DH,f}} + \frac{\gamma Pe_{DH} \Delta \tau}{\Delta x^*} \theta_C$
Front. NE	$\frac{1}{FO_{DH,f}} + A_W + A_N + A_S$	-	$\frac{\gamma Pe_{DH} \Delta \tau}{\Delta x^*}$	$\frac{32 \Delta \tau}{\Delta y^* (\Delta y^* + \Delta y_N^* \frac{k_f}{k_w})}$	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_s^*}$	$\frac{\theta_{f,P}^0}{FO_{DH,f}}$
Front. NW	$\frac{1}{FO_{DH,f} + \frac{\gamma Pe_{DH} \Delta \tau}{\Delta x^*} + A_N + A_S}$	-	-	$\frac{32 \Delta \tau}{\Delta y^* (\Delta y^* + \Delta y_N^* \frac{k_f}{k_w})}$	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_s^*}$	$\frac{\theta_{f,P}^0}{FO_{DH,f}} + \frac{\gamma Pe_{DH} \Delta \tau}{\Delta x^*} \theta_C$

Fonte: Elaborado pelo autor.

Tabela C.2 – Coeficientes para o FTC quando $u < 0$

Volume	A_P	A_E	A_W	A_N	A_S	B
Interno	$\frac{1}{Fo_{DH,f} + A_E + A_N + A_S}$	$-\frac{\gamma Pe_{DH} \Delta \tau}{\Delta x^*}$	-	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_n^*}$	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_s^*}$	$\frac{\theta_{f,P}^0}{Fo_{DH,f}}$
Front. E	$\frac{1}{Fo_{DH,f} - \frac{\gamma Pe_{DH} \Delta \tau}{\Delta x^*} + A_N + A_S}$	-	-	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_n^*}$	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_s^*}$	$\frac{\theta_{f,P}^0}{Fo_{DH,f}} - \frac{\gamma Pe_{DH} \Delta \tau}{\Delta x^*} \theta_H$
Front. W	$\frac{1}{Fo_{DH,f} + A_E + A_N + A_S}$	$-\frac{\gamma Pe_{DH} \Delta \tau}{\Delta x^*}$	-	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_n^*}$	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_s^*}$	$\frac{\theta_{f,P}^0}{Fo_{DH,f}}$
Front. N	$\frac{1}{Fo_{DH,f} + A_E + A_N + A_S}$	$-\frac{\gamma Pe_{DH} \Delta \tau}{\Delta x^*}$	-	$\frac{32 \Delta \tau}{\Delta y^* (\Delta y^* + \Delta y_N^* \frac{k_f}{k_w})}$	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_s^*}$	$\frac{\theta_{f,P}^0}{Fo_{DH,f}}$
Front. S	$\frac{1}{Fo_{DH,f} + A_E + A_N}$	$-\frac{\gamma Pe_{DH} \Delta \tau}{\Delta x^*}$	-	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_n^*}$	-	$\frac{\theta_{f,P}^0}{Fo_{DH,f}}$
Front. SE	$\frac{1}{Fo_{DH,f} - \frac{\gamma Pe_{DH} \Delta \tau}{\Delta x^*} + A_N}$	-	-	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_n^*}$	-	$\frac{\theta_{f,P}^0}{Fo_{DH,f}} - \frac{\gamma Pe_{DH} \Delta \tau}{\Delta x^*} \theta_H$
Front. SW	$\frac{1}{Fo_{DH,f} + A_E + A_N}$	$-\frac{\gamma Pe_{DH} \Delta \tau}{\Delta x^*}$	-	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_n^*}$	-	$\frac{\theta_{f,P}^0}{Fo_{DH,f}}$
Front. NE	$\frac{1}{Fo_{DH,f} - \frac{\gamma Pe_{DH} \Delta \tau}{\Delta x^*} + A_N + A_S}$	-	-	$\frac{32 \Delta \tau}{\Delta y^* (\Delta y^* + \Delta y_N^* \frac{k_f}{k_w})}$	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_s^*}$	$\frac{\theta_{f,P}^0}{Fo_{DH,f}} - \frac{\gamma Pe_{DH} \Delta \tau}{\Delta x^*} \theta_H$
Front. NW	$\frac{1}{Fo_{DH,f} + A_E + A_N + A_S}$	$-\frac{\gamma Pe_{DH} \Delta \tau}{\Delta x^*}$	-	$\frac{32 \Delta \tau}{\Delta y^* (\Delta y^* + \Delta y_N^* \frac{k_f}{k_w})}$	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_s^*}$	$\frac{\theta_{f,P}^0}{Fo_{DH,f}}$

