

UNIVERSIDADE TECNOLÓGICA FEDERAL DO PARANÁ

DEPARTAMENTO ACADÊMICO DE MECÂNICA

CURSO DE ENGENHARIA INDUSTRIAL MECÂNICA

FELIPE DA SILVA SANTOS

**ANÁLISE DA CONVECÇÃO EM CAVIDADE COM O TOPO
DESLIZANTE PREENCHIDA COM MEIO POROSO
HETEROGÊNEO**

TRABALHO DE CONCLUSÃO DE CURSO

CURITIBA

2016

FELIPE DA SILVA SANTOS

**ANÁLISE DA CONVECÇÃO EM CAVIDADE COM O TOPO
DESLIZANTE PREENCHIDA COM MEIO POROSO
HETEROGÊNEO**

Projeto de Pesquisa apresentado à disciplina de Trabalho de Conclusão de Curso 2 do curso de Engenharia Industrial Mecânica da Universidade Tecnológica Federal do Paraná, como requisito parcial para aprovação na disciplina.

Orientador: Prof. Silvio Luiz de Mello Junqueira, DSc

Co-Orientador: Engenheiro Vinicius Gustavo Poletto

CURITIBA

2016

TERMO DE APROVAÇÃO

Por meio deste termo, aprovamos o Projeto de Pesquisa “ANÁLISE DA CONVECÇÃO EM CAVIDADE COM O TOPO DESLIZANTE PREENCHIDA COM MEIO POROSO HETEROGÊNEO”, realizado pelo aluno Felipe da Silva Santos, como requisito parcial para aprovação na disciplina de Trabalho de Conclusão de Curso 2, do curso de Engenharia Industrial Mecânica da Universidade Tecnológica Federal do Paraná.

Prof. Silvio Luiz de Mello Junqueira, DSc

DAMEC, UTFPR

Orientador

Engenheiro Vinicius Gustavo Poletto

UTFPR

Co-Orientador

Prof. Dr. Admilson Teixeira Franco

DAMEC, UTFPR

Avaliador

Prof. Dr. Paulo Henrique Dias dos Santos

DAMEC, UTFPR

Avaliador

Curitiba, 01 de Dezembro de 2016.

Aos meus avós: apesar de todas as dificuldades, sempre me incentivaram a estudar.

Aos meus pais: pela perseverança em minha criação.

Aos meus amigos: nos bons e maus momentos, sempre estiveram comigo.

AGRADECIMENTOS

Primeiramente agradeço aos meus pais por todo o suporte dado ao longo do curso, pois, sem o amor e carinho deles, não estaria onde cheguei.

À minha família o meu reconhecimento. A alegria deles me deu forças para não desistir de meus objetivos.

Ao meu irmão Henrique, nos momentos de dificuldade, sempre me aconselhou a tomar o caminho certo, mesmo que árduo.

Ao Professor Silvio Luiz de Mello Junqueira pela oportunidade dada. Apesar de minha inexperiência na área, o trabalho realizado proporcionou um conhecimento inestimável, além de propiciar desafios a serem enfrentados e superados ao longo da caminhada.

Ao Engenheiro Vinicius Gustavo Poletto pela ajuda prestada ao longo de todo o trabalho. Sem sua ajuda, este trabalho não seria possível. O meu muito obrigado.

Aos meus amigos Cesar Ricardo de Oliveira, Diogo Cesar Franzoi Buosi, Felipe Monteiro de Paiva e William Gonçalves dos Santos. Amigos que estão juntos comigo desde o começo do curso, e estiveram nos bons e maus momentos, sempre apoiando e dando força, para que os desafios fossem vencidos.

A todos que em algum momento tiveram participação em meu crescimento pessoal e profissional.

“Procure ser um homem de valor, em vez de ser um homem de sucesso.”

(Albert Einstein)

RESUMO

SANTOS, F. S. Análise da convecção em cavidade com o topo deslizante preenchida com meio poroso heterogêneo. 2016. Trabalho de conclusão de curso (graduação) 82 f – Universidade Tecnológica Federal do Paraná, curso superior de Engenharia Industrial Mecânica, 2016.

O estudo da convecção em meios porosos é relevante para uma variedade de aplicações de engenharia nas indústrias energética, farmacêutica, de alimentos e de petróleo. Neste trabalho, a transferência de calor por convecção em cavidade porosa com o topo deslizante submetida a uma condição gravitacionalmente estável é simulada numericamente. Tal condição é estabelecida mantendo a temperatura da superfície superior maior do que a da base e as paredes laterais adiabáticas. O meio poroso é modelado em microescala com o constituinte sólido caracterizado como blocos quadrados, uniformemente distribuídos e condutores de calor. As equações de balanço são aplicadas separadamente em cada constituinte, dividindo a cavidade em dois domínios distintos (sólido e fluido). Condições de compatibilidade são prescritas nas superfícies dos blocos impondo igualdade de temperaturas e de fluxos de calor. O objetivo é avaliar a influência dos parâmetros do escoamento na faixa de $1000 \leq Re \leq 2500$ e $10^5 \leq Gr \leq 10^7$, da fração volumétrica, $0,19 \leq \varphi \leq 1$ e do número de blocos, $1 \leq N \leq 64$. As equações são solucionadas através do método dos volumes finitos, usando o esquema *QUICK* para os termos advectivos e o algoritmo *SIMPLE* para o acoplamento pressão – velocidade. Em geral, a inserção de blocos sólidos reduz a circulação de fluido, sendo esse efeito intensificado mediante a redução da fração volumétrica (para N constante) ou o aumento de N (para φ constante). Para situações predominantemente convectivas, mantendo N constante e diminuindo φ , resulta no aumento de transferência de calor. No entanto, para baixos valores de φ , os efeitos de interferência são severos e o Nusselt médio diminui. Adicionalmente, para φ constante, a convecção é desfavorecida com o aumento de N por causa dos efeitos de canalização impostos sobre o escoamento pelos canais entre os blocos. Por outro lado, para configurações predominantemente condutivas, a introdução de blocos prejudica a convecção. Contudo, se φ é baixo ou o número de blocos é alto, o fluido é forçado a circundar os blocos devido aos efeitos de estreitamento do escoamento, beneficiando a transferência de calor. O estreitamento é principalmente observado para $N=1$, uma vez que $N>1$, o efeito de canalização mantém a estagnação do fluido nas adjacências da base da cavidade.

Palavras-chave: meio poroso heterogêneo, cavidade com topo deslizante, simulação numérica.

ABSTRACT

SANTOS, F. S. Analysis of convection in cavity with lid-driven filled with heterogeneous porous medium. 2016. Undergraduate final project 82 f – Federal Technological University of Paraná, Industrial Mechanical Engineering, 2016.

The study of convection in porous media is relevant to a variety of engineering applications in the energy, pharmaceutical, food and petroleum industry. In this work, the convection heat transfer in a lid-driven square porous cavity subjected to a gravitational stable condition is numerically simulated. Such condition is achieved because the enclosure top surface temperature is higher than the base and gravity acts downwards. The sidewalls are adiabatic. As buoyancy is not capable of promoting the fluid flow, a constant velocity is prescribed at the top surface. The porous media is modeled in micro scale with the solid constituent being envisioned as identical, uniformly distributed and heat conductive square solid blocks. The balance equations are applied at the blocks surfaces, requiring equal temperature and heat flux in both domains. The main objective is to evaluate the influence of the flow parameters, in the $1000 \leq Re \leq 2500$ and $10^5 \leq Gr \leq 10^7$, the volume fluid fraction, $0,19 \leq \varphi \leq 1$ and the number of blocks, $1 \leq N \leq 64$. A numerical solution is sought through the Finite Volume Method using the *QUICK* scheme for the treatment of the advection terms and the *SIMPLE* algorithm for the pressure – velocity coupling. In general, the insertion of the solid obstructions is intensified either reducing the volume fraction (keeping N constant). It is observed two patterns for the heat transfer: convective and conductive-dominant. The latter is related with the occurrence of stagnant fluid near the enclosure base due to the hampering action of the buoyant forces. Curiously, for convective predominant situations, holding N constant and decreasing φ , might results in heat transfer augmentation. However, for low values of φ , the hindrance effects are so severe that the average Nusselt decays. Additionally, for constant φ , the convection is mitigated with increasing N because of the channeling effect imposed over the flow by the channels between the blocks. On the other hand, for conductive-dominant configurations, the blocks introduction disfavor the convection. Although, if φ is low or the number of blocks is high, the fluid is forced to envelop the blocks due to the squeezing effect. Such effect benefits the heat transfer, but it is mostly observed for $N=1$. Once for $N>1$, the channeling effect cloaks the squeezing and maintain flow stagnation in the cavity base adjacencies.

Keywords: heterogeneous porous media, lid-driven cavity, numerical simulation.

LISTA DE FIGURAS

FIGURA 1.1 – IDEALIZAÇÃO GEOMÉTRICA DE UM MEIO POROSO HETEROGÊNEO.	21
FIGURA 3.1 – GEOMETRIA E CONDIÇÕES DE CONTORNO DO PROBLEMA.	31
FIGURA 3.2 – GEOMETRIA E CONDIÇÕES DE CONTORNO NA FORMA ADIMENSIONAL.	38
FIGURA 3.3 – CONDIÇÕES DE CONTORNO NAS SUPERFÍCIES DO BLOCO.	39
FIGURA 4.1 - DIVISÃO DO DOMÍNIO DE ESTUDO EM VOLUMES DE CONTROLE DISCRETOS.	44
FIGURA 5.1 – RESULTADOS DE VERIFICAÇÃO PARA UMA CAVIDADE COM O TOPO DESLIZANTE PREENCHIDA COM UM BLOCO SÓLIDO E CONDUTOR DE CALOR PARA $Re = 1000$	51
FIGURA 5.2 – COMPARAÇÃO DOS RESULTADOS DO Nu CALCULADOS A PARTIR DE DIFERENTES MALHAS.	53
FIGURA 5.3 – VARIAÇÃO DE φ PARA CASOS DE CONVECÇÃO DOMINANTE: ISOTERMAS.	56
FIGURA 5.4 – VARIAÇÃO DE φ PARA CASOS DE CONVECÇÃO DOMINANTE: LINHAS DE CORRENTE.	57
FIGURA 5.5 – VARIAÇÃO DE φ PARA CASOS DE CONDUÇÃO DOMINANTE: ISOTERMAS.	59
FIGURA 5.6 – VARIAÇÃO DE φ PARA CASOS DE CONDUÇÃO DOMINANTE: LINHAS DE CORRENTE.	60
FIGURA 5.7 – VARIAÇÃO DE N PARA CASOS DE CONVECÇÃO DOMINANTE: \overline{Nu} E ISOTERMAS PARA $\varphi = 0,36$	62
FIGURA 5.8 – VARIAÇÃO DE N PARA CASOS DE CONVECÇÃO DOMINANTE: LINHAS DE CORRENTE PARA $\varphi = 0,36$	63
FIGURA 5.9 – VARIAÇÃO DE N PARA CASOS DE CONDUÇÃO DOMINANTE: \overline{Nu} E ISOTERMAS PARA $\varphi = 0,36$	65

FIGURA 5.10 – VARIAÇÃO DE N PARA CASOS DE CONDUÇÃO DOMINANTE: LINHAS DE CORRENTE PARA $\varphi = 0,36$	66
FIGURA A.1 – EFEITO DA VARIAÇÃO DA FRAÇÃO VOLUMÉTRICA PARA CAVIDADES PREDOMINANTEMENTE CONVECTIVAS $H_{flow}/L \geq 1$: ISOTERMAS.....	75
FIGURA A.2 – EFEITO DA VARIAÇÃO DA FRAÇÃO VOLUMÉTRICA PARA CAVIDADES PREDOMINANTEMENTE CONVECTIVAS $H_{flow}/L \geq 1$: LINHAS DE CORRENTE.....	76
FIGURA A.3 – EFEITO DA VARIAÇÃO DA FRAÇÃO VOLUMÉTRICA PARA CAVIDADES PREDOMINANTEMENTE CONDUTIVAS $H_{flow}/L < 1$: ISOTERMAS.....	77
FIGURA A.4 – EFEITO DA VARIAÇÃO DA FRAÇÃO VOLUMÉTRICA PARA CAVIDADES PREDOMINANTEMENTE CONDUTIVAS $H_{flow}/L < 1$: LINHAS DE CORRENTE.....	77
FIGURA B.1 – EFEITO DA VARIAÇÃO DA FRAÇÃO VOLUMÉTRICA PARA $N = 1$ E $N = 64$: ISOTERMAS.....	78
FIGURA B.2 – EFEITO DA VARIAÇÃO DA FRAÇÃO VOLUMÉTRICA PARA $N = 1$ E $N = 64$: LINHAS DE CORRENTE.	78
FIGURA C.1 – EFEITO DA VARIAÇÃO DO NÚMERO DE BLOCOS PARA UMA FRAÇÃO VOLUMÉTRICA $\varphi = 0,91$ POR CONVECÇÃO: ISOTERMAS.....	80
FIGURA C.2 – EFEITO DA VARIAÇÃO DO NÚMERO DE BLOCOS PARA UMA FRAÇÃO VOLUMÉTRICA $\varphi = 0,91$ POR CONVECÇÃO: LINHAS DE CORRENTE.....	81
FIGURA C.3 – EFEITO DA VARIAÇÃO DO NÚMERO DE BLOCOS PARA UMA FRAÇÃO VOLUMÉTRICA $\varphi = 0,91$ POR CONVECÇÃO: ISOTERMAS.....	82

FIGURA C.4 – EFEITO DA VARIAÇÃO DO NÚMERO DE BLOCOS PARA
UMA FRAÇÃO VOLUMÉTRICA $\varphi = 0,91$ POR CONVECÇÃO: LINHAS DE
CORRENTE.....83

LISTA DE TABELAS

TABELA 4.1: COEFICIENTES DA EQUAÇÃO GERAL DE TRANSPORTE (EQUAÇÃO 4.1)	45
TABELA 5.1: SUMÁRIO DOS PARÂMETROS DO PROBLEMA.....	49
TABELA 5.2: COMPARAÇÃO DO \overline{Nu} DO PRESENTE TRABALHO COM O DE POLETTO (2015)	51

LISTA DE ABREVIATURAS

DFC: Dinâmica de Fluidos Computacional

MVF: Método dos Volumes Finitos

PRESTO!: Pressure Staggering Option

QUICK: Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinematics

SIMPLE: Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equation

VC: Volume de Controle

CTD: Cavidade com o topo deslizante.

LISTA DE SÍMBOLOS

Letras romanas

	Descrição	Unidade
<i>A</i>	Área.	$[m^2]$
<i>b</i>	Dimensão do bloco quadrado.	$[m]$
<i>B</i>	Dimensão adimensional do bloco quadrado.	
<i>c</i>	Espessura do canal.	$[m]$
<i>C</i>	Dimensão adimensional do canal.	
<i>g</i>	Módulo do vetor aceleração da gravidade.	$[m.s^{-2}]$
<i>Gr</i>	Número de Grashof.	
<i>H</i>	Largura da cavidade.	$[m]$
<i>h</i>	Coeficiente de transferência de calor.	$[W.m^{-2}.K^{-1}]$
\bar{h}	Coeficiente de transferência de calor médio.	$[W.m^{-2}.K^{-1}]$
k_s	Condutividade térmica do sólido.	$[W.m^{-1}.K^{-1}]$
k_{fluido}	Condutividade térmica do fluido.	$[W.m^{-1}.K^{-1}]$
<i>K</i>	Razão de condutividade térmica sólido-fluido.	
\vec{n}	Direção normal à uma superfície.	
<i>N</i>	Número de blocos.	
<i>Nu</i>	Número de Nusselt.	
\overline{Nu}	Número de Nusselt médio.	
<i>p</i>	Pressão.	$[Pa]$
<i>P</i>	Pressão adimensional.	
<i>Pr</i>	Número de Prandtl.	
<i>q"</i>	Fluxo de calor.	$[W.m^{-2}]$
R^ϕ	Resíduo.	
<i>Ra</i>	Número de Rayleigh.	
<i>Re</i>	Número de Reynolds.	
<i>Ri</i>	Número de Richardson.	
S_ϕ	Taxa de variação volumétrica.	
<i>T</i>	Temperatura.	$[K]$

T_q	Temperatura no topo deslizante.	[K]
T_f	Temperatura na base da cavidade.	[K]
u, v	Componentes ortogonais da velocidade.	[m.s ⁻¹]
U_H	Velocidade de deslizamento na superfície superior.	[m.s ⁻¹]
U	Velocidade adimensional na direção x.	
V	Velocidade adimensional na direção y.	
x, y	Coordenadas cartesianas.	[m]
X	Coordenada cartesiana adimensional na direção x.	
Y	Coordenada cartesiana adimensional na direção y.	

Letras gregas

α	Difusividade térmica.	[m ² .s ⁻¹]
β	Coeficiente isobárico de expansão volumétrica.	[m.s ⁻²]
φ	Fração volumétrica.	
θ	Temperatura adimensional.	
θ_{fluido}	Temperatura adimensional do fluido.	
θ_s	Temperatura adimensional do sólido.	
ρ	Massa específica.	[kg.m ⁻³]
ρ_f	Massa específica à T_f .	[kg.m ⁻³]
μ	Viscosidade dinâmica.	[Pa.s]
ν	Viscosidade cinemática.	[m ² .s ⁻¹]
Ψ	Função corrente.	
Γ_ϕ	Coeficiente de difusão.	
Φ	Variação volumétrica.	

Subscritos

f	Frio.
s	Sólido.
q	Quente.

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO.....	18
1.1	Caracterização do problema	20
1.2	Objetivos	21
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	23
2.1	Escoamento interno em cavidade com o topo deslizante	23
2.2	Convecção mista em cavidade limpa	24
2.3	Convecção natural em cavidade heterogênea	26
2.4	Convecção mista em cavidade heterogênea	28
2.5	Síntese do capítulo.....	29
3	MODELAGEM MATEMÁTICA.....	31
3.1	Geometria e condições de contorno.....	31
3.2	Equações de balanço para o meio contínuo	32
3.3	Condições de contorno	37
3.4	Ferramentas de análise.....	40
3.5	Síntese do capítulo.....	42
4	MODELAGEM NUMÉRICA	43
4.1	Discretização do domínio computacional	43
4.2	Acoplamento pressão – velocidade	47
4.3	Critérios de convergência.....	47
4.4	Síntese do capítulo.....	48
5	RESULTADOS	49
5.1	Parâmetros do problema.....	49
5.2	Reprodução de resultados	50
5.3	Efeito da variação da fração volumétrica	53
5.4	Efeito da variação do número de blocos	60
6	CONCLUSÃO	67

6.1	Sugestões para trabalhos futuros	68
7	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	69
	APÊNDICE A.....	73
	APÊNDICE B.....	77
	APÊNDICE C	78

1 INTRODUÇÃO

A convecção pode ser classificada como forçada, natural ou mista, dependendo dos meios empregados para estabelecer o escoamento (MOALLEMI e JANG, 1991). Na convecção forçada, o movimento do fluido é estabelecido através de um aporte externo de energia mecânica, como por exemplo, em um ventilador, enquanto que na convecção natural o escoamento é induzido devido às forças de empuxo que são decorrentes da ação de forças de corpo sobre um gradiente de massa específica (INCROPERA, 2011). A convecção mista é resultado da ocorrência simultânea da convecção forçada e da natural, em escala de intensidade aproximadamente igual.

De acordo com Braga e de Lemos (2005), problemas práticos aplicados envolvendo a convecção natural podem ser encontrados em trocadores de calor, armazenamento de grãos em silos, processamento de comida, segurança de reatores nucleares, entre outros. Já as aplicações com convecção mista, segundo Islam *et al.* (2012), são encontrados em placas de energia solar, fundição, no resfriamento de aparelhos eletrônicos, tecnologias de secagem. E, quanto à convecção forçada, esta é aplicada em ventiladores, sopradores e máquinas de deslocamento positivo (BEJAN, 2013).

A classificação apresentada no primeiro parágrafo é pouco abrangente, contemplando apenas algumas formas de interação entre a quantidade de movimento, as forças viscosas e o empuxo. De fato, Bejan (2013) discute que há muitas formas de interação, mas como esclarece Lai (2000), pouco se tem estudado a respeito.

Assim, muitos pesquisadores têm se dedicado ao estudo da convecção em cavidades com o topo deslizante preenchidos com meio poroso, a fim de investigar a influência da variação dos parâmetros de escoamento, para realizar uma análise mais aprofundada de seu comportamento no interior dessas cavidades.

Ressalta-se, por exemplo, que a orientação do gradiente de temperatura influencia de maneira significativa a relação entre a convecção natural e a

forçada (CHENG, 2010). O alinhamento do gradiente térmico negativo, em relação ao sentido da gravidade, origina uma situação na qual não há ação espontânea das forças de empuxo e, a não ser que o escoamento seja promovido por meios externos, o fluido permanece estagnado (POLETTO *ET AL.*, 2015). Logo, as forças de empuxo agem no sentido de obstruir a convecção forçada, caracterizando uma forma de interação do empuxo com o escoamento, a qual não pode ser classificada como convecção mista. Tais escoamentos são denominados estavelmente estratificados ou gravitacionalmente estáveis e são observados na atmosfera e nos oceanos (MOHAMAD e VISKANTA, 1995).

O estudo de escoamentos estavelmente estratificados tem-se demonstrado promissor com o intuito de aprimorar técnicas de dessalinização da água do mar e compreender a dinâmica dos oceanos e da atmosfera, sendo um caso de interesse a análise do escoamento bidimensional confinado em uma cavidade quadrada com o topo deslizante. De fato, a geometria da cavidade com o topo deslizante pode ser empregada para modelar complexos problemas de engenharia encontrados na operação de coletores solares, arrefecimento de componentes eletrônicos, funcionamento de trocadores de calor, revestimento de metais, fundição de ligas metálicas, processamento de materiais e crescimento de cristais (CHENG, 2011).

Adicionalmente, resultados numéricos apresentados para a convecção natural em cavidade indicam que a inserção de obstáculos sólidos influencia de forma significativa o processo de transporte de calor (BRAGA e DE LEMOS, 2005). Inclusive, o trabalho de Bhave *et al.* (2006) propõe uma correlação para prever as dimensões de um bloco sólido, quadrado e adiabático a fim de maximizar o fluxo de calor em uma cavidade aquecida horizontalmente. Para blocos maiores do que a dimensão recomendada é observado o fenômeno mitigatório à transferência de calor.

Poletto *et al.* (2015, 2016) discutiram a influência da inserção de um bloco sólido, quadrado e condutor de calor sobre o processo convectivo em uma cavidade quadrada com o topo deslizante submetida a uma condição gravitacionalmente estável. Os resultados obtidos mostraram que a inserção do bloco pode apresentar efeitos tanto benéficos como prejudiciais à convecção,

dependendo de maneira exclusiva dos parâmetros do escoamento. Observou-se, por exemplo, que caso o escoamento seja em sua maior parte convectivo, a inserção da obstrução sólida favorece a convecção desde que não haja interferência na camada limite cinética. A interferência acarreta redução significativa na intensidade de circulação, prejudicando a troca térmica. Além disso, há os casos condutivos nos quais a ação das forças de empuxo estagnam o fluido dividindo o interior da cavidade em uma região de fluido quiescente, nas proximidades da base, e uma região de circulação, nas adjacências do topo deslizante. Em tal circunstância, a inserção do obstáculo sólido restringe a região de circulação e prejudica ainda mais a transferência de calor. Por outro lado, é observado o estreitamento (*squeezing effect*) de blocos muito largos pelo escoamento, fenômeno devido à drástica restrição da circulação em um canal muito pequeno. O estreitamento pode ser entendido como a “desestagnação” do escoamento estavelmente estratificado pela influência de uma obstrução sólida.

1.1 Caracterização do problema

No presente trabalho é proposto o estudo da transferência de calor por convecção em uma cavidade quadrada com o topo deslizante preenchida com meio poroso. Conceitualmente, o meio poroso é constituído por um sólido, rígido e fixo dotado de espaços vazios, comumente denominados poros, preenchidos por fluido. Havendo interconexão entre os poros, é possível realizar o transporte convectivo de massa, quantidade de movimento e energia. Contudo, uma característica marcante é a ocorrência do transporte difusivo de massa e de quantidade de movimento ao longo da interface sólido-fluido. Exemplos de materiais porosos são facilmente encontrados na natureza, como tecidos biológicos animal e vegetal, areia da praia, arenito, calcário, madeira, entre muitos outros (NIELD e BEJAN, 2006).

A modelagem dos fenômenos de transporte no meio poroso depende da escala de observação. O que é de conhecimento comum para os que estudam meios porosos em escala microscópica é a dificuldade em determinar a

morfologia do constituinte sólido (MERRIKH e LAGE, 2005), uma vez que ele pode ser de topologia complexa. Nessa circunstância, é proposta uma simplificação para o sólido como blocos sólidos, fixos, rígidos, condutores de calor e uniformemente distribuídos no interior da cavidade. Sendo assim, o interior da cavidade é dividido em um domínio sólido, representado pelos blocos, e um fluido que está disposto ao redor dos blocos. Uma representação esquemática do problema segue conforme Figura 1.1.

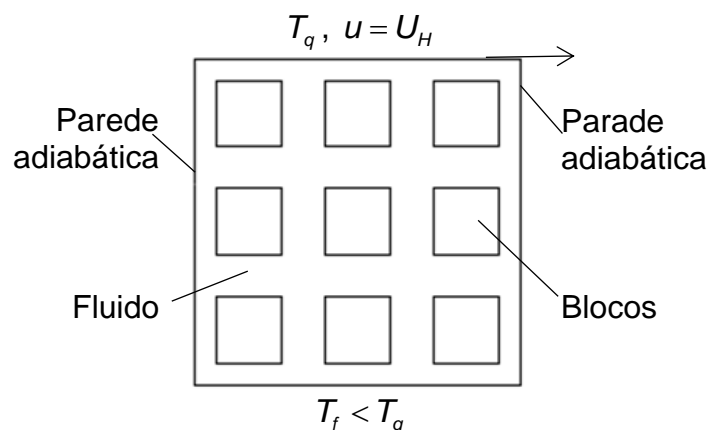


Figura 1.1 – Idealização geométrica de um meio poroso heterogêneo.

A condição gravitacionalmente estável, a ser investigada no presente trabalho é obtida através da imposição de um gradiente térmico em consoante com a gravidade. O escoamento, por sua vez, é instaurado através do movimento do topo da cavidade com velocidade constante U_H .

1.2 Objetivos

Neste trabalho, a convecção em uma cavidade submetida a uma condição gravitacionalmente estável é numericamente simulada. Objetiva-se estudar a influência da introdução de um meio poroso heterogêneo concebido como blocos sólidos, quadrados e condutores de calor sobre o processo de transferência de calor. De fato, sabe-se que a introdução de um único bloco pode aumentar o Nusselt ou mesmo reinstaurar o escoamento de uma

condição de estagnação devido ao estreitamento (*squeezing effect*). Logo, a motivação principal é estender o conhecimento de tais fenômenos para uma cavidade preenchida com vários blocos. É estudado também o efeito da variação do número de Reynolds, de Grashof e da fração volumétrica sobre os campos de velocidade e de temperatura. A avaliação dos resultados é realizada por meio da análise das linhas de corrente, das isotermas e do número de Nusselt médio.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Neste capítulo é apresentado um breve resumo dos estudos de transferência de calor em cavidades porosas através da abordagem contínua. Para facilitar a compreensão, são tratados alguns trabalhos separadamente em seções dedicadas à síntese das principais conclusões sobre o escoamento interno em cavidades limpas com o topo deslizante, convecção mista em cavidade limpa, convecção natural em cavidade heterogênea e, finalmente, convecção mista em cavidade heterogênea.

2.1 Escoamento interno em cavidade com o topo deslizante

Um dos primeiros trabalhos foi realizado por Ghia *et al.* (1982), que apresentaram um estudo numérico em uma cavidade com o topo deslizante propondo a solução da equação de vorticidade usando o método *Multigrid*. Perfis de velocidade e linhas de corrente foram obtidos para números de Reynolds superiores a 1.000, sendo o escoamento considerado hipoteticamente bidimensional.

A suposição de bidimensionalidade adotadas por Ghia *et al.* (1982) foi contestada através do experimento realizado por Koseff e Street (1984) onde a geometria da cavidade com topo deslizante foi reproduzida. Os resultados mostraram que o escoamento, tanto globalmente quanto localmente, apresentava características tridimensionais. Globalmente, esses efeitos são representados pelo ajuste do gradiente de tensões cisalhantes próximas das paredes. Localmente, o escoamento contém vórtices de Taylor-Görtler nos cantos inferiores ao longo das paredes. Comparações com simulações numéricas para o escoamento bidimensional mostraram significativas diferenças nos perfis de velocidade e para Reynolds na faixa de 2.500 foi constatado comportamento transitório. Uma análise teórica e numérica dos trabalhos anteriores foi realizada por Erturk (2009), que discutiu que o escoamento não é bidimensional e que para Re da ordem de 1.000, o regime permanente não é verificado.

2.2 Convecção mista em cavidade limpa

Dando procedimento aos estudos acerca do escoamento na cavidade com topo deslizante, a convecção mista foi avaliada por Morzynski e Popiel (1988) através da variação da viscosidade do fluido, cujos resultados foram obtidos para $Re = 1000$ e $Pr = 1$.

Visando compreender a influência do fluido no processo convectivo, Moallemi e Jang (1991) estudaram as variações do número de Prandtl (Pr) em uma cavidade com a temperatura da base superior à do topo, a qual também deslizava com velocidade constante. Os resultados obtidos mostraram que para número de Richardson menor do que um, $Ri < 1$, a convecção forçada era predominante e a variação do Pr não influenciava o comportamento do campo de velocidades. No entanto, a distribuição de temperaturas na cavidade mostrou uma forte dependência com Pr , haja vista que a camada limite térmica tornava-se mais espessa com a redução do Pr . Para $Ri = 1$, estando a convecção forçada e a natural na mesma magnitude, uma forte dependência de Pr foi observada, tanto no comportamento do escoamento quanto no campo de temperaturas.

Iwatsu *et al.* (1992) analisaram a possibilidade de aumentar a transferência de calor em uma cavidade submetida a uma condição gravitacionalmente estável fazendo com que a superfície superior oscilasse na frequência natural do fluido. O principal objetivo foi identificar frequências de ressonância a fim de que a convecção forçada se sobrepusesse sobre a natural. Na sequência, o movimento oscilatório da superfície superior foi substituído pelo movimento uniforme com velocidade constante por Iwatsu *et al.* (1993). Foram investigados os efeitos da variação do Re e do número de Grashof, Gr . Os resultados numéricos demonstraram que o aumento do Re implicou no aumento do \overline{Nu} , enquanto que o aumento do Gr ocasionou a estagnação do fluido nas proximidades da base da cavidade. Existindo fluido quiescente a transferência de calor limitou-se apenas à condução, uma vez que os efeitos radiativos tenham sido desconsiderados, fazendo com que o \overline{Nu} tendesse a valores unitários.

Os trabalhos apresentados consideraram apenas a condição de aquecimento vertical, sendo o aquecimento horizontal estudado através dos resultados numéricos e experimentais, de Mansour e Viskanta (1994), que serviram para validar modelos de transferência de calor para escoamentos em regimes laminar e turbulento. Os resultados obtidos para os modelos bidimensionais e tridimensionais mostraram que ambos eram muito próximos, para a faixa de número de Reynolds que caracterizava escoamento laminar. Porém, os modelos tridimensionais mostraram-se mais adequados para escoamento com elevados Reynolds devido às características tridimensionais da turbulência. A condição de aquecimento horizontal em uma cavidade com topo deslizante foi numericamente estudada por Franco e Ganzarolli (1996). Um dos principais resultados obtidos foi uma correlação do número de Nusselt médio em função dos números de Rayleigh, Ra , do Re e do Pr .

Resultados experimentais para a convecção em uma cavidade com topo deslizante aquecida verticalmente foram obtidos por Prasad e Koseff (1996). No aparato construído para reproduzir o escoamento, o fundo era aquecido por um trocador de calor e o topo movimentava-se sendo simultaneamente resfriado com água. A variação da velocidade de deslizamento do topo propiciava alterar o número de Reynolds, enquanto que o Gr era função da diferença de temperaturas impostas. O objetivo do estudo foi avaliar a transferência de calor em função do número de Richardson. O fluxo de calor mostrou-se proporcional à raiz cúbica do Gr , enquanto que a dependência de Nu com o Re era pequena, indicando que a convecção forçada não influenciou a transferência de calor de forma tão efetiva quanto a natural.

As características do fluido em uma cavidade com topo deslizante aquecida pelo fundo e resfriada pelo topo deslizante foram estudadas por Cheng (2011), através do incremento simultâneo do Gr e do Re , para Ri constante. A transferência de calor não aumentou proporcionalmente, uma vez que ocorria estratificação do escoamento com a formação de duas grandes circulações em sentidos opostos que trocavam calor entre si por condução.

2.3 Convecção natural em cavidade heterogênea

Um dos primeiros trabalhos de investigação numérica da convecção natural em uma cavidade quadrada, heterogênea com o topo e fundo adiabáticos foi realizado por House *et al.* (1990). Um bloco condutor de calor foi introduzido ao centro e um gradiente horizontal de temperaturas foi estabelecido para avaliar os efeitos da variação do Rayleigh, Ra , do tamanho do bloco e da razão de condutividade térmica sólido-fluido, K . Constatou-se que, para um bloco condutor de pequenas dimensões, o \overline{Nu} não foi influenciado de maneira significativa em relação à variação de K . No entanto, aumentando o tamanho do bloco, esse passou a interferir na camada limite térmica e o aumento da condutividade térmica ocasionou o aumento no \overline{Nu} .

A condição vertical de aquecimento foi numericamente estudada por Lee *et al.* (2005) em uma cavidade preenchida com um bloco centralizado. Foram consideradas três condições de contorno distintas para o bloco: adiabático, isotérmico e condutor de calor. Os resultados numéricos mostraram que, independentemente da variação de Rayleigh, na maioria dos casos simulados, a mudança das condições de contorno no bloco não ocasionaram mudanças nos campos de temperatura e de velocidade. Neste estudo, constatou-se que, para $Ra = 10^3$, o \overline{Nu} dependia da variação da condutividade térmica em razão da preponderância do transporte difusivo de calor, enquanto que o mesmo comportamento não foi observado para $Ra = 10^6$.

Os efeitos da variação do número de blocos sobre a convecção natural em uma cavidade quadrada foram numericamente investigados por Merrikh e Lage (2005). Foi observado que a introdução dos blocos causou um efeito de canalização do escoamento, uma vez que as linhas de corrente tendem a se concentrar nos canais formados entre duas fileiras de blocos indicando interferência na camada limite. Foi proposta uma correlação para estimar o número mínimo de blocos em função do Ra para que haja interferência na pluma. Os resultados apresentados foram comparados e discutidos através da obtenção do Nusselt médio. Foi verificado que, para $K > 1$, a introdução dos blocos aumentou o coeficiente de transferência de calor especialmente para os

casos nos quais Ra era baixo. De modo alternativo, a redução do valor de K resultou no aumento do \overline{Nu} para altos valores de Ra . De Lai *et al.* (2011) estenderam o escopo do estudo e constataram que, em geral, a redução da fração volumétrica ocasionou um incremento no \overline{Nu} .

A influência da morfologia do constituinte sólido do meio poroso foi analisada por Braga e de Lemos (2005), os quais simularam numericamente a convecção natural em regime laminar em uma cavidade quadrada modelando o domínio sólido como blocos quadrados, e, em seguida, substituindo-os por cilindros. Os resultados obtidos para \overline{Nu} foram semelhantes tanto para os obstáculos circulares quanto para os quadrados, mas estes propiciaram uma leve intensificação na transferência de calor em razão do descolamento da esteira em seus vértices.

Correções para as correlações de Berkovsky-Polevikov, originalmente proposta para uma cavidade limpa, foram feitas por Hongtao *et al.* (2012) para uma cavidade heterogênea com número de blocos variando entre $1 \leq N \leq 36$ e $10^5 \leq Ra \leq 10^8$. O erro entre o \overline{Nu} calculado pela correlação e o numérico diminuiu à medida com o aumento de Ra e N diminuiu devido à não obstrução da pluma.

Junqueira *et al.* (2013) investigaram a variação do K , do número de blocos e da razão de aspecto da cavidade para diferentes números de Rayleigh. A relação do \overline{Nu} com as tais variáveis não é trivial e não foi possível estabelecer uma tendência.

A influência da razão de aspecto da cavidade foi investigada por Lage *et al.* (2015). Para a cavidade retangular (cavidade baixa), o escoamento pode sofrer o efeito da canalização caso os blocos interfiram com a pluma. Para a cavidade alta, a interferência na camada limite ocorre para um número menor de blocos. Uma correlação para prever a interferência na camada limite em função do Ra , da fração volumétrica, do número de blocos e da razão de aspecto é proposta e numericamente verificada.

2.4 Convecção mista em cavidade heterogênea

Oztop *et al.* (2009) realizaram um estudo numérico em uma cavidade a fim de avaliar a influência do posicionamento de um cilindro adiabático no seu interior. A locação na proximidade do topo deslizante, que era mantido a uma temperatura inferior à da base, resultou no maior \overline{Nu} . Na sequência, Khanafer e Aithal (2013) desenvolveram um trabalho semelhante considerando um cilindro isotérmico. Foi observado que a introdução do cilindro ao centro da cavidade propiciou uma condição mais favorável à troca térmica do que o respectivo adiabático. Contudo, o maior \overline{Nu} foi encontrado posicionando o obstáculo nas adjacências da base da cavidade.

Resultados nos quais a morfologia do constituinte sólido foi substituída por um bloco isotérmico mantido a uma temperatura superior às das paredes da cavidade foram obtidos por Islam *et al.* (2013). O estudo numérico levou em consideração a variação do tamanho de um bloco, posicionado de forma centralizada ou excêntrica numa cavidade com topo deslizante. Interessantemente, a variação do \overline{Nu} com o Ri tornou-se menos sensível à medida que a dimensão do bloco aumentou.

Poletto *et al.* (2015) simularam numericamente a convecção em uma cavidade com topo deslizante submetida a uma condição gravitacionalmente estável visando estudar a influência da introdução de um bloco sólido condutor de calor em seu interior. Dois efeitos principais foram observados. Primeiramente, para uma condição de predominância da convecção (ausência de fluido quiescente), a introdução do bloco aumentou o \overline{Nu} para a situação em que o bloco não está em contato com a camada limite viscosa. Na ocorrência de interferência, o escoamento é drasticamente obstruído refletindo em mitigação da transferência de calor. Finalmente, a inserção do bloco em uma condição condutiva, na qual existe fluido estagnado próximo à base da cavidade, prejudicou a transferência de calor pelo fato de restringir a região de convecção, situada entre o fluido estagnado e o topo deslizante. Contudo, caso o bloco seja largo o suficiente, a circulação de fluido pode ser confinada em um canal tão pequeno que o fluido tende a movimentar-se ao redor do bloco,

restabelecendo o transporte convectivo de calor, em um fenômeno aqui denominado estreitamento (*squeezing effect*). Adicionalmente, foram avaliados os efeitos da variação do K que se mostraram mais influentes sobre o \overline{Nu} para os casos nos quais o fluido encontra-se estagnado.

Recentemente, Normandia (2016) estendeu o trabalho de Cheng (2011) introduzindo blocos condutores de calor uniformemente distribuídos no interior da cavidade. Foram analisados os efeitos da variação da fração volumétrica e do número de blocos sobre a formação das duas grandes circulações de fluido que surgem mediante o incremento simultâneo do Gr e do Re para Ri constante. A estratificação do escoamento é reflexo da bifurcação de Hopf da energia cinética, que tende a buscar uma forma energeticamente mais estável do fenômeno. Essa bifurcação não é suficiente para reduzir o \overline{Nu} , no entanto limita o aumento de transferência de calor.

2.5 Síntese do capítulo

Com base na revisão bibliográfica apresentada, evidencia-se o fato de que a convecção em cavidade heterogênea é um tópico de interesse a uma diversidade de pesquisadores devido às amplas aplicações em engenharia. Contudo, os estudos acerca do assunto ainda são escassos, especialmente no âmbito de analisar a influência da morfologia do domínio sólido sobre a troca térmica.

Sendo assim, no presente trabalho propõe-se simular numericamente a convecção em uma cavidade quadrada preenchida com blocos sólidos, fixos, rígidos, igualmente espaçados e condutores de calor. São analisados os efeitos da variação da fração volumétrica φ e do número de blocos N sobre a convecção. Além disso, também é estudado o efeito da variação de parâmetros do escoamento, o Gr e o Re .

Basicamente são considerados quatro valores de fração volumétrica, para os quais são concebidas cinco configurações distintas de cavidade contendo N blocos cada. Para cada cavidade, são simulados três valores de

Gr , e respectivos dois Re . Logo, em cada configuração, são considerados três intervalos de Ri baseados em três valores distintos de Gr . O intervalo de variáveis simuladas nesse problema está resumido na Tabela 5.1.

3 MODELAGEM MATEMÁTICA

Neste capítulo é apresentada a geometria do problema e as condições de contorno consideradas. As hipóteses são discutidas e aplicadas nas equações de balanço de massa, da quantidade de movimento e da energia. As equações de balanço também são apresentadas na forma adimensional.

3.1 Geometria e condições de contorno

A geometria do problema é apresentada na Figura 3.1. A cavidade quadrada de dimensão H possui sua origem no canto inferior esquerdo, onde é situado um sistema cartesiano de coordenadas. A superfície inferior está sobre o eixo x , enquanto que a parede lateral esquerda está sobre o eixo y . No eixo y , o sentido positivo está para cima, enquanto que no eixo x o sentido positivo está para a direita. Adicionalmente, os componentes da velocidade u e v encontram-se sobre os eixos x e y , respectivamente.