Fonte: Elaborado pelo autor.

Tabela C.3 – Coeficientes para a parede metálica

Volume	A_P	A_E	A_W	A_N	A_S	B
Interno	$\frac{1}{FO_{D_{H,W}}} + A_E + A_W + A_N + A_S$	$\frac{\gamma^2 \Delta \tau}{\Delta x^* \Delta x_e^*}$	$\frac{\gamma^2 \Delta \tau}{\Delta x^* \Delta x_w^*}$	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_n^*}$	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_s^*}$	$\frac{\theta_{w,P}^0}{FO_{D_{H,W}}}$
Front. E	$\frac{1}{FO_{D_{H,W}}} + A_W + A_N + A_S$	-	$\frac{\gamma^2 \Delta \tau}{\Delta x^* \Delta x_w^*}$	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_n^*}$	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_s^*}$	$\frac{\theta_{w,P}^0}{FO_{D_{H,W}}}$
Front. W	$\frac{1}{FO_{D_{H,W}}} + A_E + A_N + A_S$	$\frac{\gamma^2 \Delta \tau}{\Delta x^* \Delta x_e^*}$	-	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_n^*}$	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_s^*}$	$\frac{\theta_{w,P}^0}{FO_{D_{H,W}}}$
Front. N	$\frac{1}{FO_{D_{H,W}}} + A_E + A_W + A_N + A_S$	$\frac{\gamma^2 \Delta \tau}{\Delta x^* \Delta x_e^*}$	$\frac{\gamma^2 \Delta \tau}{\Delta x^* \Delta x_w^*}$	$\frac{32 \Delta \tau}{\Delta y^* (\Delta y^* + \Delta y_n^* \frac{k_w}{k_b})}$	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_s^*}$	$\frac{\theta_{w,P}^0}{FO_{D_{H,W}}}$
Front. S	$\frac{1}{FO_{D_{H,W}}} + A_E + A_W + A_N + A_S$	$\frac{\gamma^2 \Delta \tau}{\Delta x^* \Delta x_e^*}$	$\frac{\gamma^2 \Delta \tau}{\Delta x^* \Delta x_w^*}$	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_n^*}$	$\frac{32 \Delta \tau}{\Delta y^* (\Delta y^* + \Delta y_s^* \frac{k_w}{k_f})}$	$\frac{\theta_{w,P}^0}{FO_{D_{H,W}}}$
Front. SE	$\frac{1}{FO_{D_{H,W}}} + A_W + A_N + A_S$	-	$\frac{\gamma^2 \Delta \tau}{\Delta x^* \Delta x_w^*}$	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_n^*}$	$\frac{32 \Delta \tau}{\Delta y^* (\Delta y^* + \Delta y_s^* \frac{k_w}{k_f})}$	$\frac{\theta_{w,P}^0}{FO_{D_{H,W}}}$
Front. SW	$\frac{1}{FO_{D_{H,W}}} + A_E + A_N + A_S$	$\frac{\gamma^2 \Delta \tau}{\Delta x^* \Delta x_e^*}$	-	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_n^*}$	$\frac{32 \Delta \tau}{\Delta y^* (\Delta y^* + \Delta y_s^* \frac{k_w}{k_f})}$	$\frac{\theta_{w,P}^0}{FO_{D_{H,W}}}$
Front. NE	$\frac{1}{FO_{D_{H,W}}} + A_W + A_N + A_S$	-	$\frac{\gamma^2 \Delta \tau}{\Delta x^* \Delta x_w^*}$	$\frac{32 \Delta \tau}{\Delta y^* (\Delta y^* + \Delta y_n^* \frac{k_w}{k_b})}$	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_s^*}$	$\frac{\theta_{w,P}^0}{FO_{D_{H,W}}}$
Front. NW	$\frac{1}{FO_{D_{H,W}}} + A_E + A_N + A_S$	$\frac{\gamma^2 \Delta \tau}{\Delta x^* \Delta x_e^*}$	-	$\frac{32 \Delta \tau}{\Delta y^* (\Delta y^* + \Delta y_n^* \frac{k_w}{k_b})}$	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_s^*}$	$\frac{\theta_{w,P}^0}{FO_{D_{H,W}}}$