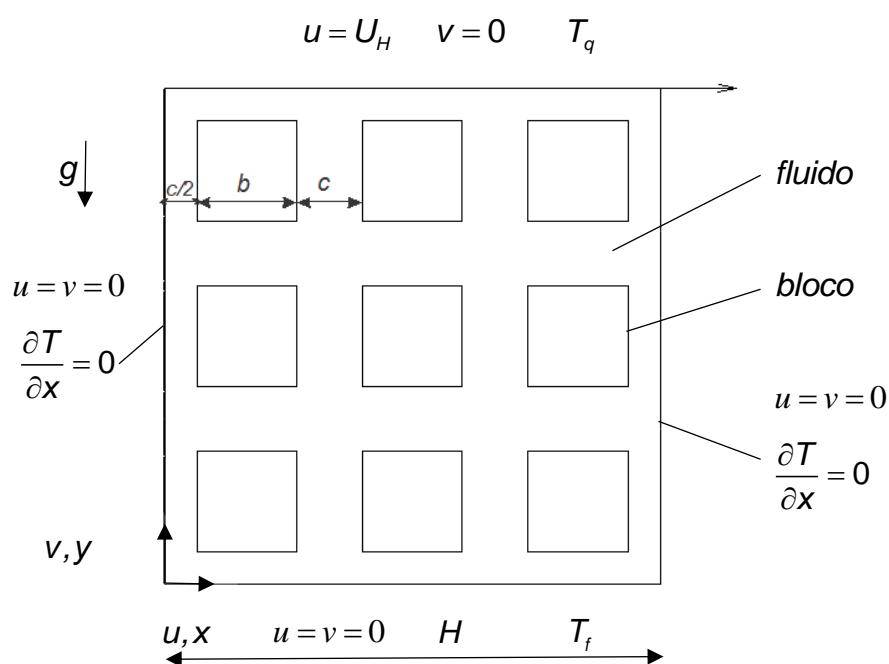


Figura 3.1 – Geometria e condições de contorno do problema.

Blocos sólidos quadrados, rígidos, fixos e condutores de calor de lado b estão igualmente distribuídos no interior da cavidade com uma distância c entre suas superfícies e $c/2$ entre as suas respectivas superfícies e as paredes da cavidade. Os blocos encontram-se imersos em uma cavidade saturada por fluido com fração volumétrica representada conforme a Equação (3.1).

$$\varphi = \frac{\text{Volume fluido}}{\text{Volume total}} = \frac{H^2 - Nb^2}{H^2} = 1 - N \left(\frac{b}{H} \right)^2 \quad (3.1)$$

A superfície inferior da cavidade é mantida a temperatura T_f , enquanto que a superfície superior está a T_q , sendo $T_q > T_f$. As paredes laterais são adiabáticas, $\partial T / \partial x = 0$. A força gravitacional atua exclusivamente na direção vertical em sentido negativo, caracterizando o problema como gravitacionalmente estável. Na superfície superior da cavidade é prescrita a velocidade constante U_H ao longo do eixo x em sentido positivo.

3.2 Equações de balanço para o meio contínuo

Conforme é discutido na Seção 1.1, o meio poroso é modelado na escala dos poros, sendo possível identificar a interface sólido-fluido. Portanto, é possível aplicar as equações de balanço de massa, de quantidade de movimento e de energia separadamente em cada constituinte e, na sequência, acoplá-las através de condições de contorno nas superfícies dos blocos. Assim, as propriedades de cada constituinte são atribuídas a uma equação contínua apropriada para o processo de transferência de calor. As devidas interações entre os constituintes são tomadas ao longo da interface sólido-fluido (MERRIKH e LAGE, 2005).

Hipoteticamente o escoamento é considerado como bidimensional, laminar, em regime permanente, de propriedades constantes, sendo o fluido

newtoniano. A transferência de calor por radiação e a dissipação viscosa são desconsideradas para fins de cálculo. A dissipação viscosa é desconsiderada, pois o fluido é newtoniano e os valores da velocidade são baixos.

Para o fluido, as equações a seguir são apresentadas:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (3.2)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (3.3)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = \rho \beta g (T - T_f) - \frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (3.4)$$

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (3.5)$$

A Equação (3.2) é o balanço de massa; as Equações (3.3) e (3.4) referem-se às equações de conservação da quantidade de movimento nas direções x e y , respectivamente, e, por fim, a Equação (3.5) à equação da conservação da energia.

Nas equações (3.2) - (3.5) a massa específica do fluido é denotada por ρ_f , pressão por p , a viscosidade dinâmica por μ , o coeficiente isobárico de expansão volumétrica por β , a temperatura por T e a difusividade térmica do fluido por α .

As forças de empuxo são consequência da variação da massa específica do fluido devido à diferença de temperatura. No entanto, as propriedades do fluido são supostamente constantes, o que necessariamente

faz com que o escoamento seja incompressível. Portanto, na Equação (3.4) é utilizado um termo fonte para contabilizar os efeitos das forças de empuxo sobre o escoamento. A aproximação de Boussinesq-Oberbeck é denotada como forma de acoplar o campo de temperaturas com o de velocidades (BEJAN, 2013):

$$\rho - \rho_f = \rho\beta g(T - T_f) \quad (3.6)$$

sendo ρ_f e ρ as massas específicas de referência às temperaturas T_f e T , respectivamente.

As propriedades dos blocos sólidos são consideradas constantes, sendo possível utilizar a equação da difusão de calor bidimensional, em regime permanente.

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = 0 \quad (3.7)$$

É desejável reduzir o número de variáveis das Equações (3.2) - (3.5) e a (3.7), reescrevendo-as na forma adimensional, conforme sugerido por Iwatsu *et al.* (1993) e Islam *et al.* (2012). O comprimento H é utilizado para a adimensionalização de grandezas espaciais, uma vez que $0 \leq |x| \leq H$ e $0 \leq |y| \leq H$. Desta forma, as variáveis adimensionais X e Y nas direções x e y são definidas.

$$X = \frac{x}{H} \quad (3.8)$$

$$Y = \frac{y}{H} \quad (3.9)$$

Os componentes adimensionais da velocidade, U e V , são obtidos através da divisão com a velocidade do topo deslizante U_H , já que $0 \leq |u| \leq U_H$ e $0 \leq |v| \leq U_H$ e, conseqüentemente, $0 \leq U \leq 1$ e $0 \leq V \leq 1$.

$$U = \frac{u}{U_H} \quad (3.10)$$

$$V = \frac{v}{U_H} \quad (3.11)$$

A temperatura é adimensionalizada tomando-se como referência a variação de temperaturas $\Delta T = T_q - T_f$, uma vez que $0 \leq \theta \leq 1$.

$$\theta = \frac{T - T_f}{T_q - T_f} \quad (3.12)$$

Por fim, o dobro da pressão dinâmica ρU_H^2 é utilizada como referência para adimensionalizar a pressão.

$$P = \frac{p}{\rho U_H^2} \quad (3.13)$$

Substituindo-se as Equações (3.8) – (3.13) nas equações de balanço (3.2) - (3.7) pode-se obter as equações na forma adimensional:

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial U}{\partial Y} = 0 \quad (3.14)$$

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right) \quad (3.15)$$

$$U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = Ri\theta - \frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right) \quad (3.16)$$

$$U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \frac{1}{RePr} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \right) \quad (3.17)$$

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} = 0 \quad (3.18)$$

Nas Equações (3.15) - (3.17), surgem os parâmetros adimensionais números de Prandtl Pr , de Richardson Ri e de Reynolds Re , definidos em função das propriedades do fluido conforme as equações abaixo.

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha} \quad (3.19)$$

$$Re = \frac{HU_H}{\nu} \quad (3.20)$$

$$Gr = \frac{H^3 g \beta (T_q - T_f)}{\nu^2} \quad (3.21)$$

$$Ri = \frac{Gr}{Re^2} \quad (3.22)$$

Notavelmente, o Ri representa a importância relativa da convecção natural sobre a forçada. No entanto, essa definição é superficial e não aplicável à natureza do presente problema, uma vez que as forças de empuxo agem no sentido de mitigar, e não de promover o escoamento.

Para $Ri \ll 1$, a inércia se sobressai sobre as forças de empuxo, havendo predominância da convecção forçada. Para $Ri \gg 1$, há predominância das forças de empuxo, resultando na estagnação do fluido no interior da cavidade. Para o caso em que $Ri \approx 1$, as forças de empuxo e de inércia são de intensidades semelhantes, sendo assim é observado um fenômeno competitivo sobre a transferência de calor.

3.3 Condições de contorno

Na Figura 3.2 é mostrada a cavidade na forma adimensional com os comprimentos B e C referentes às variáveis b , que representa o tamanho dos blocos e c a distância entre eles, respectivamente.

$$B = \frac{b}{H} \quad (3.23)$$

$$C = \frac{c}{H} \quad (3.24)$$

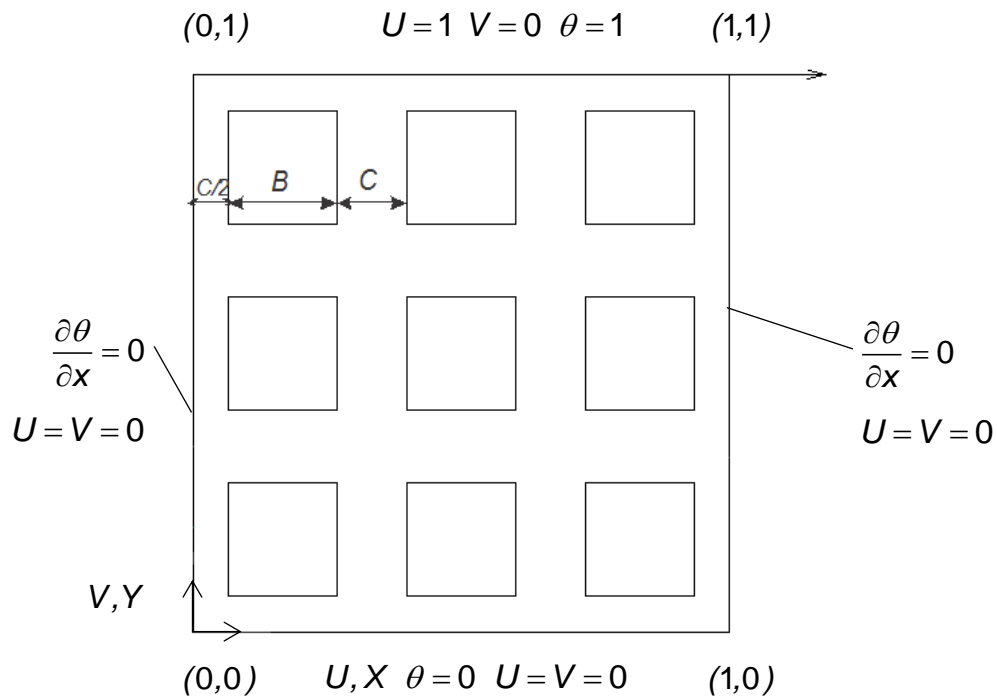


Figura 3.2 – Geometria e condições de contorno na forma adimensional.

Obedecendo à condição de não escorregamento nas paredes, os componentes da velocidade nas paredes laterais e inferior da cavidade são nulos, enquanto que na superfície superior, o componente U é igual a um e o componente V é zero.

$$U = U_H; V = 0 \text{ para } Y = 1 \quad (3.25)$$

$$U = V = 0 \text{ para } X = 0; X = 1; Y = 0 \quad (3.26)$$

Para a temperatura, as paredes laterais são adiabáticas, na superfície inferior tem-se $\theta = 0$ e no topo deslizante $\theta = 1$.

$$\theta = 1 \text{ para } Y = 1 \quad (3.27)$$

$$\theta = 0 \text{ para } Y = 0 \quad (3.28)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial X} = 0 \text{ para } X = 0 \text{ e } X = 1 \quad (3.29)$$

A Equação (3.18) referente à difusão nos blocos é solucionada havendo duas condições de contorno em cada superfície dos blocos. As temperaturas tanto no domínio sólido quanto no fluido devem ser iguais, conforme é mostrado na Figura 3.3,

$$\begin{array}{ccc}
 \frac{\partial \theta_f}{\partial Y} = K \frac{\partial \theta_s}{\partial Y} & & \\
 \theta_s = \theta_{\text{fluido}} & & \\
 U = V = 0 & & \\
 \\
 \frac{\partial \theta_f}{\partial X} = K \frac{\partial \theta_s}{\partial X} & \square & \frac{\partial \theta_f}{\partial X} = K \frac{\partial \theta_s}{\partial X} \\
 \theta_s = \theta_{\text{fluido}} & & \theta_s = \theta_{\text{fluido}} \\
 U = V = 0 & & U = V = 0 \\
 \\
 \frac{\partial \theta_f}{\partial Y} = K \frac{\partial \theta_s}{\partial Y} & & \\
 \theta_s = \theta_{\text{fluido}} & & \\
 U = V = 0 & &
 \end{array}$$

Figura 3.3 – Condições de contorno nas superfícies do bloco.

$$\theta_s = \theta_{\text{fluido}} \text{ nas superfícies dos blocos} \quad (3.30)$$

onde os subscritos *s* e *fluido* indicam sólido e fluido, respectivamente. A fim de não violar a lei da conservação da energia, o fluxo térmico normal às superfícies dos blocos deve ser igual em ambos os constituintes. A Equação

(3.31) é definida para as superfícies verticais e a Equação (3.32) para as superfícies horizontais:

$$\frac{\partial \theta_{\text{fluido}}}{\partial X} = K \frac{\partial \theta_s}{\partial X} \text{ nas superfícies verticais dos blocos} \quad (3.31)$$

$$\frac{\partial \theta_{\text{fluido}}}{\partial Y} = K \frac{\partial \theta_s}{\partial Y} \text{ nas superfícies horizontais dos blocos} \quad (3.32)$$

O termo K nas Equações (3.31) e (3.32) corresponde à relação de condutividade térmica entre o sólido e o fluido, sendo definido como:

$$K = \frac{k_s}{k_{\text{fluido}}} \quad (3.33)$$

sendo que k_s é a condutividade térmica do sólido e k_{fluido} é a condutividade térmica do fluido.

3.4 Ferramentas de análise

Uma importante ferramenta para análise dos resultados são os perfis de temperatura, pois com eles é possível visualizar os gradientes térmicos no interior da cavidade. São utilizadas dezenove isotermas em cada resultado, sendo o intervalo de temperatura entre as mesmas igual a 0,05.

Através do número de Nusselt (Nu), é possível quantificar a intensidade da transferência de calor, sendo o Nu calculado sobre as superfícies $Y = 0$ e $Y = 1$.

$$Nu = -\frac{\partial \theta}{\partial Y} \Big|_{Y=1} \quad (3.34)$$

$$Nu = -\frac{\partial \theta}{\partial Y} \Big|_{Y=0} \quad (3.35)$$

O Nu está relacionado com o fluxo térmico q'' local através da relação $q'' = h(T_q - T_f)$, sendo h o coeficiente de transferência de calor.

Além disso, pode-se calcular o número de Nusselt médio, \overline{Nu} na superfície superior a partir da ponderação do h sobre a superfície $Y = 1$.

$$\overline{h} = \frac{1}{H} \int_0^H h dx \quad (3.36)$$

podendo-se desta forma estimar \overline{Nu} .

$$\overline{Nu} = \frac{\overline{h}H}{k_f} \quad (3.37)$$

Com o valor do coeficiente de transferência de calor médio \overline{h} , calcula-se o fluxo de calor sobre a superfície superior q''_{0-L} , utilizando-se também a diferença de temperaturas $\Delta T = T_q - T_f$, conforme Equação (3.38):

$$q''_{0-L} = \overline{h}(T_q - T_f) \quad (3.38)$$

Uma outra importante ferramenta na avaliação de resultados são as linhas de corrente que permitem analisar o campo de velocidade.

$$\Psi = \int_0^1 U dY = - \int_0^1 V dX \quad (3.39)$$

3.5 Síntese do capítulo

Ao longo deste capítulo, são apresentadas as equações de conservação na forma dimensional separadamente para o domínio fluido, Equações (3.2) - (3.5) e para o domínio sólido, Equação (3.7). As equações satisfazem as hipóteses de escoamento bidimensional, em regime permanente, laminar, de fluido newtoniano e de propriedades constantes. Em seguida, é realizada a adimensionalização resultando nas Equações (3.14) - (3.18). As condições de contorno correspondem à velocidade nula $U=V=0$ nas paredes laterais e inferior da cavidade, e $U=1$ e $V=0$ na superfície superior. É prescrita a temperatura $\theta=1$ no topo deslizante e $\theta=0$ na base, sendo as paredes laterais adiabáticas. Nas superfícies dos blocos sólidos, deve existir a igualdade de temperaturas e de fluxos de calor entre os constituintes fluido e sólido, ou seja, $\theta_{fluido} = \theta_s$ e $q_s'' = q_{fluido}''$. São apresentadas as ferramentas de análise de transferência de calor: número de Nusselt, isothermas e linhas de corrente.

4 MODELAGEM NUMÉRICA

Neste capítulo é discutida a metodologia numérica utilizada para a resolução das Equações (3.14) - (3.18). Inicialmente é apresentada uma forma discreta de uma equação geral de transporte a fim de que as particularidades do método dos volumes finitos, tais como o acoplamento pressão-velocidade e os mecanismos de interpolação, sejam devidamente esclarecidas para o trabalho em questão. São utilizados os programas computacionais ANSYS ICEM®, para a construção das malhas, e o ANSYS FLUENT® para as simulações.

4.1 Discretização do domínio computacional

As Equações de balanço apresentadas na Seção 3.2, possuem termos diferenciais parciais não. Sendo assim, uma solução numérica através do método dos volumes finitos é procurada, haja vista que ainda hoje é desconhecida uma solução analítica para as Equações (3.14) - (3.18).

O domínio computacional pode ser dividido em volumes de controle, conforme é mostrado na Figura 4.1.

O nó denotado pela letra P é delimitado por outros quatro nós situados ao norte (N) a uma distância δx_{PN} , ao sul (S) a uma distância δx_{SP} , ao leste (E) situado a δx_{PE} e ao oeste (W) a δx_{WP} . A região hachurada representa um volume de controle centrado em P definido pelas superfícies de controle n , ao norte, w ao oeste, s a sul e e a leste, sendo as dimensões características Δx e Δy .

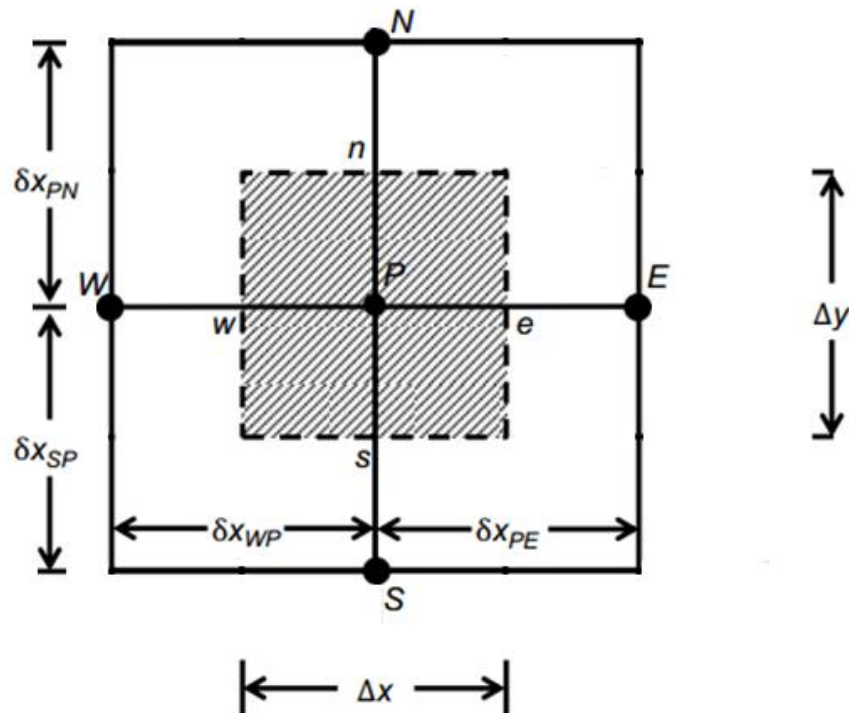


Figura 4.1 - Divisão do domínio de estudo em volumes de controle discretos.

No volume de controle hachurado da Figura 4.1, pode-se aplicar uma equação geral de transporte para uma propriedade qualquer Φ (PATANKAR, 1980).

$$\underbrace{\frac{\partial(\rho\Phi)}{\partial t}}_{(1)} + \underbrace{\nabla \cdot (\rho\Phi\vec{V})}_{(2)} = \underbrace{\nabla \cdot (\Gamma_\Phi \nabla\Phi)}_{(3)} + \underbrace{S_\Phi}_{(4)} \quad (4.1)$$

O termo (1) na Equação (4.1) corresponde à variação temporal de Φ no interior do volume de controle, enquanto que o termo (2) representa o transporte advectivo de Φ através das superfícies de controle. O termo (3) refere-se ao transporte difusivo nas superfícies de controle com um coeficiente de difusão Γ_Φ e, finalmente, o termo (4) é a taxa de variação volumétrica de Φ devido a um termo fonte S_Φ . A Equação (4.1) pode se tornar a equação de balanço de massa, de quantidade de movimento ou da energia dependendo

das propriedades atribuídas para Φ , Γ_Φ e S_Φ , conforme é demonstrado na Tabela 4.1.

Tabela 4.1: Coeficientes da equação geral de transporte (Equação 4.1)

Eq. de conservação da(o):	Φ	Γ_Φ	S_Φ
massa	1	0	0
quantidade de movimento	\vec{V}	μ	$-\nabla p - \rho_f \vec{g} \beta (T - T_f)$
balanço de energia	T	k	0

Para solucionar a Equação (4.1), inicialmente necessita-se dividir o domínio de estudo (constituente fluido e sólido no interior da cavidade) em pontos discretos denominados nós.

A Equação (4.1) é integrada no volume de controle sombreado da Figura 4.1 transformando as integrais de volume de controle através do teorema da divergência de Gauss (VERSTEEG e MALALASEKERA, 1995). Aplicando as hipóteses da Seção 3.2 pode-se escrever a equação como:

$$\int_A (\rho \Phi \vec{v}) \cdot \vec{n} dA = \int_A (\Gamma_\Phi \nabla \Phi) \cdot \vec{n} dA + \int_{VC} S_\Phi dV \quad (4.2)$$

$$\begin{aligned} & (\rho_f u \Phi)_e - (\rho_f u \Phi)_w + (\rho_f v \Phi)_n - (\rho_f v \Phi)_s = \\ & + \left(\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)_e - \left(\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)_w + \left(\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)_n + \left(\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)_s + (S_C + S_P \Phi_P) \Delta x \Delta y \end{aligned} \quad (4.3)$$

O método dos volumes finitos consiste, basicamente, em escrever a Equação (4.3), concebida para o volume de controle centrado no ponto P da Figura 4.1, em função de valores discretos da propriedade Φ situados em volumes de controle adjacentes. A forma escolhida para calcular os gradientes

e os valores da velocidade é fundamental para que a solução do problema torne a convergir e seja estável.

Os gradientes da Equação (4.3) avaliados na superfície de controle são definidos com base em uma variação linear da propriedade Φ no ponto P e no centro do volume de controle da direção adjacente.

$$\left(\frac{\partial\Phi}{\partial x}\right)_e \approx \frac{\Phi_E - \Phi_P}{\delta x_{PE}} \quad \left(\frac{\partial\Phi}{\partial x}\right)_w \approx \frac{\Phi_P - \Phi_W}{\delta x_{WP}} \quad (4.4)$$

$$\left(\frac{\partial\Phi}{\partial y}\right)_s \approx \frac{\Phi_P - \Phi_S}{\delta x_{SP}} \quad \left(\frac{\partial\Phi}{\partial y}\right)_n \approx \frac{\Phi_N - \Phi_P}{\delta x_{PN}} \quad (4.5)$$

Os valores de Φ nos termos advectivos avaliados nas superfícies do volume de controle devem ser cuidadosamente calculados contabilizando a mudança na direção do escoamento. O método QUICK realiza a interpolação quadrática ponderada e é sensível às variações abruptas de direção (VERSTEEG e MALALASEKERA, 1995). Através desta ferramenta, calcula-se por meio de interpolação os valores da temperatura e da velocidade, resultando, conseqüentemente, em valores para o campo de pressão. No entanto, as equações da quantidade de movimento não representam de forma adequada a influência do campo de pressão na forma discreta. Assim, para contornar essa dificuldade, é utilizada uma malha deslocada nos nós centrados do volume de controle descrito anteriormente, realizando-se, portanto, o cálculo da pressão (POLETTI, 2015).

$$\Phi_e = \frac{6}{8}\Phi_P + \frac{3}{8}\Phi_E - \frac{1}{8}\Phi_W \quad \Phi_w = \frac{6}{8}\Phi_W + \frac{3}{8}\Phi_P - \frac{1}{8}\Phi_{WW} \quad (4.6)$$

$$\Phi_n = \frac{6}{8}\Phi_N + \frac{3}{8}\Phi_P - \frac{1}{8}\Phi_{NN} \quad \Phi_s = \frac{6}{8}\Phi_P + \frac{3}{8}\Phi_S - \frac{1}{8}\Phi_N \quad (4.7)$$

Nas Equações (4.6) e (4.7), Φ_{WW} e Φ_{NN} representam valores em um volume de controle à oeste de W e ao norte de N, respectivamente. As Equações (4.4) a (4.7) são substituídas em (4.3) e o valor de Φ_p é escrito em função dos valores de Φ_p nos volumes de controle vizinhos. Contudo, é evidente que o efeito da pressão não é incorporado às equações discretizadas. Esse dilema é contornado utilizando um acoplamento pressão-velocidade adequado.

4.2 Acoplamento pressão – velocidade

A pressão é calculada em nós de uma malha deslocada (*staggered grid*) em relação aos nós empregados para o cálculo dos componentes da velocidade e da temperatura. A discretização da pressão é realizada utilizando a metodologia PRESTO! (VERSTEEG e MALALASEKERA, 1995).

Através do acoplamento pressão-velocidade, é possível obter valores para o campo de velocidade em função do campo de pressão. Neste trabalho é utilizado o acoplamento SIMPLE, que consiste em arbitrar os valores da pressão e calcular o respectivo campo de velocidade. O processo é repetido recursivamente até que a equação de balanço de massa seja satisfeita.

4.3 Critérios de convergência

Neste trabalho, considera-se que a solução do problema convergiu quando há a estabilização do resíduo dos componentes da velocidade ($\Phi = u, \Phi = v$), da temperatura ($\Phi = T$) e da pressão. O resíduo corresponde à uma medida relativa da variação da soma do valor da propriedade Φ em todos os nós do domínio computacional entre duas iterações, conforme representado pela expressão a seguir:

$$R^{\Phi} = \frac{\sum_P |\sum_{nb} a_{nb} \Phi_{nb} + S_c - a_p \Phi_p|}{\sum_P |a_p \Phi_p|} \quad (4.8)$$

onde a_{nb} é a influência dos elementos vizinhos e a_p o coeficiente central (ANSYS®, 2012).

4.4 Síntese do capítulo

Neste capítulo, foi abordado o método dos volumes finitos, utilizado para buscar uma solução para as equações apresentadas no Capítulo 3. Diante disso, são empregados os métodos QUICK para o tratamento dos termos advectivos, PRESTO! para o cálculo dos gradientes de pressão e SIMPLE para o acoplamento do campo de pressão e de velocidades.

5 RESULTADOS

No presente estudo, a transferência de calor por convecção em uma cavidade com o topo deslizante é simulada numericamente a fim de analisar a influência do meio poroso heterogêneo sobre o processo convectivo. São estudadas as variações dos números de Grashof e de Reynolds, além da variação da fração volumétrica e do número de blocos.

5.1 Parâmetros do problema

Com base na revisão bibliográfica realizada no Capítulo 2 e nas hipóteses descritas na Seção 3.2, os parâmetros do problema são apresentados na Tabela 5.1. As variáveis são limitadas a valores que caracterizam o escoamento como estritamente laminar, isto é, para $Gr < 10^7$ e $Re < 2500$ (GHIA ET AL. 1985). O número de Prandtl e a razão de condutividade térmica sólido-fluido são unitários. São considerados quatro valores para a fração volumétrica para os quais são simuladas cinco configurações de cavidade com N blocos cada.

Tabela 5.1: Sumário dos parâmetros do problema

Variável	Valores
Re	1000; 2500
Gr	10^5 ; 10^6 ; 10^7
N	0; 1; 4; 25; 64
φ	0,19; 0,36; 0,64; 0,91
Pr	1
K	1

Na sequência é apresentada a reprodução de alguns resultados da literatura para a convecção em cavidade, com o objetivo de verificação do código computacional e análise dos resultados envolvendo o problema.

5.2 Resultados de verificação

Segundo Poletto *et al.* (2016), há dois padrões distintos de transferência de calor: o convectivo e o condutivo, os quais são quantificados por uma correlação conforme Equação (5.1).

$$\frac{H_{flow}}{L} \approx \frac{Re^2}{Gr} \Leftrightarrow \frac{H_{flow}}{L} \approx \frac{1}{Ri} \quad (5.1)$$

Nesse caso, para $H_{flow}/L \geq 1$ a convecção é predominante no transporte de calor, enquanto que para $H_{flow}/L < 1$ há fluido estagnado no interior da cavidade e, conseqüentemente, $\overline{Nu} \approx 1$.

No trabalho de Poletto (2015), o topo deslizante apresenta temperatura superior em relação à base da cavidade e as paredes laterais são adiabáticas, tratando-se, portanto, de uma configuração gravitacionalmente estável. O Re foi mantido constante enquanto variou-se o Gr e o tamanho do bloco, conforme Figura 5.1 a seguir.

Na Figura 5.1, nota-se que, para $Re = 1000$ e $Gr = 10^5$, o estreitamento do canal provoca a desestagnação do fluido na cavidade, o que ocasiona o aumento do \overline{Nu} . No entanto, para $B = 0,9$ ($\varphi = 0,19$), o \overline{Nu} diminui devido à interferência excessiva do obstáculo no escoamento, fato que prejudica a transferência de calor. É observada a estratificação das isothermas no fundo da cavidade para $Gr = 10^6$ e $Gr = 10^7$, resultando em $Ri = 1$ e $Ri = 10$, respectivamente. Desta forma, a transferência de calor ocorre majoritariamente por condução, como também pode ser constatado devido à magnitude do valor de \overline{Nu} obtido.

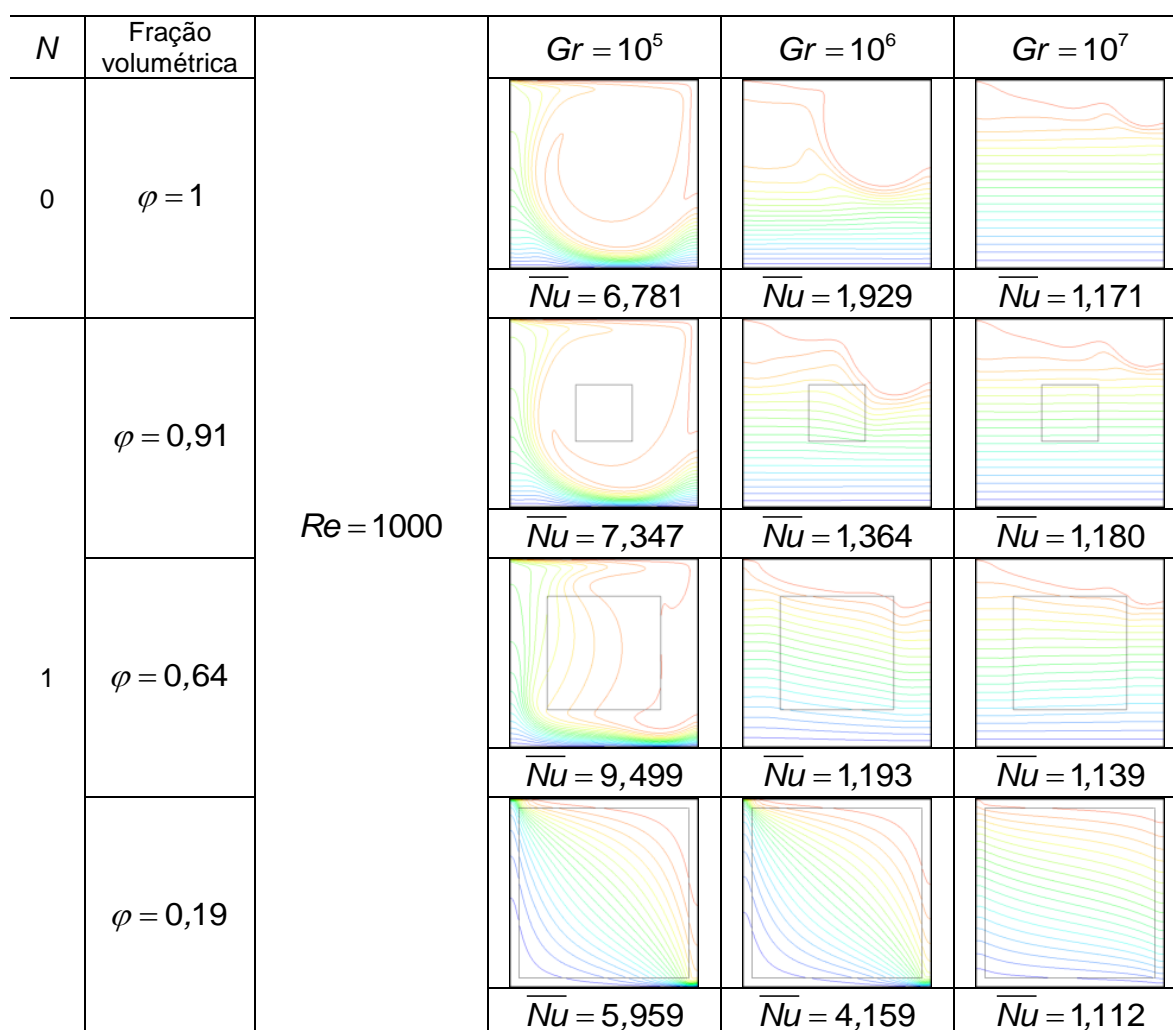


Figura 5.1 – Resultados de verificação para uma cavidade com o topo deslizante preenchida com um bloco sólido e condutor de calor para $Re = 1000$.

A Tabela 5.2 a seguir compara os resultados do presente trabalho com os de Poletto (2015).

Tabela 5.2: Comparação do \overline{Nu} do presente trabalho com o de Poletto (2015)

N	Fração volumétrica	[Presente trabalho]			Poletto (2015)		
		$Gr = 10^5$	$Gr = 10^6$	$Gr = 10^7$	$Gr = 10^5$	$Gr = 10^6$	$Gr = 10^7$
0	$\varphi = 0$	6,781	1,929	1,171	6,67	1,76	1,18
	$\varphi = 0,3$	7,347	1,364	1,180	7,33	1,36	1,17
1	$\varphi = 0,6$	9,499	1,193	1,139	9,48	1,19	1,14
	$\varphi = 0,9$	5,959	4,159	1,112	5,95	4,16	1,10

O teste de malha é realizado com o objetivo de determinar a quantidade mínima de volumes de controle necessários para pouco custo computacional e para obter excelentes resultados numéricos. O custo computacional está atrelado ao tempo de simulação, que, no presente trabalho, o tempo máximo está estipulado em seis horas por simulação. Via de regra, a maior complicação é o cálculo dos gradientes nas proximidades das paredes. Com isso, a criticidade é aumentada à medida que as camadas limites térmicas e viscosas tornam-se menos espessas. Adicionalmente, conforme é discutido por Poletto (2015), uma complicação de natureza numérica é observada quando $Ri = 1$. Logo, o caso crítico é determinado como sendo $Re = 2500$ e $Gr = 6,25 \times 10^6$. Em termos de geometria, a cavidade contendo $N = 64$ blocos e fração volumétrica $\varphi = 0,19$ é escolhida para o teste de malha, pois o canal $c/2$ descrito no Capítulo 3 é muito estreito e requer um número suficiente de volumes de controle para assegurar o cálculo dos gradientes nas camadas limites.

Os resultados em termos do número de Nusselt local calculado no topo deslizante são apresentados para três malhas de diferentes tamanhos na Figura 5.2. Apenas o intervalo $0 \leq X \leq 0,3$ é mostrado, pois, para $X > 0,3$, tem-se $Nu \rightarrow 1$. Inicialmente, nota-se que a curva da malha uniforme de 72×72 volumes de controle não coincide geometricamente com as demais, indicando que esse tamanho de malha é inadequado para o presente trabalho. Por outro lado, os resultados das malhas de 144×144 e 246×246 são próximos entre si, diferindo apenas para a região próxima da borda ($X \approx 0$). Apesar do \overline{Nu} máximo da malha de 246×246 volumes de controle ser ligeiramente superior ao de 144×144 , observa-se que para este caso tem-se $\overline{Nu} = 1,669$ e para o caso de 246×246 , tem-se $\overline{Nu} = 1,676$, sendo o erro quadrático relativo entre os valores médios do Nusselt de apenas 0,002%. Logo, a malha uniforme de 144×144 volumes é a escolhida para ser utilizada em todas as simulações pelo fato de apresentar um erro pequeno em relação à de 246×246 e ser computacionalmente menos custosa.

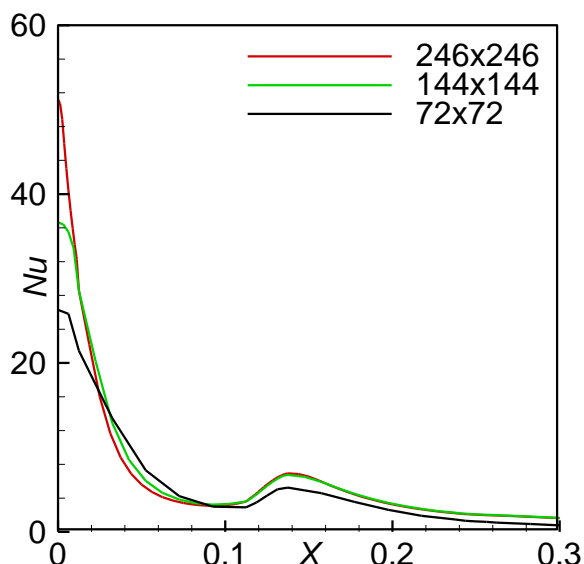


Figura 5.2 – Comparação dos resultados do Nu calculados a partir de diferentes malhas.

Na sequência, é discutida a influência da variação da fração volumétrica, isto é, do tamanho dos obstáculos sólidos.

5.3 Efeito da variação da fração volumétrica

Nesta seção, é estudado o efeito da introdução de obstruções sólidas sobre a convecção. Na Figura 5.3, a variação da fração volumétrica é investigada aumentando-se os blocos, mas com número de blocos constante, conforme é representado pela Equação (3.1). Inicialmente os resultados são apresentados para $H_{flow}/L \geq 1$, ou seja, situações predominantemente convectivas.

Para $N=1$, Figura 5.3, é observado para todos os valores de Re e Gr considerados que conforme o tamanho do bloco é aumentado (ou diminui a fração volumétrica), o \overline{Nu} também aumenta até $\varphi = 0,36$, e depois volta a diminuir. Tal comportamento é explicado pelo fato de que blocos menores não interferem na camada limite cinética. Contudo, havendo interferência da camada limite para blocos maiores, o valor de Ψ diminui drasticamente,

conforme pode ser observado na Figura 5.4, ocasionando a mitigação da transferência de calor, como pode ser notado pela redução do \overline{Nu} .

Apesar da introdução do bloco aparentar um efeito de intensificação da convecção devido ao aumento do \overline{Nu} , tal afirmação é errônea porque claramente a redução de φ implica a redução de Ψ . Tal paradoxo pode ser justificado pelo fato de que a obstrução sólida age como um obstáculo à condução horizontal do calor. O fluido aquecido devido ao contato com o topo deslizante escoar em direção à base da cavidade paralelamente à parede lateral direita. Simultaneamente, o fluido resfriado devido ao contato com a base da cavidade ascende em direção ao topo escoando ao longo da parede lateral esquerda. A diferença de temperaturas entre os jatos de fluido ascendente e descendente estabelece um potencial à condução de calor na horizontal que é um fenômeno mitigatório, uma vez que tende a uniformizar o campo de temperaturas e, com isso, reduzir o valor dos gradientes térmicos sobre as paredes isotérmicas. Sendo assim, a inserção do bloco evita tal fenômeno garantindo que o fluido aquecido alcance a base da cavidade com maior temperatura possível.

Para $N=4$, nota-se na Figura 5.3 uma tendência de redução do \overline{Nu} com o aumento da dimensão dos blocos (redução de φ). De fato, é observado na Figura 5.4 um fenômeno de canalização do escoamento, isto é, ao invés de corrente de fluido escoar descendente em direção ao fundo da cavidade, conforme é observado para $N=1$, o escoamento se estabelece no canal horizontal formado entre os blocos. A incipiente circulação de fluido nas adjacências do fundo pode ser corroborada na Figura 5.3 pela estratificação vertical das isotermas que é característica de situações predominantemente difusivas. As linhas de corrente na Figura 5.4 passam a ficar concentradas nas adjacências do topo deslizante indicando estagnação do fluido nas proximidades da base. No entanto, ainda não é notada a completa estagnação, havendo ainda a transferência de calor por convecção, ou seja, há a predominância da inércia sobre as forças de empuxo, resultando em um número de Richardson $Ri \ll 1$. Portanto, a redução do \overline{Nu} para ordem unitária pode ser justificada pelo tal fenômeno de canalização que é intensificado com a

redução de φ , uma vez que a interferência mais intensa sobre o escoamento acarreta redução do Ψ e, conseqüentemente, do \overline{Nu} . A única exceção é observada para $Re = 2500$, $Gr = 10^5$ e $\varphi = 0,91$, que apresenta um pequeno aumento do \overline{Nu} em relação à cavidade limpa, comportamento que pode ser atribuído ao efeito mitigatório à condução horizontal.

Resultados adicionais podem ser encontrados no Apêndice A na Figura A.1 e Figura A.2.