Fonte: Elaborado pelo autor.

Tabela C.4 – Coeficientes para o MBC

Volume	A_P	A_E	A_W	A_N	A_S	B
Interno	$\frac{1}{F_{OD_{H,w}} + A_W + A_N + A_S} + A_E$	$\frac{\gamma^2 \Delta \tau}{\Delta x^* \Delta x_e^*}$	$\frac{\gamma^2 \Delta \tau}{\Delta x^* \Delta x_w^*}$	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_n^*}$	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_s^*}$	$\frac{\theta_{b,p}^0}{F_{OD_{H,b}}}$
Front. E	$\frac{1}{F_{OD_{H,w}} + A_N + A_S} + A_W$	-	$\frac{\gamma^2 \Delta \tau}{\Delta x^* \Delta x_w^*}$	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_n^*}$	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_s^*}$	$\frac{\theta_{b,p}^0}{F_{OD_{H,b}}}$
Front. W	$\frac{1}{F_{OD_{H,w}} + A_N + A_S} + A_E$	$\frac{\gamma^2 \Delta \tau}{\Delta x^* \Delta x_e^*}$	-	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_n^*}$	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_s^*}$	$\frac{\theta_{b,p}^0}{F_{OD_{H,b}}}$
Front. N	$\frac{1}{F_{OD_{H,w}} + A_W + A_S} + A_E$	$\frac{\gamma^2 \Delta \tau}{\Delta x^* \Delta x_e^*}$	$\frac{\gamma^2 \Delta \tau}{\Delta x^* \Delta x_w^*}$	-	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_s^*}$	$\frac{\theta_{b,p}^0}{F_{OD_{H,b}}}$
Front. S	$\frac{1}{F_{OD_{H,w}} + A_W + A_N + A_S} + A_E$	$\frac{\gamma^2 \Delta \tau}{\Delta x^* \Delta x_e^*}$	$\frac{\gamma^2 \Delta \tau}{\Delta x^* \Delta x_w^*}$	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_n^*}$	$\frac{32 \Delta \tau}{\Delta y^* (\Delta y^* + \Delta y_s^* \frac{k_b}{k_w})}$	$\frac{\theta_{b,p}^0}{F_{OD_{H,b}}}$
Front. SE	$\frac{1}{F_{OD_{H,w}} + A_N + A_S} + A_W$	-	$\frac{\gamma^2 \Delta \tau}{\Delta x^* \Delta x_w^*}$	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_n^*}$	$\frac{32 \Delta \tau}{\Delta y^* (\Delta y^* + \Delta y_s^* \frac{k_b}{k_w})}$	$\frac{\theta_{b,p}^0}{F_{OD_{H,b}}}$
Front. SW	$\frac{1}{F_{OD_{H,w}} + A_N + A_S} + A_E$	$\frac{\gamma^2 \Delta \tau}{\Delta x^* \Delta x_e^*}$	-	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_n^*}$	$\frac{32 \Delta \tau}{\Delta y^* (\Delta y^* + \Delta y_s^* \frac{k_b}{k_w})}$	$\frac{\theta_{b,p}^0}{F_{OD_{H,b}}}$
Front. NE	$\frac{1}{F_{OD_{H,w}} + A_S} + A_W$	-	$\frac{\gamma^2 \Delta \tau}{\Delta x^* \Delta x_w^*}$	-	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_s^*}$	$\frac{\theta_{b,p}^0}{F_{OD_{H,b}}}$
Front. NW	$\frac{1}{F_{OD_{H,w}} + A_S} + A_E$	$\frac{\gamma^2 \Delta \tau}{\Delta x^* \Delta x_e^*}$	-	-	$\frac{16 \Delta \tau}{\Delta y^* \Delta y_s^*}$	$\frac{\theta_{b,p}^0}{F_{OD_{H,b}}}$