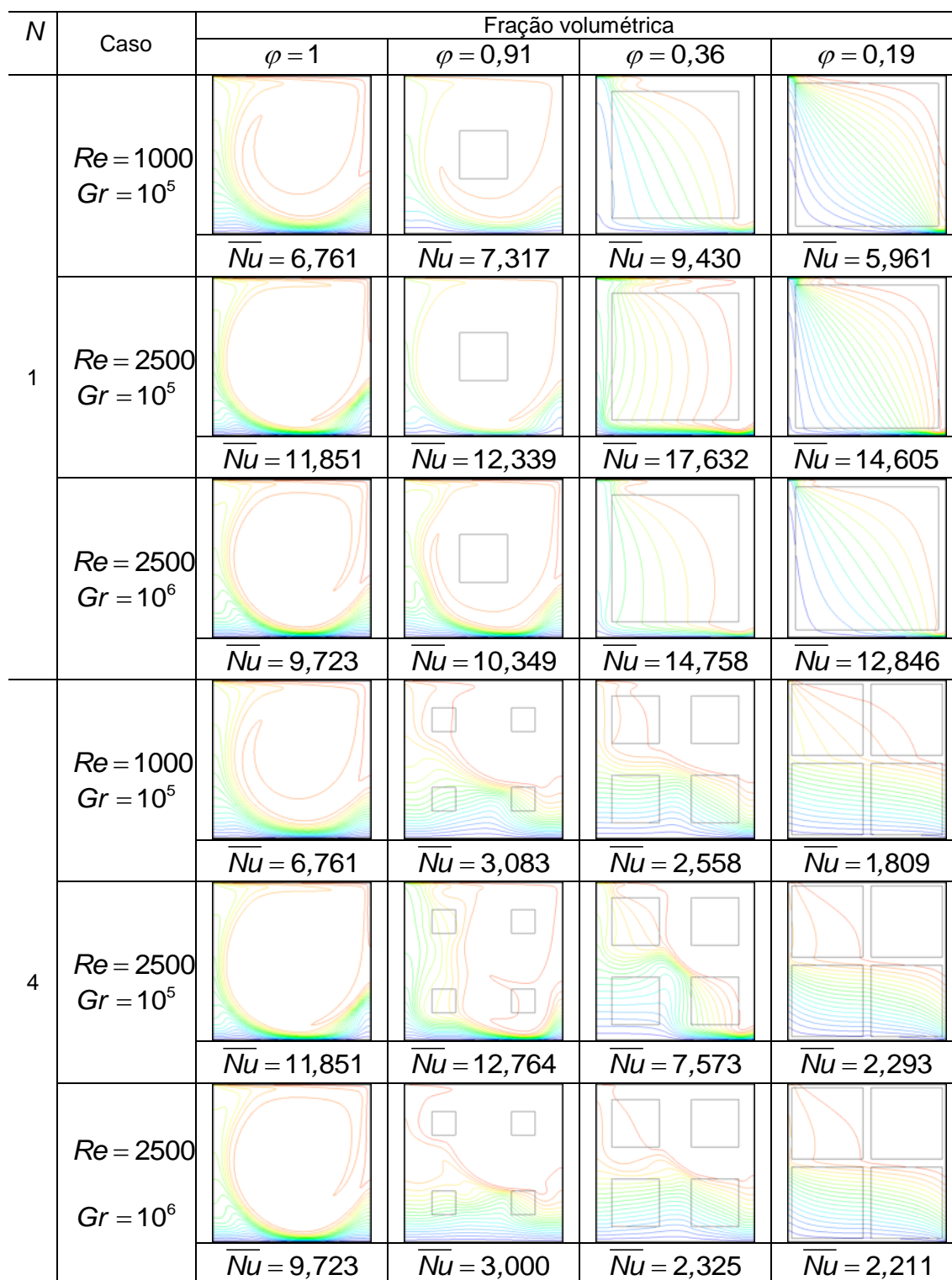


Figura 5.3 – Variação de φ para casos de convecção dominante: isotermas.

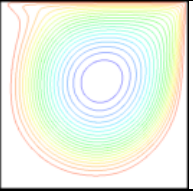
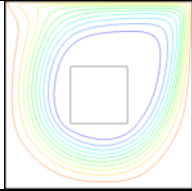
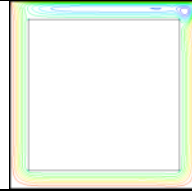

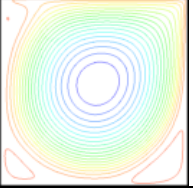
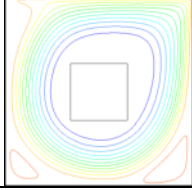
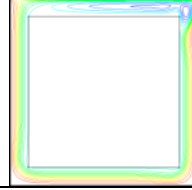
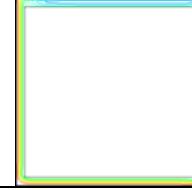
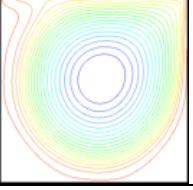
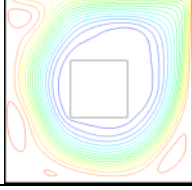
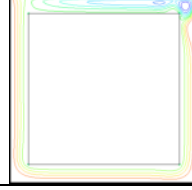

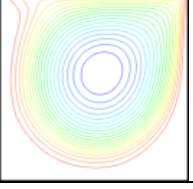
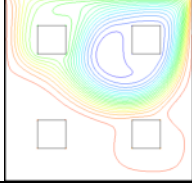
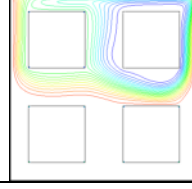
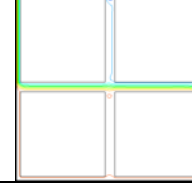
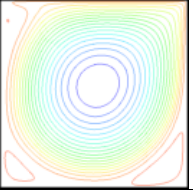
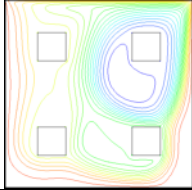
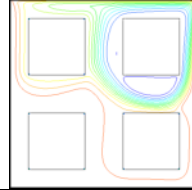
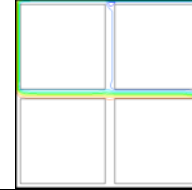
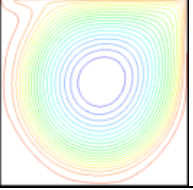
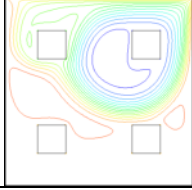
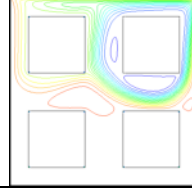
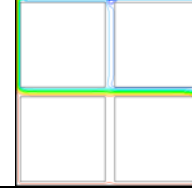
N	Caso	Fração volumétrica				
		$\varphi = 1$	$\varphi = 0,91$	$\varphi = 0,36$	$\varphi = 0,19$	
1	$Re = 1000$ $Gr = 10^5$					
		$\Psi = 115,010$	$\psi = 66,658$	$\Psi = 21,561$	$\Psi = 10,437$	
	$Re = 2500$ $Gr = 10^5$					
		$\Psi = 305,412$	$\psi = 193,645$	$\Psi = 53,366$	$\Psi = 27,122$	
	$Re = 2500$ $Gr = 10^6$					
		$\Psi = 284,933$	$\Psi = 165,325$	$\Psi = 55,538$	$\Psi = 26,870$	
	4	$Re = 1000$ $Gr = 10^5$				
			$\Psi = 115,010$	$\Psi = 62,421$	$\Psi = 30,487$	$\Psi = 7,900$
		$Re = 2500$ $Gr = 10^5$				
$\Psi = 305,412$			$\psi = 116,554$	$\Psi = 82,282$	$\Psi = 18,467$	
$Re = 2500$ $Gr = 10^6$						
		$\Psi = 284,933$	$\Psi = 148,421$	$\Psi = 284,933$	$\Psi = 18,427$	

Figura 5.4 – Variação de φ para casos de convecção dominante: linhas de corrente.

Na Figura 5.5 são apresentadas as isotermas para casos nos quais $H_{flow}/L < 1$, ou seja, há fluido estagnado no interior da cavidade. Mesmo para os casos em que a fração volumétrica é grande, devido ao elevado valor de Gr o fluido não escoar de forma que a inércia não se sobreponha às forças de empuxo, ocorrendo a estagnação do fluido, conforme é mostrado pela ausência de linhas de corrente na Figura 5.6. A transferência de calor por condução resulta em um número de Nusselt próximo da unidade, conforme valores mostrados na Figura 5.5. Adicionalmente, as linhas de corrente (Figura 5.6) tendem a circular apenas entre o topo deslizante e a superfície superior dos blocos de modo que, em geral, a redução de φ implica em redução do \overline{Nu} . Para $N=1$, $Re=1000$, $Gr=10^6$ e $\varphi=0,19$, as linhas de corrente circundam o bloco e tem-se $\overline{Nu}=4,174$. Neste caso, o fenômeno de estreitamento (*squeezing effect*) é observado, uma vez que a introdução do bloco promove o restabelecimento da convecção. Interessantemente, o estreitamento ocorre para $N=4$, haja vista que os casos $Re=1000$ e $Gr=10^7$ e também $Re=2500$ e $Gr=10^7$ apresentam um leve aumento no \overline{Nu} , reduzindo-se a fração volumétrica. Contudo, o favorecimento da convecção é mascarado pelo efeito de canalização do escoamento discutido anteriormente.

Aumentando o número de blocos para $N=25$ ou $N=64$, com $Re=1000$, $Gr=10^6$ e $\varphi=0,91$, os efeitos de canalização permanecem os mesmos para os casos citados anteriormente, como por exemplo $N=4$ blocos. Tais resultados podem ser encontrados nas Figuras A.3 e A.4 do APÊNDICE A.

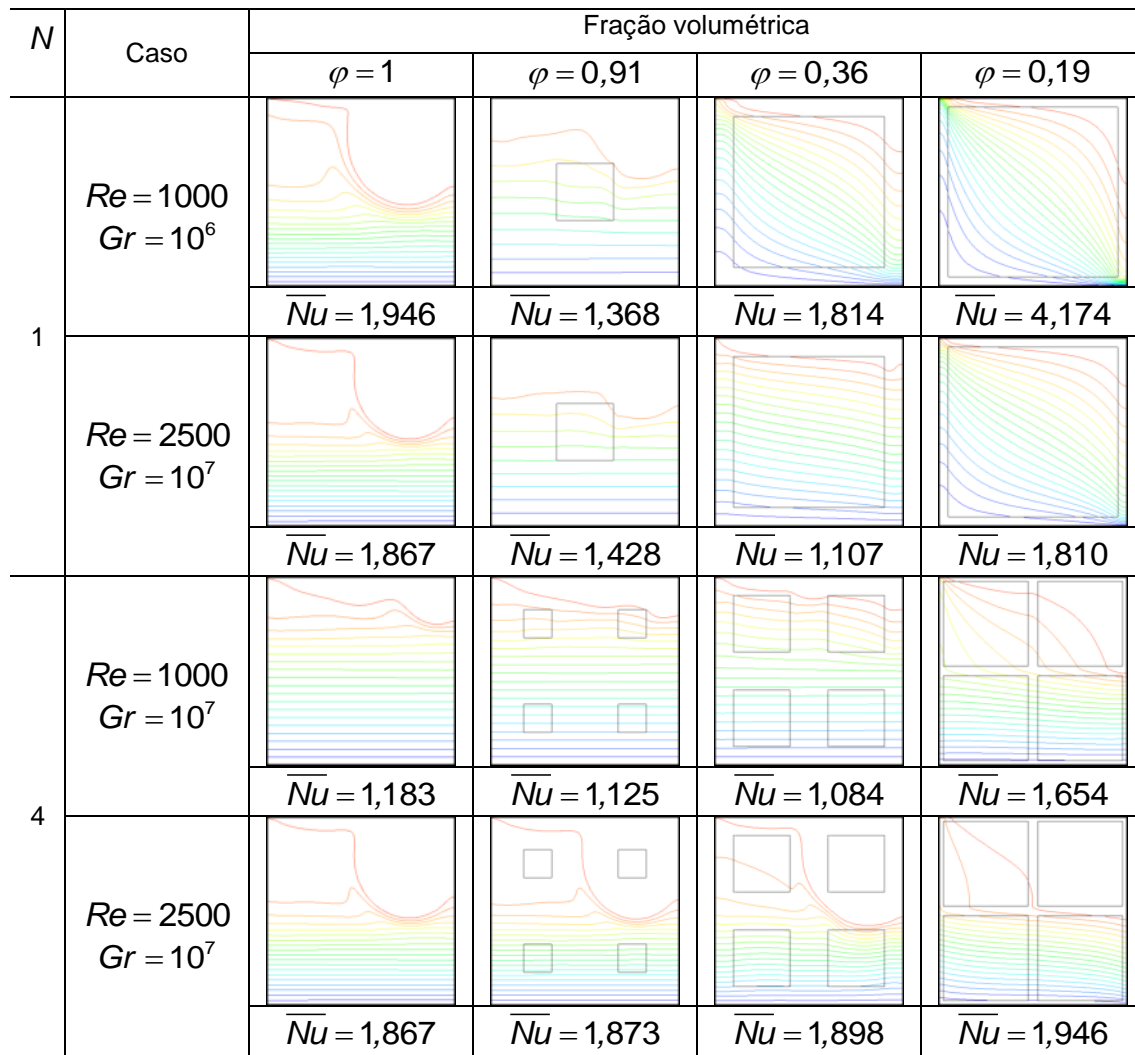


Figura 5.5 – Variação de φ para casos de condução dominante: isothermas.

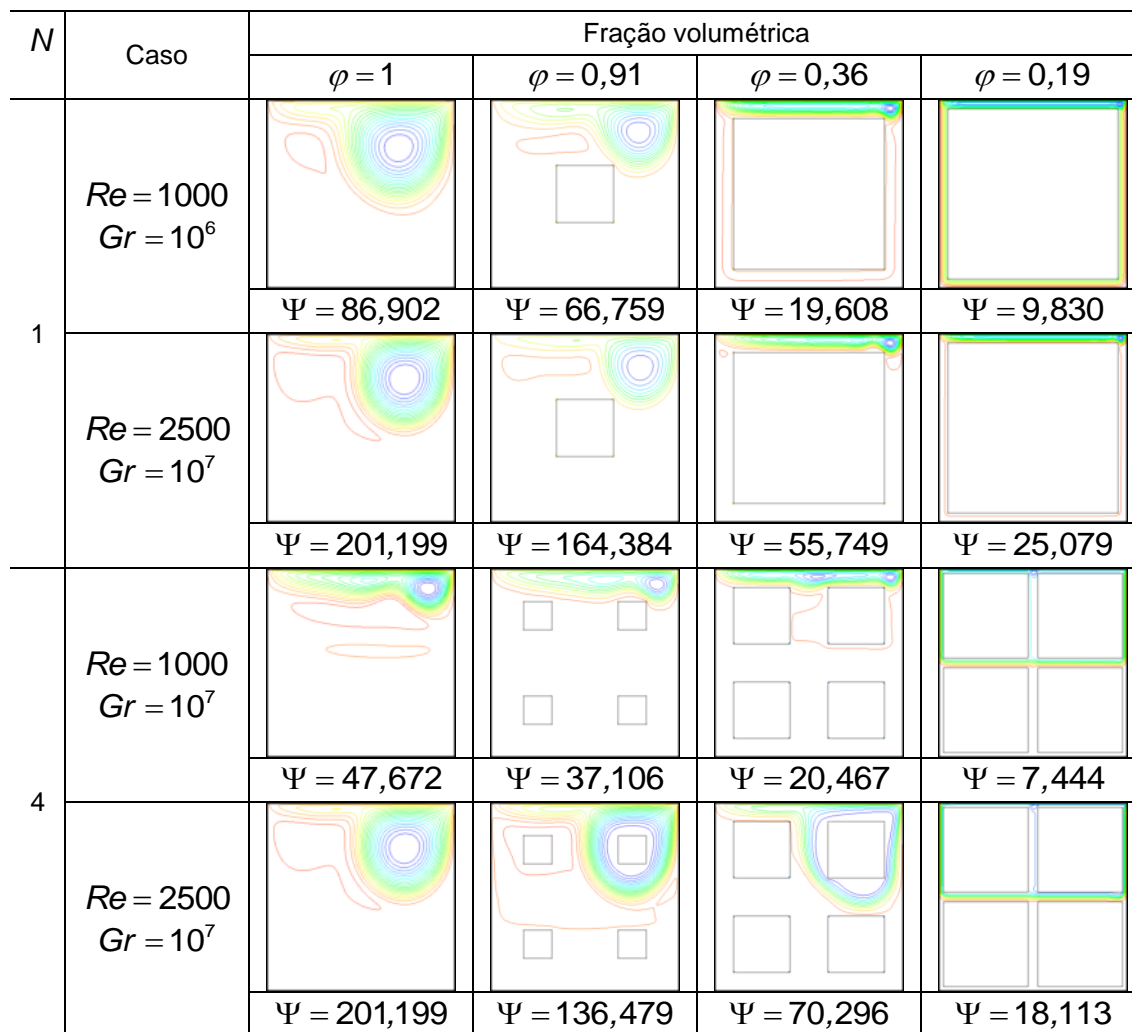


Figura 5.6 – Variação de φ para casos de condução dominante: linhas de corrente.

5.4 Efeito da variação do número de blocos

Nos ensaios numéricos apresentados nesta seção, a fração volumétrica é constante, ou seja, $\varphi = 0,36$. À medida que o número de blocos é aumentado, a respectiva dimensão característica é reduzida, de acordo com a Equação (3.1). Na Figura 5.7, são apresentados os resultados para situações nas quais a transferência de calor ocorre predominantemente de forma convectiva, ou seja, $H_{flow}/L \geq 1$.

Em geral, com a inserção de um bloco ($N=1$), observa-se aumento no \overline{Nu} , apesar de Ψ apresentar diminuição, conforme é discutido na Seção 5.3. Para $N=4$, verifica-se que o \overline{Nu} diminui de maneira acentuada, uma vez que

o fluido encontra mais barreiras para circular. Na realidade, a circulação se concentra na região superior da cavidade, como pode ser observado na Figura 5.8, pois o canal formado entre os blocos oferece um caminho menos resistivo ao escoamento, evitando dessa forma que o fluido escoe até a base da cavidade. Sendo assim, a ausência de linhas de corrente bem como a estratificação vertical das isotermas na região próxima da base justifica a ocorrência de fluido estagnado e, conseqüentemente, corrobora o \overline{Nu} de ordem unitária. A estagnação dessa vez é decorrente da interferência dos obstáculos sólidos com o escoamento e nada tem a ver com as forças de empuxo, haja vista que nos três escoamentos observa-se que $H_{flow}/L \geq 1$. Adicionalmente, verifica-se que Ψ diminui com o incremento de N , o que desfavorece a transferência de calor por convecção. Tais tendências são igualmente observadas para os casos de $N = 25$ e $N = 64$ blocos.

Para uma cavidade preenchida com blocos ($N > 1$), é esperado o mesmo comportamento observado na Seção 5.3 mediante a variação de Re e Gr . O incremento de Re ocasiona a intensificação da circulação, ou seja, Ψ aumenta e, conseqüentemente, o transporte convectivo é favorecido. Por outro lado, o aumento do Gr promove a redução na intensificação de Ψ , mitigando a convecção.

Conforme são alteradas as condições de escoamento, intensificando as forças de empuxo, os valores de \overline{Nu} e de Ψ sofrem alterações. Curiosamente, a influência do bloco sobre a convecção também depende da magnitude do empuxo. Na sequência, são apresentados os resultados para a inserção de blocos em uma cavidade predominantemente condutiva, isto é, para $H_{flow}/L < 1$, conforme a Figura 5.9 e Figura 5.10.

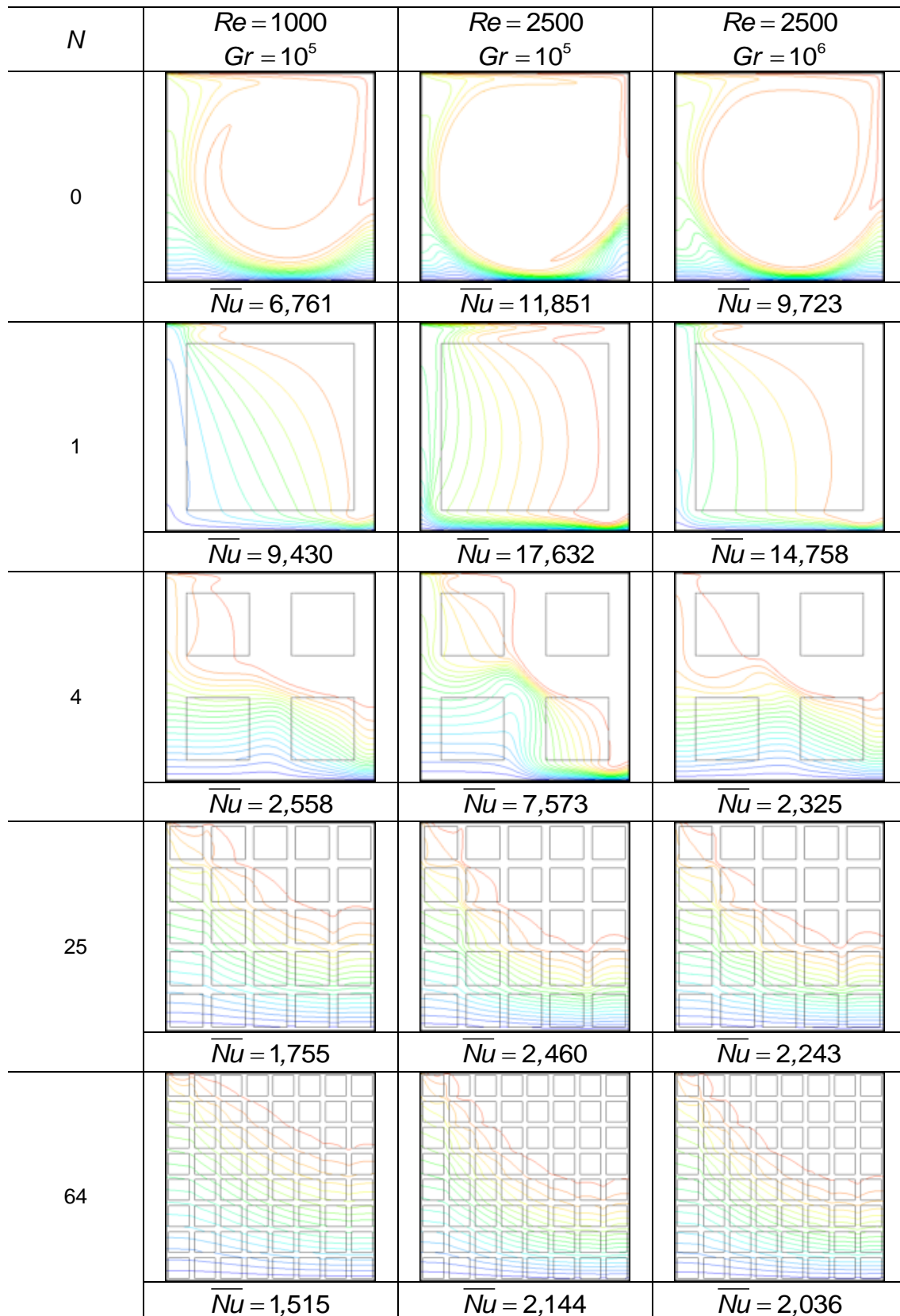


Figura 5.7 – Variação de N para casos de convecção dominante: \bar{Nu} e isothermas para $\varphi = 0,36$.

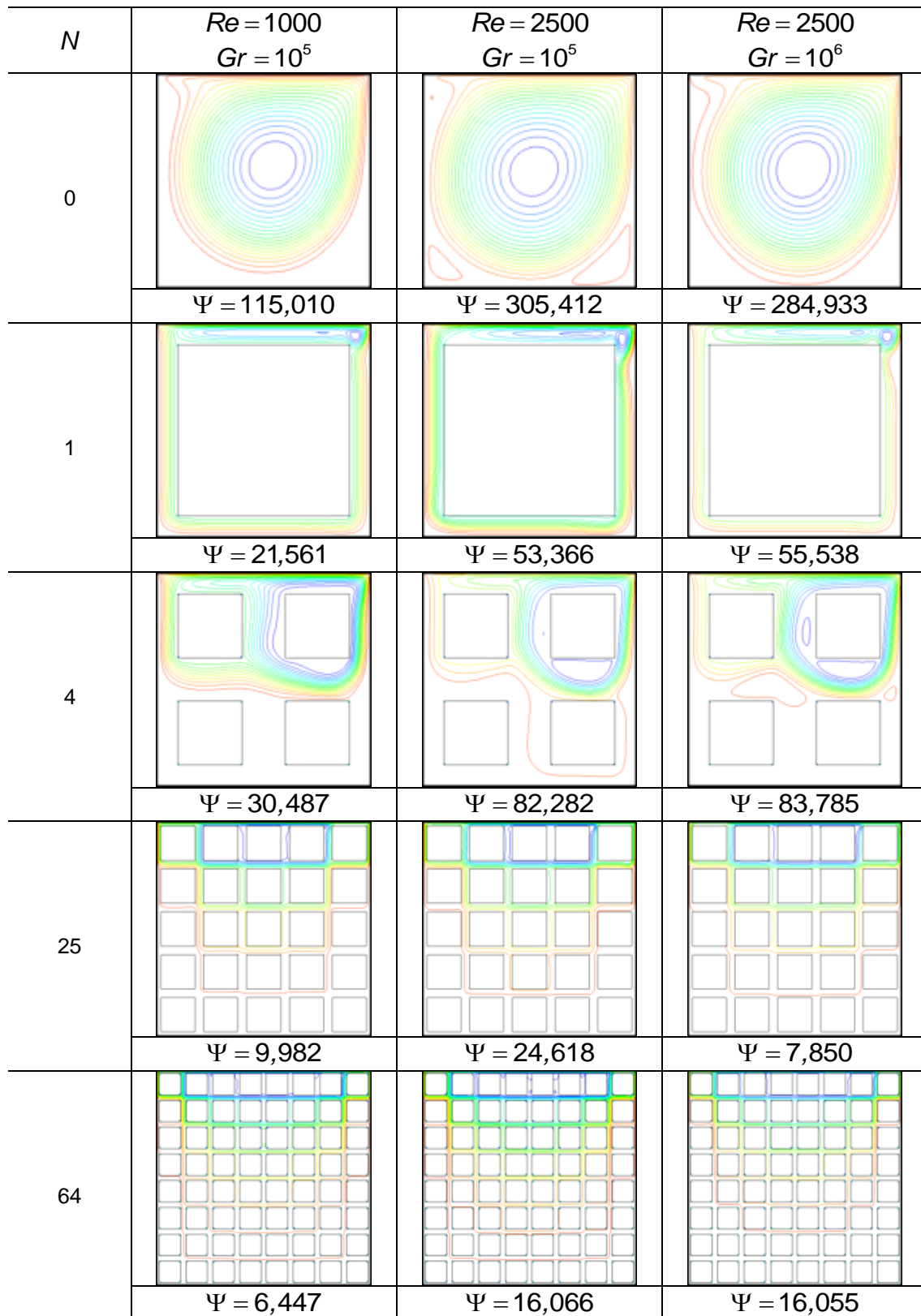


Figura 5.8 – Variação de N para casos de convecção dominante: linhas de corrente para $\varphi = 0,36$.

Observa-se, na Figura 5.9, que para a cavidade limpa, com $Re = 1000$ e $Gr = 10^6$, as isothermas encontram-se estratificadas próximas à base da cavidade. Isso se deve ao fato de que o fluido encontra-se estagnado devido à ação do empuxo, instaurando transferência de calor por condução. Nesse sentido, o \overline{Nu} de ordem unitária é um indicativo da natureza predominantemente difusiva da troca térmica. Na Figura 5.10, a estagnação pode ser observada, novamente, pela ausência de linhas de corrente na região inferior da cavidade. O escoamento, por sua vez, encontra-se confinado às adjacências do topo deslizante.

Para $N = 1$, o bloco age como uma barreira ao escoamento, que limita a circulação do fluido ao canal superior e aumenta a região de estagnação do fluido. Na Figura 5.10, as linhas de corrente indicam uma intensa circulação e concentração apenas na proximidade do topo deslizante, enquanto que nos canais laterais e inferior do bloco o fluido encontra-se quiescente. Logo, a convecção é mitigada de maneira que o \overline{Nu} sofre redução.

A introdução de blocos, ou o incremento de N , sempre acarreta a redução de Ψ e no aumento da região de fluido quiescente, que também implica em restrição à convecção. Contudo, o comportamento de \overline{Nu} com o incremento do N não é trivial, uma vez que o fenômeno de estreitamento (*squeezing effect*) pode ocorrer. Para $N = 4$, o \overline{Nu} aumenta em relação à $N = 1$, uma vez que o obstáculo força o fluido a escoar novamente como pode ser claramente observado na Figura 5.10, nas linhas de corrente para $Re = 1000$ e $Gr = 10^6$, bem como $Re = 2500$ e $Gr = 10^7$. Contudo, o fenômeno associado de canalização do fluido através do canal formado entre os blocos (*channeling effect*) impede que o escoamento atinja a superfície inferior e, conseqüentemente, o fluido na região inferior da cavidade permanece igualmente quiescente. O estreitamento associado à canalização pode ser igualmente observado nos casos $N = 25$, $Re = 1000$ e $Gr = 10^7$, bem como para $N = 64$, $Re = 2500$ e $Gr = 10^7$. Para os casos nos quais não é observado o estreitamento, o \overline{Nu} diminui com o aumento de N devido à redução de Ψ .

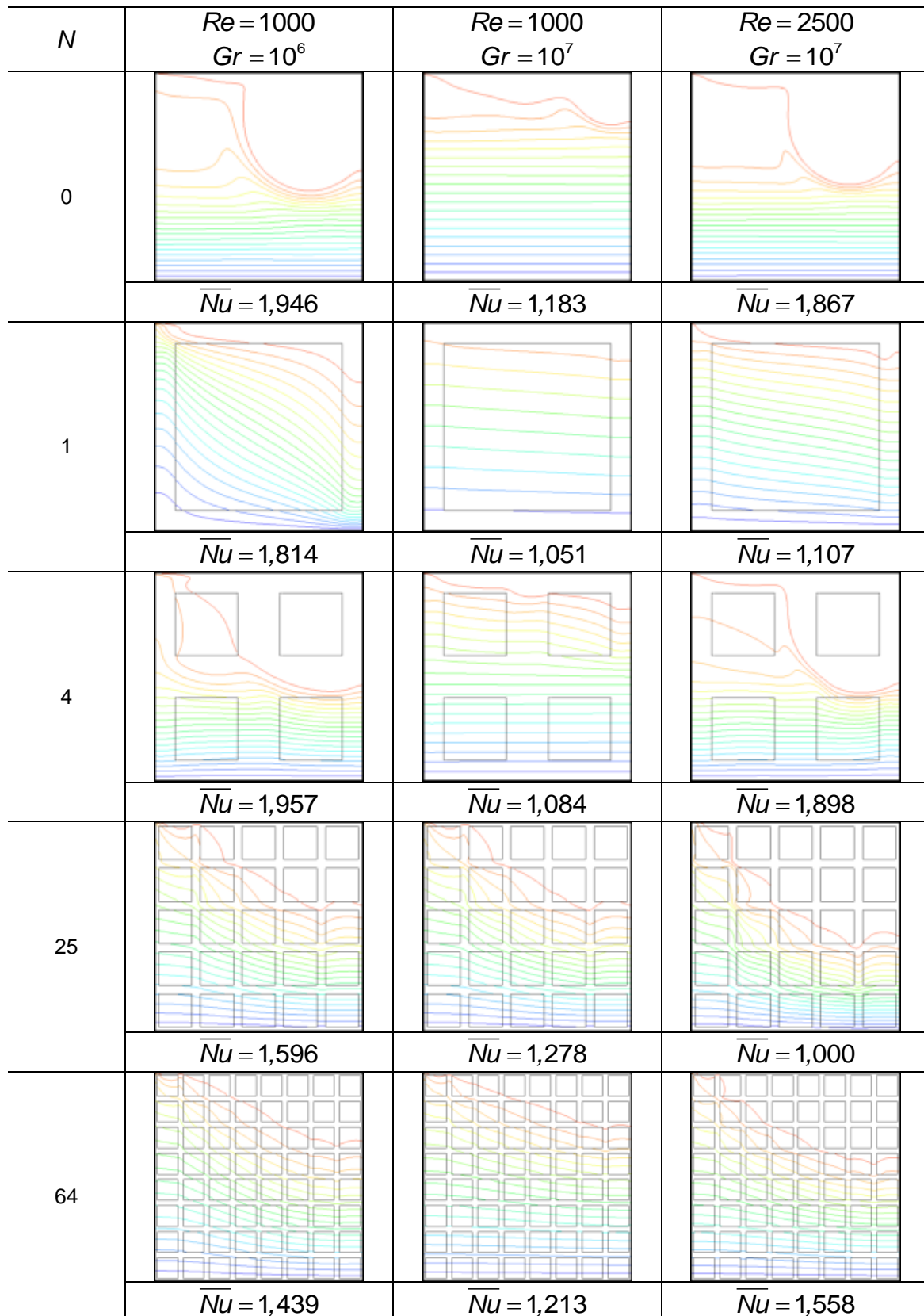


Figura 5.9 – Variação de N para casos de condução dominante: \bar{Nu} e isothermas para $\varphi = 0,36$.

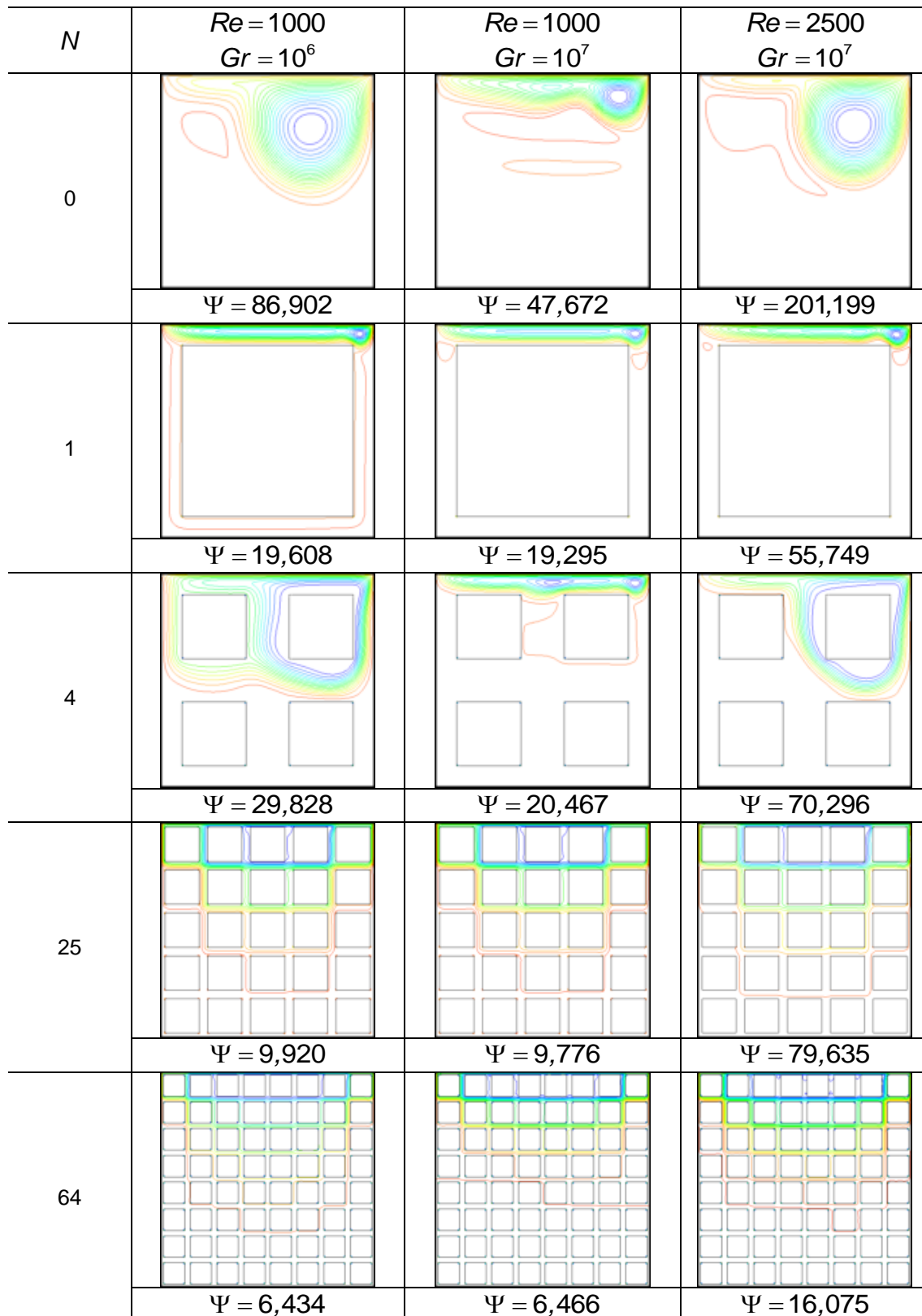


Figura 5.10 – Variação de N para casos de condução dominante: linhas de corrente para $\varphi = 0,36$.

6 CONCLUSÃO

No presente trabalho, a convecção em uma cavidade quadrada, preenchida com meio poroso e com topo deslizante é numericamente simulada. As paredes laterais são adiabáticas e a temperatura do topo deslizante é superior à do fundo da cavidade, instaurando uma condição gravitacionalmente estável. O meio poroso é modelado na escala dos poros e como blocos sólidos, fixos e uniformemente distribuídos no interior da cavidade. É investigada a variação dos números de Grashof, de Reynolds e da fração volumétrica sobre a transferência de calor.

A convecção forçada coexiste com a ação mitigatória do empuxo, indicando um fenômeno competitivo. Com o aumento de Re , ou a diminuição do Gr , o Ri é reduzido caracterizando transferência de calor por convecção forçada, ou seja, a inércia se sobressai sobre as forças de empuxo. No entanto, diminuindo-se o Re , ou aumentando o Gr , o Ri é incrementado resultando na estagnação do fluido na região inferior da cavidade. No caso das trocas térmicas por convecção forçada, o fluido circula por toda a cavidade, promovendo uniformização do campo de temperatura e, conseqüentemente, é observado que o \overline{Nu} tende a valores próximos da unidade, já que há apenas difusão do calor em tais regiões.

A influência da inserção de blocos sólidos no interior da cavidade depende das condições de escoamento e do tamanho dos blocos, haja vista que os mesmos podem favorecer ou prejudicar as trocas térmicas.

Quando a convecção é dominante, a introdução de um bloco cria barreiras que prejudicam o escoamento do fluido, reduzindo a intensidade da circulação. No geral, essa condição é adversa à convecção. Porém, o obstáculo evita a difusão horizontal do calor ocasionando o aumento do \overline{Nu} à medida que a fração volumétrica de fluido é reduzida (ou o bloco é aumentado). Tal tendência é verificada desde que o obstáculo sólido não toque a camada limite cinética, pois nessa condição é observada uma redução no \overline{Nu} . Por outro lado, mediante a ocorrência de fluido estagnado, a inserção do bloco acarreta a

redução do \overline{Nu} . No entanto, se o bloco é muito grande, é criado um efeito de estreitamento (*squeezing effect*), no qual o fluido tende a circundar o bloco e reverter a condição de estagnação, favorecendo a transferência de calor por convecção. Assim, o valor de \overline{Nu} aumenta.

Em geral, a inserção de vários blocos prejudica a circulação do fluido no interior da cavidade, e é possível que haja estagnação no fundo da cavidade mesmo para valores de Gr e Re que caracterizam a predominância da convecção. Dessa forma, o \overline{Nu} diminui conforme é aumentado o número de blocos. O efeito de estreitamento também é observado para algumas configurações de escoamento predominantemente difusivas. Porém, de forma concomitante ocorre o estreitamento do escoamento através dos canais formados entre os blocos de forma que nas adjacências da base há fluido quiescente. Assim, o incremento do número de blocos mascara a ocorrência do estreitamento, mitigando ainda mais a convecção.

6.1 Sugestões para trabalhos futuros

Com o objetivo de dar prosseguimento para futuros trabalhos de conclusão de curso, as seguintes propostas são apresentadas, visando expandir as informações e aprofundar o conhecimento a respeito de convecção em meios porosos.

- O presente trabalho utilizou condições de escoamento para regime laminar. Sugere-se realizar simulação numérica para condições de escoamento em regime turbulento.
- Variar a razão de condutividade térmica K .
- Neste trabalho, o Pr foi mantido constante a um valor unitário. É possível realizar as mesmas simulações para diferentes valores de Pr .
- Análise da utilização dos modelos de meio poroso heterogêneo e bidisperso.

7 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ANSYS, INC. ANSYS FLUENT - **Theory Guide**. v14.5. USA, 2012.

ANSYS ICEM, ANSYS® Academic Research, Release 14, ANSYS ICEM CFD USER MANUAL, ANSYS, Inc, 2011.

BEJAN, A. **Convection heat transfer**. 4 th ed. New Jersey: John Wiley & Sons, 2013.

BHAVE, P.; NARASIMHAN, A.; REES D. A. S. **Natural convection heat transfer enhancement using adiabatic block: Optimal block size and Prandtl number effect**. International Journal of Heat and Mass Transfer, vol.: 49, p.: 3807-3818, 2006.

BRAGA, Edimilson J.; DE LEMOS, Marcelo J. S. **Laminar natural convection in cavities filled with circular and square rods**. International Communications in Heat and Mass Transfer, vol.: 32, p.: 1289-1297, 2005b.

CHENG, T. S.; LIU, W. H. **Effect of temperature gradient orientation on the characteristics of mixed convection flow in a lid-driven square cavity**. Computers & Fluids, vol.: 39, p.: 965-978, 2010.

CHENG, T. S. **Characteristics of mixed convection heat transfer in a lid-driven square cavity with various Richardson and Prandtl numbers**. International Journal of Thermal Sciences, vol.: 50, p.: 197-205, 2011.

DE LAI, Fernando C.; FRANCO, Admilson T.; JUNQUEIRA, Silvio L. M. **The effects of solid thermal conductivity and volume-fraction in the natural convection inside a heterogeneous enclosure**. Apresentado no ASME/JSME Thermal Engineering Joint Conference, Honolulu, Hawaii, 2011.

ERTURK, Ercan. **Discussions on driven cavity flow**. International Journal for Numerical Methods in Fluids, vol.: 60, p.: 275-294, 2009.

FRANCO, A. T.; GANZAROLLI, M. M. **Combined forced and natural convection in a square cavity – numerical solution and scale analysis**. Advanced computational methods in heat transfer, v.: 4, p.: 95-104, 1996.

FOX, Robert W.; MCDONALD, Alan T. **Introdução à mecânica dos fluidos**. 7. ed. Rio de Janeiro, RJ: LTC, 2011.

GHIA, U.; GHIA, K. N.; SHIN, C. T. **High-Re Solutions for incompressible flow using the Navier-Stokes equations and a multigrid method**. Journal of Computational Physics, vol.: 48, p.: 387-411, 1982.