Fonte: Elaborado pelo autor.

APÊNDICE D – VERIFICAÇÃO DO MODELO E DA IMPLEMENTAÇÃO COMPUTACIONAL DA SOLUÇÃO NUMÉRICA

Dedica-se este apêndice à apresentação das três verificações que foram realizadas para identificar possíveis erros, tanto no modelo matemático quanto na implementação numérica computacional deste.

D.1 Comparação de resultados para um regenerador passivo

No trabalho de Oliveira (2008, cap. 4), este estuda um regenerador passivo (sem efeito *i*-calórico) de placas paralelas feitas da liga *phosphor-bronze*, também utilizando a água como fluido de trabalho. Detalhes sobre este regenerador passivo, como propriedades utilizadas para os materiais, geometria do regenerador e parâmetros operacionais de entrada podem ser consultados no referido trabalho.

Um dos parâmetros de desempenho utilizados pelo autor é a diferença entre os níveis máximo e mínimo de energia armazenada nas placas sólidas do regenerador ao longo de um ciclo em RPD, para o qual é atribuído o nome de $Q(t)|_{ciclo}$. Do estudo de refino de malha para este regenerador passivo, foram escolhidos dois resultados de $Q(t)|_{ciclo}$ a fim de compará-los com os resultados para este parâmetro obtidos com o modelo da presente dissertação. Como o modelo desenvolvido nos capítulos 0 e 5 foi em grande parte baseado em Oliveira (2008), existem muitas semelhanças entre os dois modelos. Desta forma, uma discrepância excessiva nesta comparação seria, mais provavelmente, um indício de erro de implementação computacional da solução numérica, do que um erro no modelo matemático ou solução analítica do escoamento em si.

Apesar das muitas semelhanças entre os modelos, algumas adaptações precisaram ser feitas no modelo desta dissertação para reproduzir da melhor forma possível os resultados de $Q(t)|_{ciclo}$ mencionados no parágrafo anterior. Estas adaptações foram:

- A) Utilização de ΔT_{ad} igual a zero para simular o regenerador passivo;
- B) Reprodução da geometria, propriedades, parâmetros operacionais e malha das simulações apresentadas em Oliveira (2008), atribuindo as propriedades da liga *phosphor-bronze* para a parede metálica e para o MBC;

- C) Alteração do critério ε do resíduo \mathcal{R} na solução por MVF (definido na 5.2) de 10^{-6} para 10^{-8} ;
- D) Desativação da condução de calor axial nos sólidos fazendo A_E e A_W iguais a zero nos volumes elementares da parede e do MBC;
- E) Estritamente para esta verificação, foram alterados os coeficientes das equações aproximadas do MVF dos volumes adjacentes à interface fluido-parede (alteração de A_N no fluido e de A_S na parede). Por exemplo, o coeficiente A_N nos volumes do fluido na interface deixou de ser definido como na Tabela C.1 e passou a ser definido por $32\Delta\tau/\Delta y^*(\Delta y^* + \Delta y_N^*)$. Foi obtido acesso ao código em FORTRAN 95 de Oliveira (2008), e, exceto pelos coeficientes relacionados à condução axial nos sólidos, os coeficientes relacionados ao fluxo de calor nesta interface foram as únicas diferenças encontradas entre os coeficientes dos dois códigos;
- F) Alteração do critério de identificação de RPD. Ao invés de se utilizar os critérios estabelecidos na seção 5.4, compara-se a temperatura média do sólido em um determinado instante do último ciclo com esta temperatura média no instante correspondente do ciclo anterior. Quando o módulo da diferença destas temperaturas permanece menor que 10^{-4} K ao longo de um ciclo inteiro a simulação é interrompida.

O primeiro resultado extraído de Oliveira (2008, p. 87) para comparação é proveniente de um regenerador operando com período de 0,5 s, e foi obtido com uma malha caracterizada por $n_x \times n_y \times n_t = 36 \times 160 \times 100$. O valor de $Q(t)|_{ciclo}$ para este caso foi de 13613,42 J/m (Joules por metro de altura do regenerador). No segundo caso, no qual o período é de 0,1 s, utilizando uma malha de $144 \times 640 \times 800$ volumes elementares, Oliveira (2008, p. 90) obteve $Q(t)|_{ciclo}$ igual a 10924,75 J/m.

Unicamente com as adaptações mencionadas incluídas no modelo, foram obtidos $Q(t)|_{ciclo}$ igual a 13613,42 J/m para o primeiro caso ($P = 0,5$ s) e igual a 10924,74 J/m para o segundo ($P = 0,1$ s). O primeiro valor é exatamente igual ao apresentado por Oliveira (2008) e o segundo é apenas 0,01 J/m menor, diferença que pode ser considerada desprezível. A conclusão que pode ser inferida desta verificação foi apresentada na seção 5.4.

D.2 Conservação dos fluxos de calor nas interfaces

A segunda verificação também é voltada para a identificação de possíveis erros na solução numérica do modelo ou na sua implementação computacional, e consiste em analisar se há conservação de energia nas interfaces entre os materiais com os transientes de temperatura (em RPD) calculados pelo código computacional. Para isto calcula-se os fluxos de calor nas interfaces em função da coordenada axial em diferentes instantes do ciclo de três formas diferentes. Caso haja conservação de energia, os fluxos calculados por estas três formas devem ser iguais.

A primeira forma (equações D.1 e D.2) é baseada na diferença de temperatura entre os pontos nodais adjacentes a uma interface nos dois materiais e na resistência à condução de calor existente entre estes pontos nodais. Os fluxos obtidos por este método são simbolizados por q''_{fw} e q''_{wb} . Neste apêndice, θ_f , θ_w e θ_b são sempre referentes aos pontos nodais do respectivo material adjacentes às interfaces fluido-parede (subscrito fw) ou parede-MBC (subscrito wb). Δy é o comprimento dos volumes elementares do material definido pelo subscrito f , w ou b , medido na direção transversal do domínio.

$$q''_{fw} = \frac{T_f - T_w}{\frac{\Delta y_f}{2k_f} + \frac{\Delta y_w}{2k_w}} \quad \text{D.1}$$

$$q''_{fw} = \frac{T_w - T_b}{\frac{\Delta y_w}{2k_w} + \frac{\Delta y_b}{2k_b}} \quad \text{D.2}$$

Na segunda forma, calcula-se os fluxos de calor por um balanço de energia em um passo de tempo nos volumes elementares adjacentes à interface no material localizado a sul desta interface. Isto é, para a interface fw calcula-se o fluxo de calor por um balanço de energia no fluido, obtendo $q''_{fw,f}$ (Equação D.3), e para a interface wb o balanço é feito na parede, obtendo $q''_{wb,w}$ (Equação D.4). Nas equações que se seguem o sobrescrito "0" não é um expoente, mas sim o valor de Ω que simboliza que a variável é avaliada no início do passo de tempo. Para as variáveis avaliadas no fim do passo de tempo omite-se este sobrescrito, que seria igual a 1.