HOUSE, J. M.; BECKERMANN, C.; SMITH, T. F. **Effect of a centered conducting body on natural convection heat transfer in an enclosure**. Numerical Heat Transfer, part A, vol.: 18, p.: 213-225, 1990.

INCROPERA, F. P.; DEWITT, D. P.; BERGMAN, T. L.; LAVINE, A. S. **Fundamentos de transferência de calor e de massa**. 6. ed. Rio de Janeiro, RJ: LTC, 2011.

ISLAM, A. W.; SHARIF, M. A. R.; CARLSON, E. S. **Mixed convection in a lid driven square cavity with an isothermally heated square blockage cavity**. International Journal of Heat and Mass Transfer, vol.: 55, p.: 5244-5255, 2012.

IWATSU, R.; HYUN, J. M.; KUWAHARA, K. **Convection in a differentially-heated square cavity with a torsionally-oscillating lid**. Int. J. Heat Transfer, vol.: 35, no.: 5, p.: 1069-1076, 1992.

IWATSU, R.; HYUN, J. M.; KUWAHARA, K. **Mixed convection in a driven cavity with a stable vertical temperature gradient**. Int. J. Heat Transfer, vol.: 36, no.: 6, p.: 1601-1608, 1993.

JUNQUEIRA, Silvio L. M.; DE LAI, Fernando C.; FRANCO, Admilson T.; LAGE, José L. **Numerical investigation of natural convection in heterogeneous rectangular enclosures**. Taylor e Francis Online, vol.: 34, edição 5-6, 2013.

KHANAFER, K.; AITHAL, S. M. **Laminar mixed convection flow and heat transfer characteristics in a lid driven cavity with a circular cylinder**. International Journal of Heat and Mass Transfer, vol.: 66, p.: 200-209, 2013.

KOSEFF, J. R.; STREET, R. L. **The lid-driven cavity flow: a synthesis of qualitative and quantitative observations**. Journal of Fluid Engineering, vol.:106, p.:390-398, 1984.

LAGE, J. L.; JUNQUEIRA, S. L. M.; DE LAI, F. C.; FRANCO, A. T. **Aspect ratio effect on the prediction of boundary layer interference in steady natural convection inside heterogeneous enclosures.** International Journal of Heat and Mass Transfer, vol.: 92, p.: 940-947, 2016.

LEE, J. R.; HA, M. Y. **A numerical study of natural convection in a horizontal enclosure with a conducting body.** International Journal of Heat and Mass Transfer, vol.: 48, p.: 3308-3318, 2005.

MANSOUR, R. B.; VISKANTA, R. **Shear-opposed mixed-convection flow and heat transfer in a narrow, vertical cavity.** Int. J. Heat and Fluid Flow, vol.: 15, no.: 6, 1994.

MERRIKH, Ali A.; LAGE, José L. **Natural convection in an enclosure with disconnected and conducting solid blocks.** International Journal of Heat and Mass Transfer, vol.: 48, p.:1361-1372, 2005.

MOALLEMI, M. K.; JANG, K. S. **Prandtl number effects on laminar mixed convection heat transfer in a lid-driven cavity.** Int. J. Heat Transfer, vol.: 35, no.: 8, p.: 1881-1892, 1992.

MOHAMAD, A. A.; VISKANTA, R. **Flow and heat transfer in a lid-driven cavity filled with a stably stratified fluid.** Applied Mathematical Modelling, vol.: 19, 1995.

MORZYNSKI, M.; POPIEL, CZ. O. **Laminar heat transfer in a two-dimensional cavity covered by a moving wall.** Numerical Heat Transfer, vol.: 13, p.: 265-273, 1988.

NIELD, D. A.; BEJAN, A. **Convection in porous media.** 3 rd ed. New York: Springer Science+Business Media, Inc., 2006.

OZTOP, H. F.; ZHAO, Z.; YU, B. **Fluid flow due to combined convection in a lid-driven enclosure having a circular body.** International Journal of Heat and Fluid Flow, vol.: 30, p.: 886-901, 2009.

POLETTTO, V. G. **Estudo da convecção em cavidade quadrada com o topo deslizante preenchida com bloco sólido condutor de calor.** Trabalho de conclusão de curso (Engenharia Mecânica), UTFPR, Curitiba, 2015.

POLETTI, V. G.; DE LAI, F. C.; FRANCO, A. T.; JUNQUEIRA, S. L. M. **Convection analysis in a lid-driven square cavity partially filled with a solid heat-conducting block: blockage effects.** Apresentado na ABCM International Congress of Mechanical Engineering, COBEM, Rio de Janeiro, 2015.

POLETTI, V. G.; DE LAI, F. C.; FRANCO, A. T.; JUNQUEIRA, S. L. M. **Numerical simulation of the convection in a non-homogeneous lid-driven square cavity subjected to a gravitational stable condition.** Apresentado na Heat Transfer, Fluids Engineering & Nanochannels, Microchannels, and Minichannels Conferences, HT/FE/ICNMM ABCM, Washington, D.C., 2016.

QIU, Hongtao; LAGE, José L.; JUNQUEIRA, Silvio L. M.; FRANCO, Admilson T. **Berkovsky-Polevikov correlations for natural convection in a nonhomogeneous enclosure filled with a fluid and disconnected-conducting solid particles.** Apresentado na ASME Summer Heat Transfer Conference, 2012.

PRASAD, A. K.; KOSEFF, J. R. **Combined forced and natural convection heat transfer in a deep lid-driven cavity flow.** Int. J. Heat and Fluid Flow, vol.: 17, p.: 460-467, 1996.

TAVARES, R. N. **Simulação numérica da convecção mista em cavidade preenchida com meio poroso heterogêneo e homogêneo.** Dissertação do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica e de Materiais (PPGEM), UTFPR, Curitiba, 2016.

VERSTEEG, H. K.; MALALASEKERA, W. **An introduction to computational fluid dynamics: The finite volume method.** Harlow, Essex: Longman Scientific & Technical, 1995.

APÊNDICE A

Neste Apêndice, são apresentados resultados que apresentam as mesmas tendências verificadas na Seção 5.3. Esses resultados são apresentados para $N = 25$ e $N = 64$. São variados os parâmetros de escoamento e os valores das frações volumétricas. As formas de transferência de calor são convectivas e condutivas.

Nas Figuras A.1 e A.2 são apresentadas respectivamente as isothermas e linhas de corrente para transferência de calor predominantemente convectiva $H_{flow}/L \geq 1$, enquanto que as Figuras A.3 e A.4 retratam situações nas quais $H_{flow}/L < 1$.

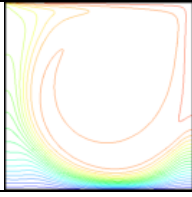
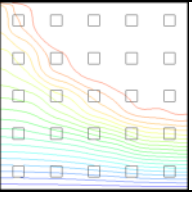
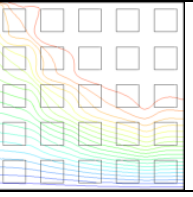
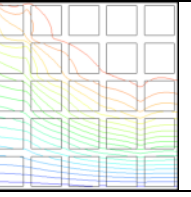
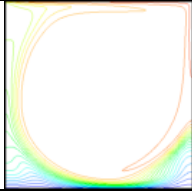
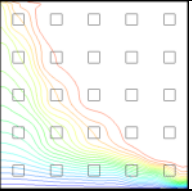
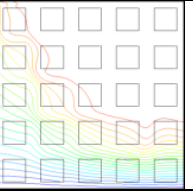
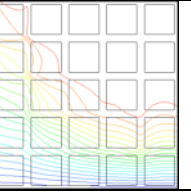
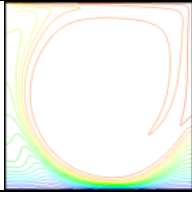
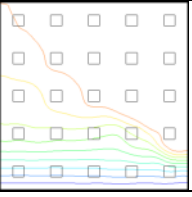
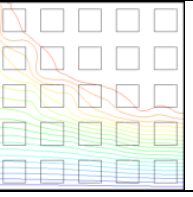
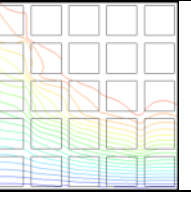
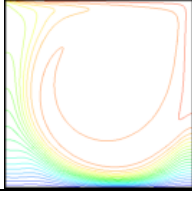
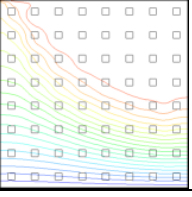
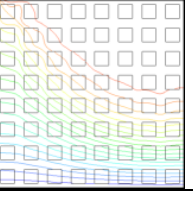
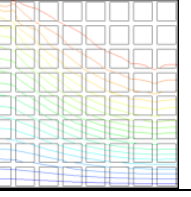
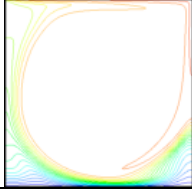
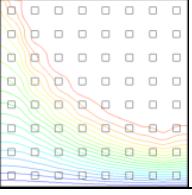
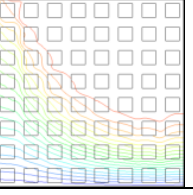
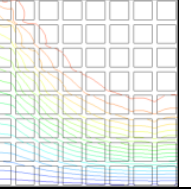
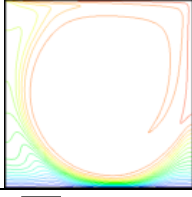
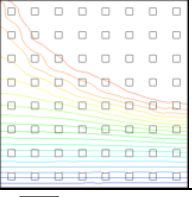
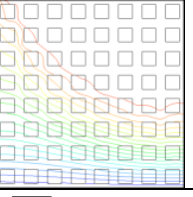
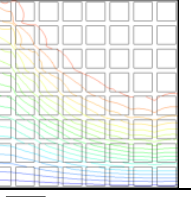
N	Caso	Fração volumétrica			
		$\varphi = 1$	$\varphi = 0,91$	$\varphi = 0,64$	$\varphi = 0,36$
25	$Re = 1000$ $Gr = 10^5$				
		$\bar{Nu} = 6,761$	$\bar{Nu} = 1,949$	$\bar{Nu} = 2,080$	$\bar{Nu} = 1,755$
	$Re = 2500$ $Gr = 10^5$				
		$\bar{Nu} = 11,851$	$\bar{Nu} = 4,710$	$\bar{Nu} = 2,797$	$\bar{Nu} = 2,460$
	$Re = 2500$ $Gr = 10^6$				
		$\bar{Nu} = 9,723$	$\bar{Nu} = 2,670$	$\bar{Nu} = 1,973$	$\bar{Nu} = 2,243$
64	$Re = 1000$ $Gr = 10^5$				
		$\bar{Nu} = 6,761$	$\bar{Nu} = 1,928$	$\bar{Nu} = 1,886$	$\bar{Nu} = 1,515$
	$Re = 2500$ $Gr = 10^5$				
		$\bar{Nu} = 11,851$	$\bar{Nu} = 2,840$	$\bar{Nu} = 2,707$	$\bar{Nu} = 2,144$
	$Re = 2500$ $Gr = 10^6$				
		$\bar{Nu} = 9,723$	$\bar{Nu} = 1,765$	$\bar{Nu} = 2,059$	$\bar{Nu} = 2,036$

Figura A.1 – Efeito da variação da fração volumétrica para cavidades predominantemente convectivas $H_{flow}/L \geq 1$: isothermas.

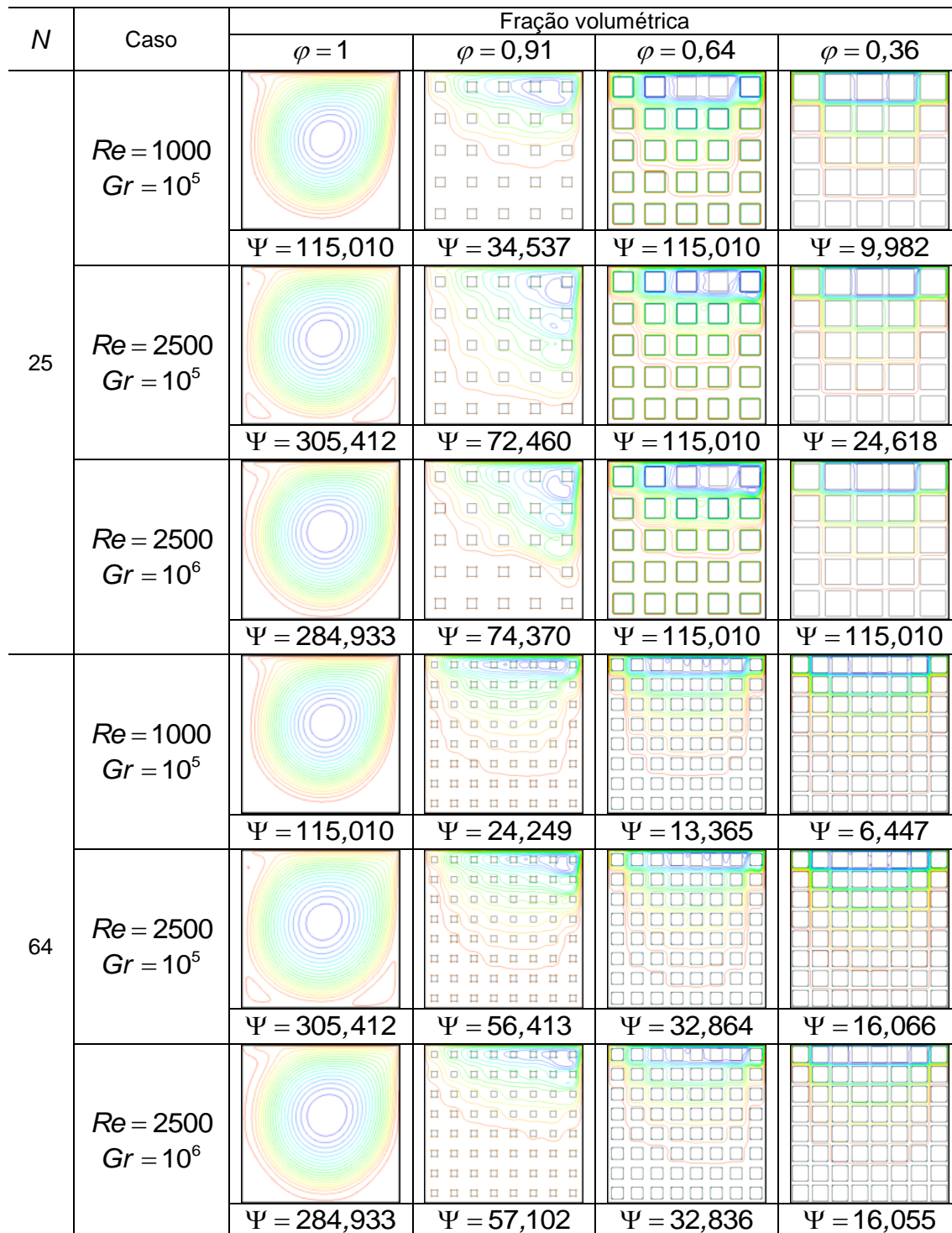


Figura A.2 – Efeito da variação da fração volumétrica para cavidades predominantemente convectivas $H_{flow}/L \geq 1$: linhas de corrente.

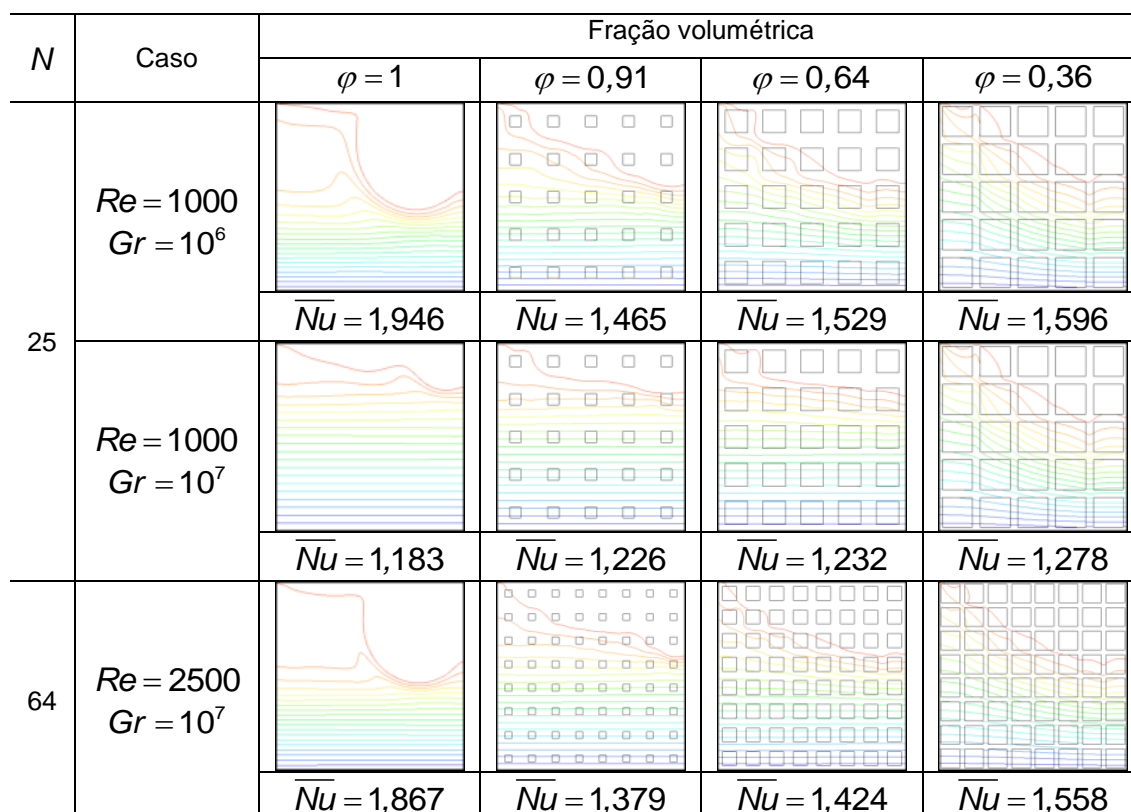


Figura A.3 – Efeito da variação da fração volumétrica para cavidades predominantemente condutivas $H_{flow}/L < 1$: isotermas.

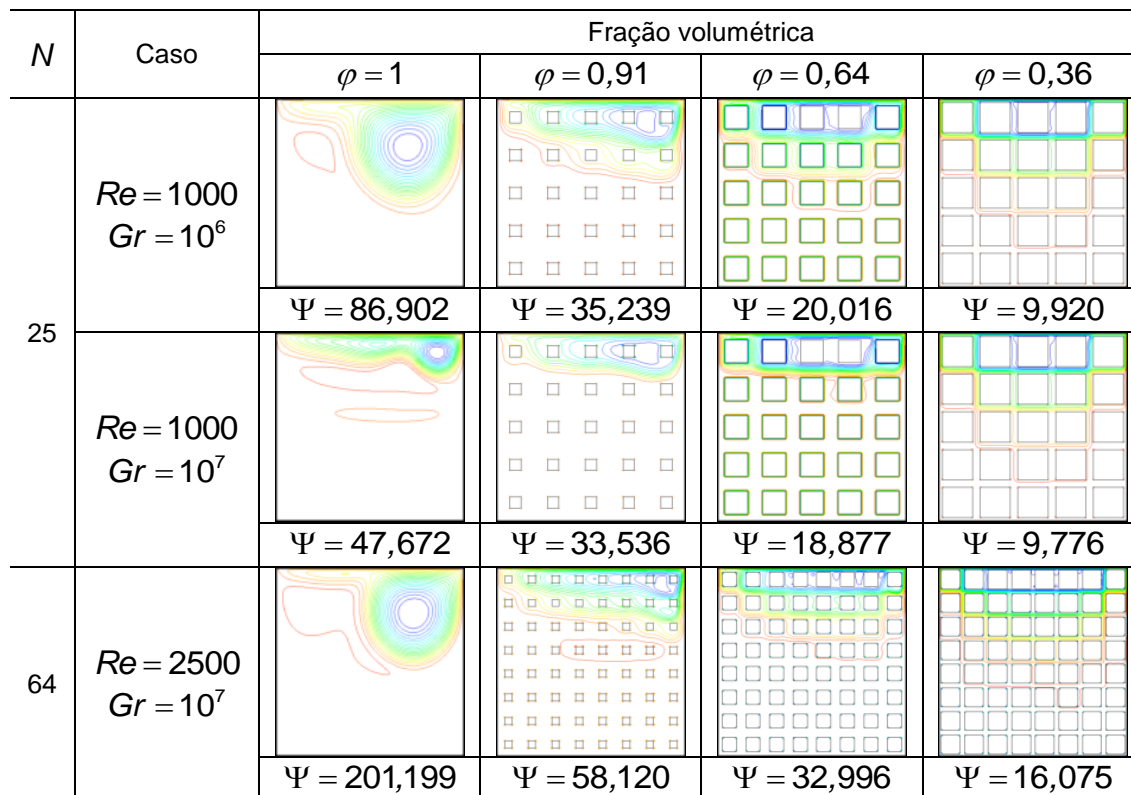


Figura A.4 – Efeito da variação da fração volumétrica para cavidades predominantemente condutivas $H_{flow}/L < 1$: linhas de corrente.

APÊNDICE B

Neste Apêndice, são apresentados os resultados para a variação da fração volumétrica para $Gr = 10^7$ e $Re = 1000$, isto é, $H_{flow}/L < 1$, em cavidade com $N = 1$ e $N = 64$ blocos.