$$q''_{fw,f} = \begin{cases} -\frac{\rho_f c_f \Delta y}{\Delta T} (T_P - T_P^0) - k_f \frac{T_P - T_S}{\Delta y_s} - \frac{u \rho_f c_f \Delta y}{\Delta x} (T_P - T_W) & u > 0 \\ -\frac{\rho_f c_f \Delta y}{\Delta T} (T_P - T_P^0) - k_f \frac{T_P - T_S}{\Delta y_s} - \frac{u \rho_f c_f \Delta y}{\Delta x} (T_E - T_P) & u < 0 \end{cases} \quad \text{D.3}$$

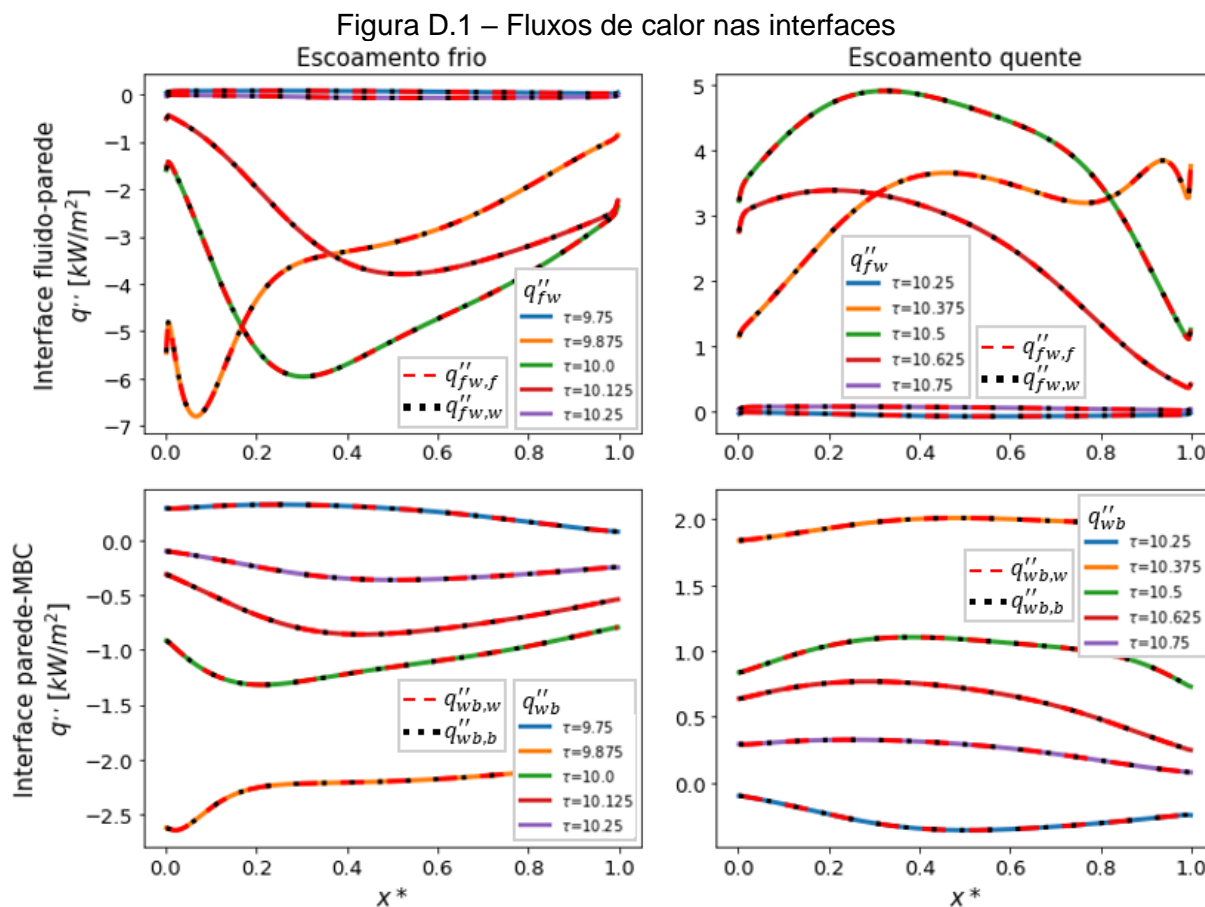
$$q''_{wb,w} = -\frac{\rho_w c_w \Delta y}{\Delta T} (T_P - T_P^0) - k_w \frac{T_P - T_S}{\Delta y_s} + \frac{k_w \Delta y}{\Delta x} \left(\frac{T_E - T_P}{\Delta x_e} \right) - \frac{k_w \Delta y}{\Delta x} \left(\frac{T_P - T_W}{\Delta x_w} \right) \quad \text{D.4}$$

O terceiro método para calcular os fluxos de calor é análogo ao segundo, porém o balanço de energia é calculado no material a norte de cada interface – parede metálica para a interface fw ($q''_{fw,w}$ – Equação D.5) e MBC para a interface wb ($q''_{wb,b}$ – Equação D.6).

$$q''_{fw,w} = \frac{\rho_w c_w \Delta y}{\Delta T} (T_P - T_P^0) - k_w \frac{T_N - T_P}{\Delta y_n} - \frac{k_w \Delta y}{\Delta x} \left(\frac{T_E - T_P}{\Delta x_e} \right) + \frac{k_w \Delta y}{\Delta x} \left(\frac{T_P - T_W}{\Delta x_w} \right) \quad \text{D.5}$$

$$q''_{wb,b} = \frac{\rho_b c_b \Delta y}{\Delta T} (T_P - T_P^0) - k_b \frac{T_N - T_P}{\Delta y_n} - \frac{k_b \Delta y}{\Delta x} \left(\frac{T_E - T_P}{\Delta x_e} \right) + \frac{k_b \Delta y}{\Delta x} \left(\frac{T_P - T_W}{\Delta x_w} \right) \quad \text{D.6}$$

A Figura D.1 apresenta os fluxos de calor nas interfaces entre os materiais calculados pelos três métodos diferentes para a Configuração 2 introduzida na Tabela 4.2. As linhas sólidas de diversas cores são os fluxos em diferentes instantes de tempo calculados pelo primeiro método. As linhas vermelhas tracejadas são os fluxos calculados pelo método 2 e as linhas pretas pontilhadas são os fluxos calculados pelo método 3, ambas nos mesmos instantes do ciclo que as linhas sólidas coloridas que elas sobrepõem. Nota-se que as curvas obtidas pelos três métodos são coincidentes, indicando que há conservação de energia nas interfaces entre os materiais.



D.3 Número de Nusselt médio

A terceira verificação consiste em averiguar se a troca de calor por convecção no modelo ocorre de maneira coerente com previsões teóricas para escoamentos entre placas paralelas. Isto é feito comparando a média no espaço e no ciclo do número adimensional de Nusselt baseado no diâmetro hidráulico (\overline{Nu}_{D_H}) calculado pelo modelo com o número de Nusselt teórico para algum caso semelhante. Uma discrepância grosseira nesta comparação poderia indicar que alguma das hipóteses adotadas ou alguma etapa do desenvolvimento do modelo matemático foi incorreta ou excessivamente afastada da realidade, bem como poderia apontar para a existência de algum erro na solução numérica ou programação computacional desta.