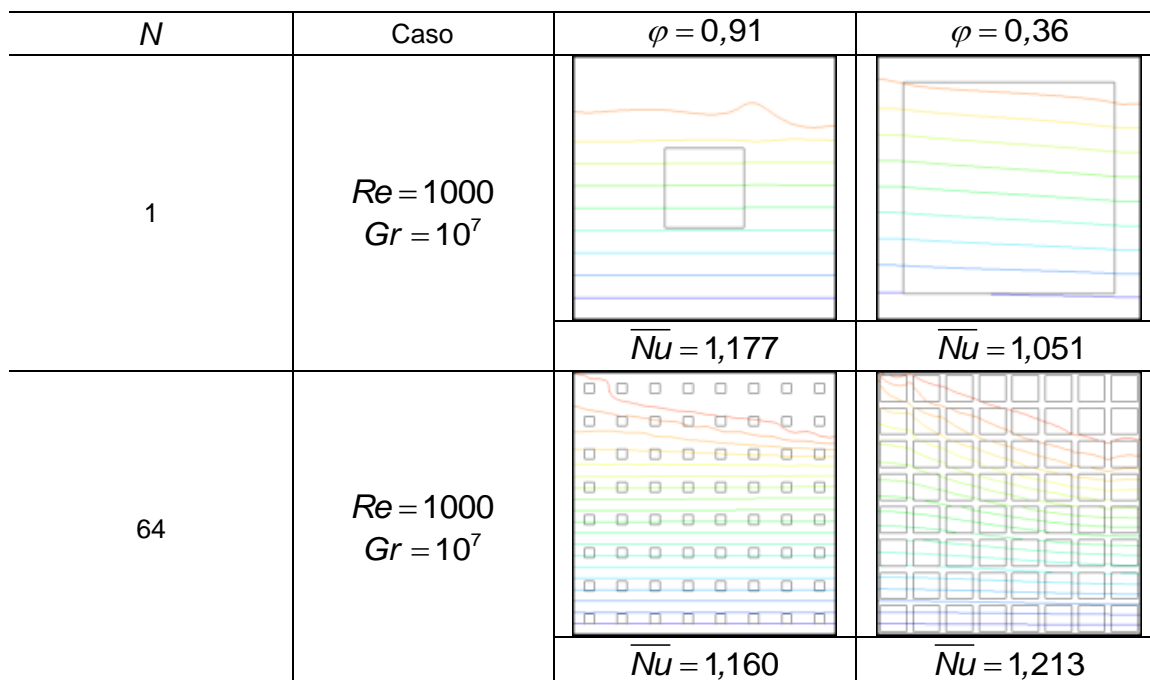


Figura B.1 – Efeito da variação da fração volumétrica para $N = 1$ e $N = 64$: isothermas.

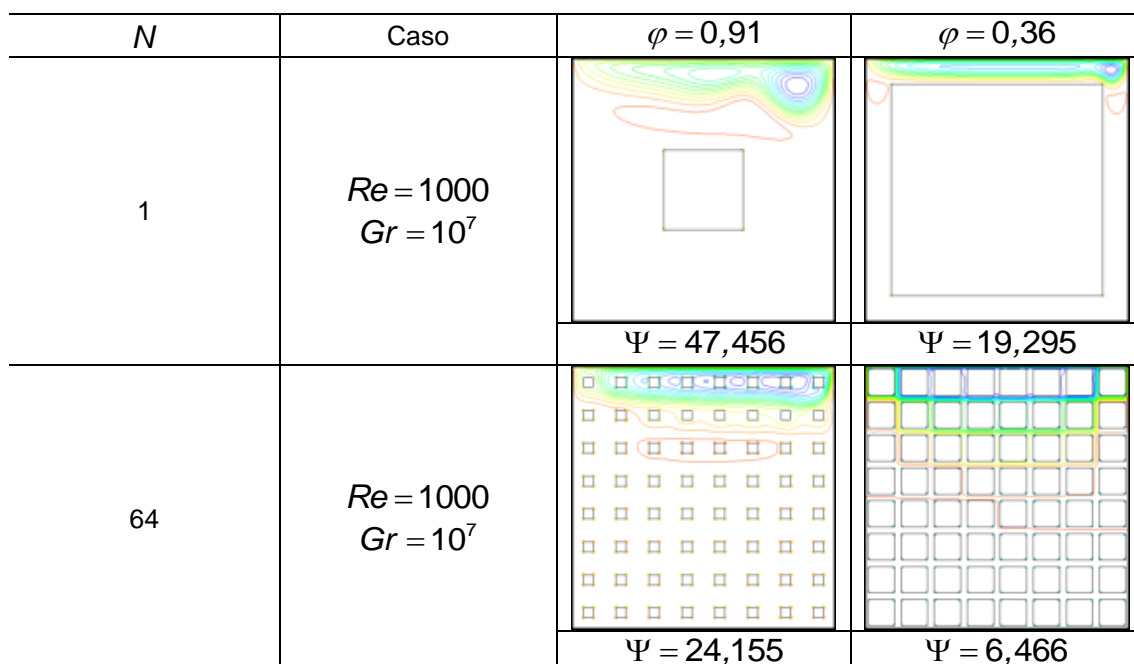


Figura B.2 – Efeito da variação da fração volumétrica para $N = 1$ e $N = 64$: linhas de corrente.

APÊNDICE C

Neste Apêndice, são apresentados resultados complementares para a variação do número de blocos N , conforme discutido na Seção 5.4. Os resultados contemplam valores para condições predominantemente convectivas e condutivas.

As condições de escoamento convectivas indicam altos valores de \overline{Nu} , e, portanto, $H_{flow}/L \geq 1$. Já as condições de escoamento condutivas apresentam \overline{Nu} próximo da unidade, levando a $H_{flow}/L < 1$.

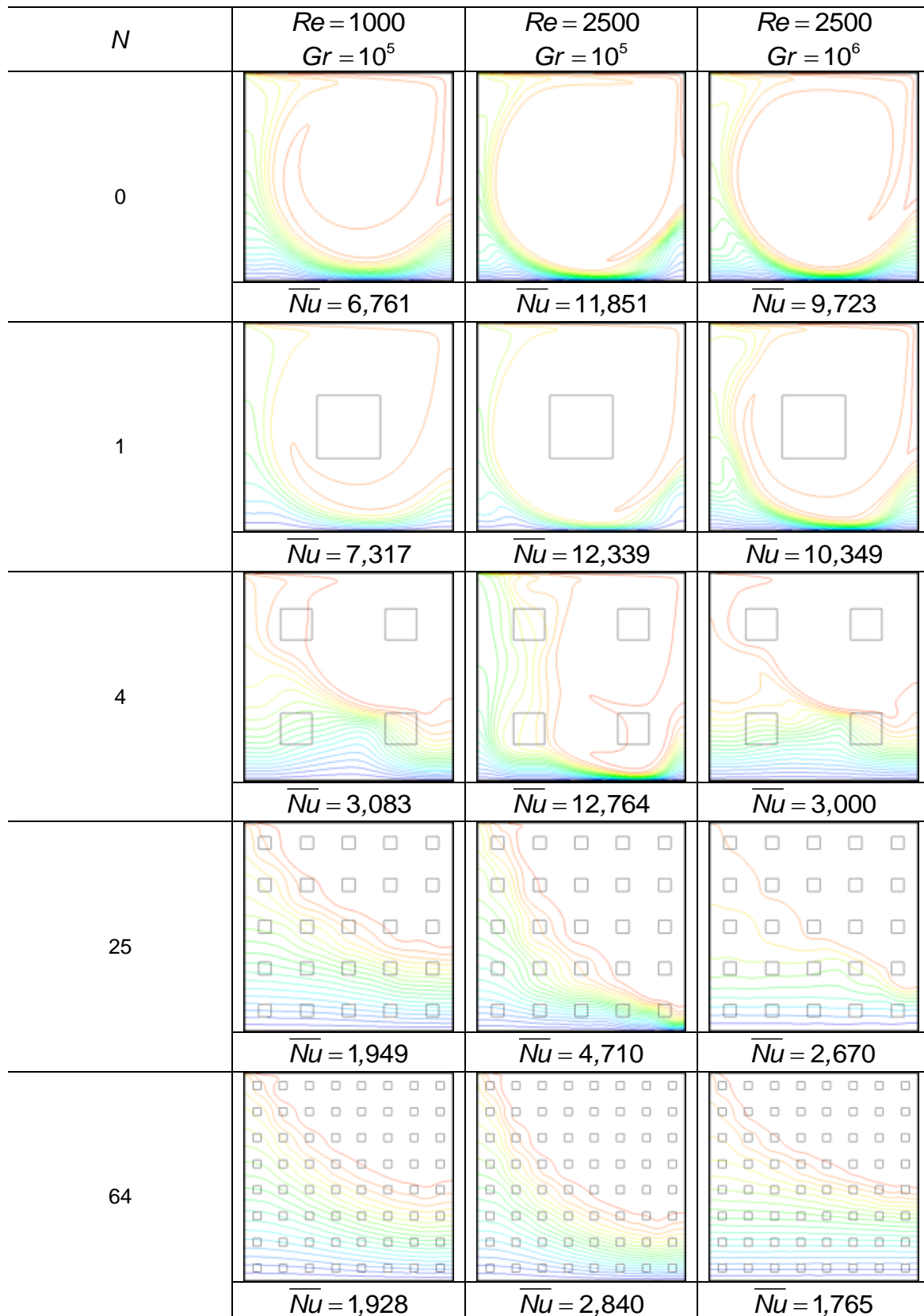


Figura C.1 – Efeito da variação do número de blocos para uma fração volumétrica

$\varphi = 0,91$ por convecção: isothermas.

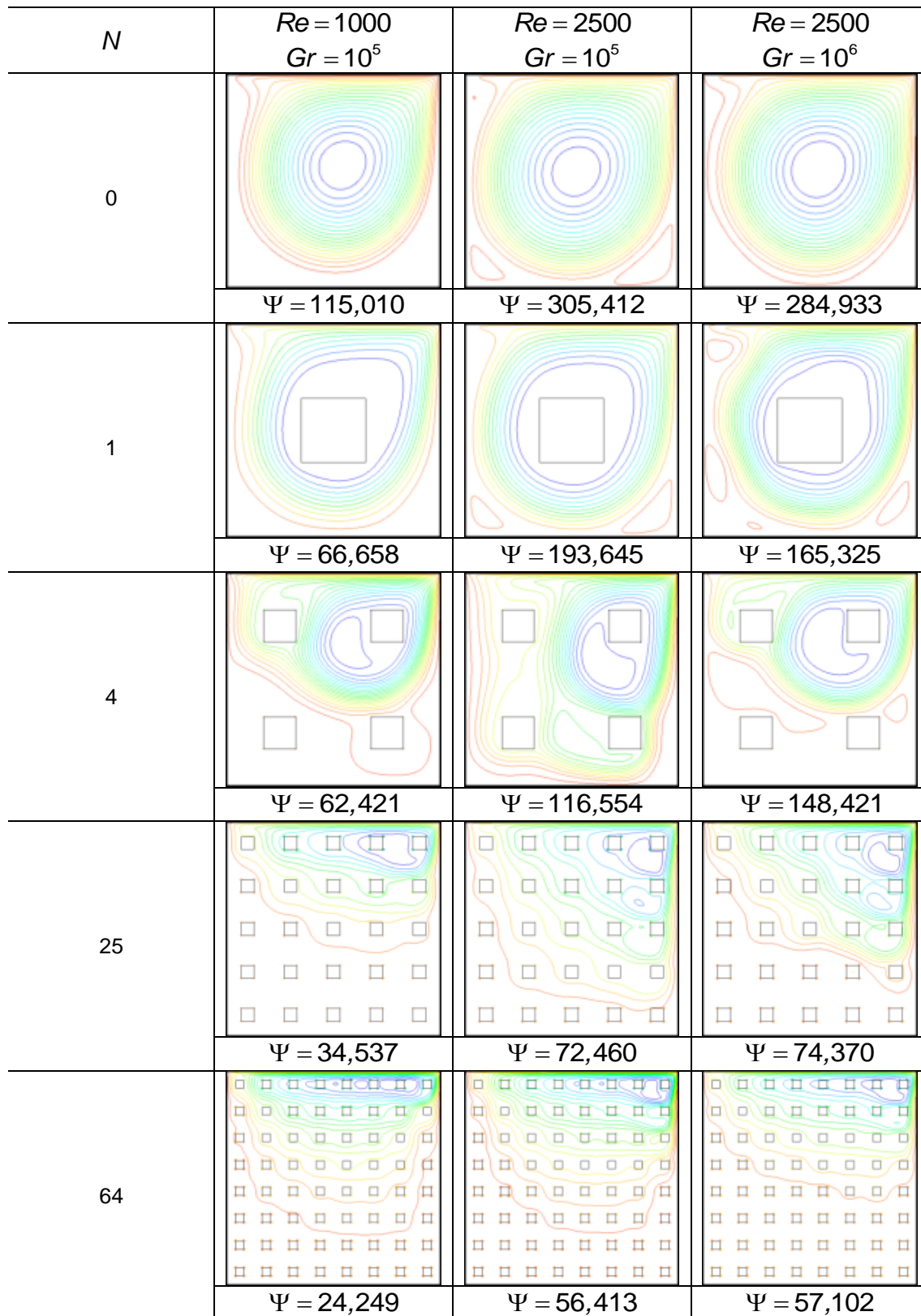


Figura C.2 – Efeito da variação do número de blocos para uma fração volumétrica $\varphi = 0,91$ por convecção: linhas de corrente.

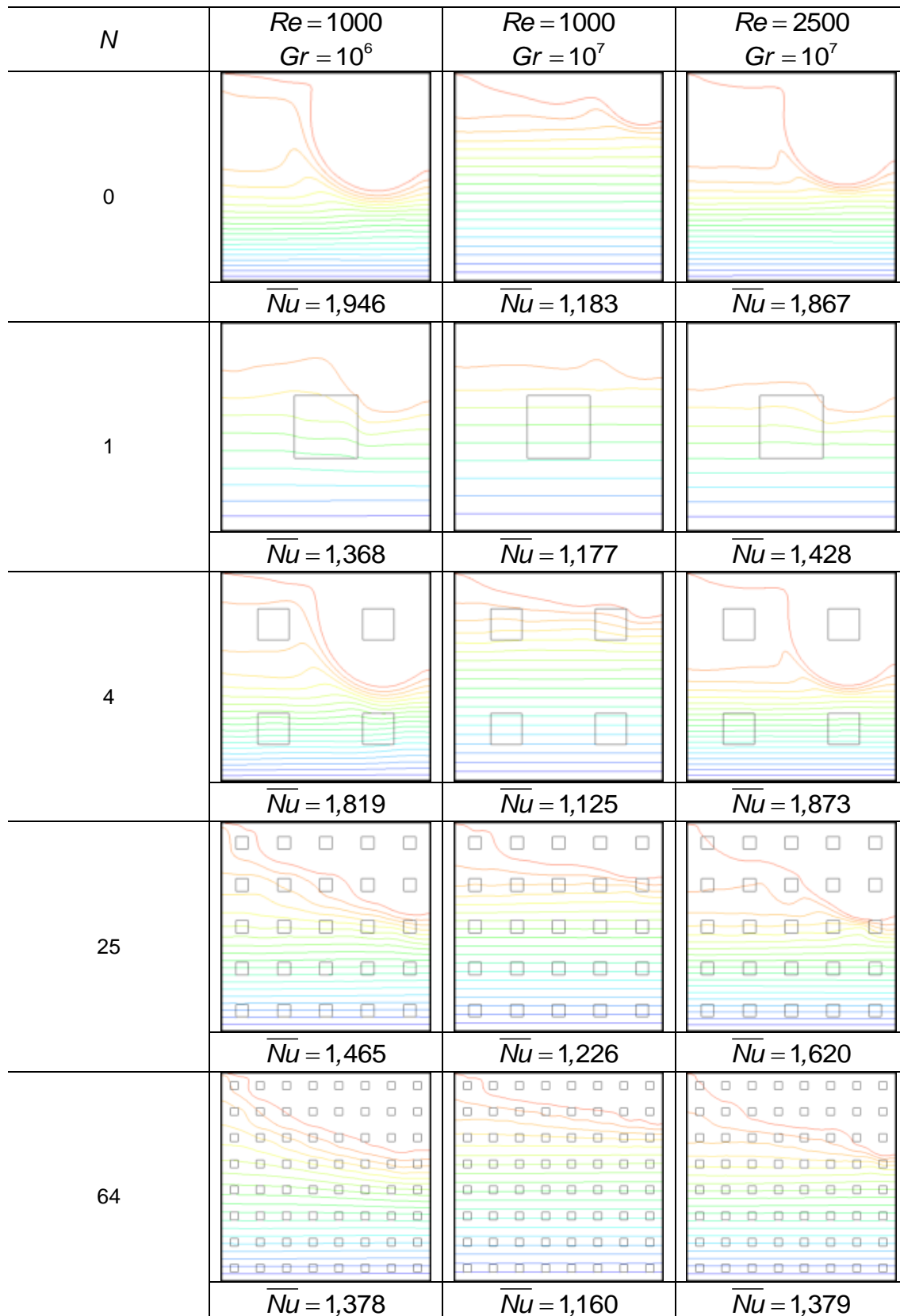


Figura C.3 – Efeito da variação do número de blocos para uma fração volumétrica

$\varphi = 0,91$ por condução: isothermas.

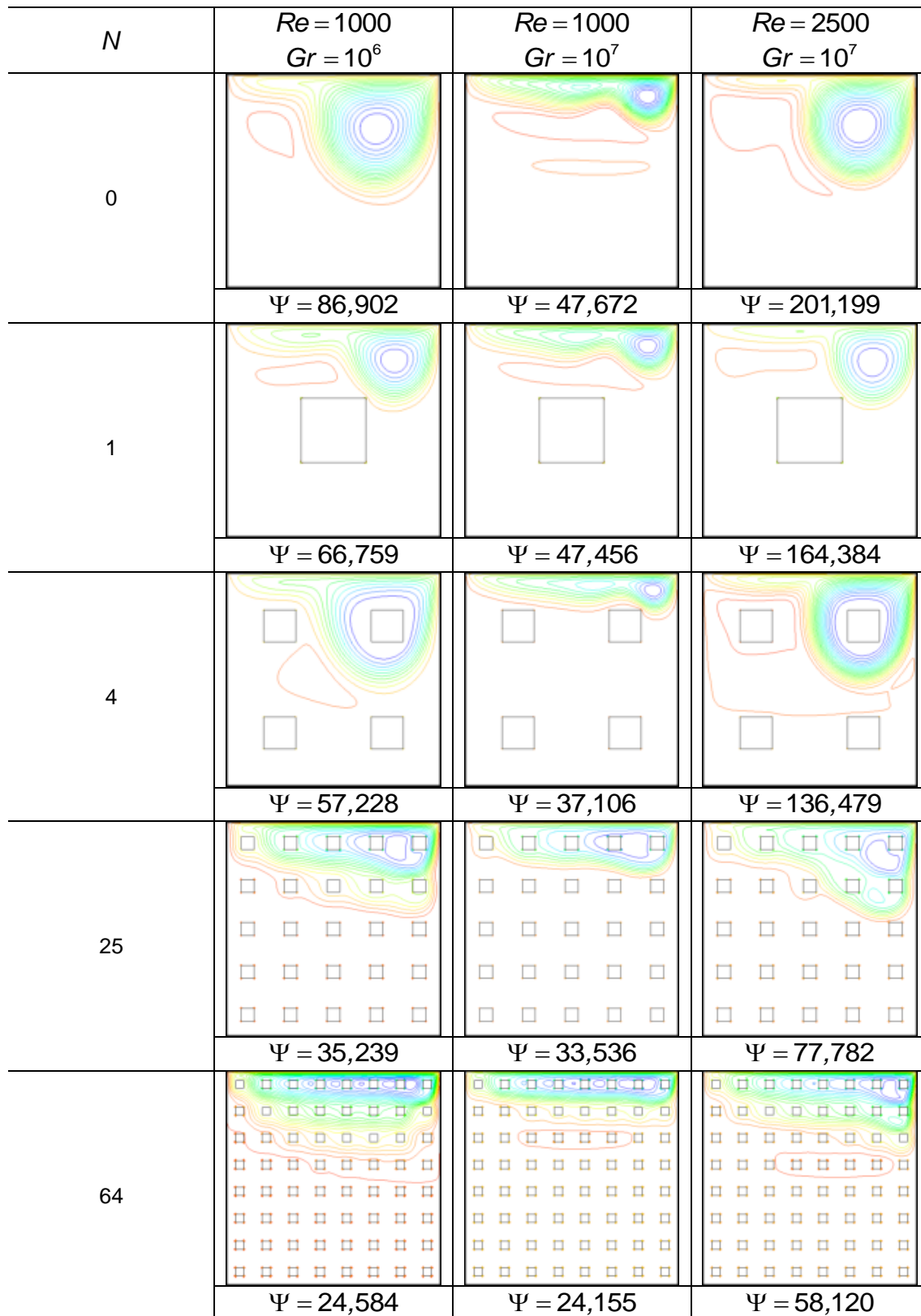


Figura C.4 – Efeito da variação do número de blocos para uma fração volumétrica $\varphi = 0,91$ por condução: linhas de corrente.