Não foi identificada na literatura uma correlação para o cálculo de \overline{Nu}_{D_H} perfeitamente aplicável ao presente caso. Isto se deve a características bastante específicas dos Regeneradores Calóricos Ativos e do modelo aqui abordado, mais especificamente, o regime transiente de escoamento, a existência de uma região de entrada térmica e a ausência de uma condição de contorno previsível nas paredes do

duto, já que, tanto a temperatura da superfície de contato com o fluido quanto o fluxo de calor através desta superfície, são variáveis no espaço e no tempo.

Então utiliza-se como base de comparação os valores teóricos de \overline{Nu}_{D_H} para escoamento laminar em regime permanente, termicamente e hidrodinamicamente desenvolvido entre placas paralelas. Posteriormente serão feitas considerações sobre as diferenças entre as premissas envolvidas nestes valores e o caso do RBA.

Para a condição de temperatura de parede constante \overline{Nu}_{D_H} é igual a 7,54, e para a condição de fluxo de calor constante tem-se \overline{Nu}_{D_H} igual a 8,235 (BEJAN, 2013). Para a Configuração 1 da Tabela 4.2 o valor de \overline{Nu}_{D_H} calculado pelo modelo é 8,10 – 7,4% maior que 7,54 e 1,6% menor que 8,235. Já para a Configuração 2 da tabela mencionada, \overline{Nu}_{D_H} calculado pelo modelo é igual a 8,33, o que representa, respectivamente, 10% e 1,2% a mais que os mesmos valores teóricos. Estas diferenças são consideradas aceitáveis e insuficientes para levantar suspeitas sobre a existência de erros no modelo, especialmente tendo em vista a grande proximidade com o número de Nusselt teórico para fluxo de calor constante. Com relação às diferenças entre as premissas que acompanham estes valores teóricos e as características do modelo, seguem duas considerações.

A primeira concerne ao fato de a teoria ser aplicável para o regime permanente, enquanto o RBA tem operação intrinsecamente transiente. Para a Configuração 1, $Re_{\omega(D_H)}$ é igual a 0,23, e para a Configuração 2, é igual a 0,044. Para valores de $Re_{\omega(D_H)}$ tão baixos, Oliveira *et al.* (2012) mostram que a razão entre o \overline{Nu}_{D_H} em um regenerador de placas paralelas isotérmicas e o \overline{Nu}_{D_H} calculado pela correlação de Nickolay e Martin (2002) (válida para escoamento laminar, hidrodinamicamente desenvolvido, em regime permanente e entre placas paralelas isotérmicas) é pouco superior a 1, sendo necessário um $Re_{\omega(D_H)}$ de 3,5 para que esta razão se aproxime de 1,1. Isto mostra que a divergência entre o caráter transiente do modelo e o regime permanente implícito nos valores teóricos de \overline{Nu}_{D_H} não tem contribuição significativa como causa das diferenças percentuais apontadas no parágrafo anterior.

A segunda observação é relativa ao fato de os valores teóricos de \overline{Nu}_{D_H} (7,54 e 8,235) serem aplicáveis a escoamentos hidrodinamicamente e termicamente desenvolvidos, enquanto no modelo existe uma região de entrada térmica. A correlação para \overline{Nu}_{D_H} de Nickolay e Martin (2002) mencionada há pouco também

considera a existência desta região. Considerando U_{amp} ($U_{amp} = \dot{m}'_{HP}/(\rho_f t_f)$) como velocidade característica do escoamento nesta correlação, obtém-se \overline{Nu}_{D_H} igual a 7,548 para a Configuração 1 e 7,558 para a Configuração 2. A proximidade destes valores com a referência de 7,54 mostra que a região de entrada tem pouca influência no valor médio do número de Nusselt para os casos avaliados.

Desta discussão, conclui-se que a causa mais provável para a diferença de -1,6% a +10% entre o \overline{Nu}_{D_H} calculado pelo modelo e os valores teóricos é a inexistência das condições de contorno de temperatura ou fluxo de calor constantes nas superfícies das placas planas.