

CONVECÇÃO NATURAL EM REGIME TURBULENTO EM CAVIDADE CONTENDO MATERIAL POROSO

Viviani Tagliari Magro¹

Marcelo J.S. De-Lemos²

Departamento de Energia – IEME

Instituto Tecnológico de Aeronáutica – ITA, 12228-900 – São José dos Campos – S.P. – Brasil

¹e-mail: taglivi@mec.ita.br, ²e-mail: delemos@mec.ita.br

Resumo. Neste trabalho é apresentado resultados para o campo hidrodinâmico e térmico para a convecção natural turbulenta em cavidade contendo material poroso. As equações microscópicas do escoamento turbulento são integradas em um volume elementar representativo para se obter equações macroscópicas válidas também no domínio poroso. Um único conjunto de equações é então discretizado e a solução do sistema de equações algébricas obtido segue o método SIMPLE. A intensidade da corrente convectiva através da matriz porosa é observada com o aumento do número de Raleigh. A existência de um fina camada limite próximas às paredes de toda a cavidade é detectada assim como a estratificação do campo de temperaturas para $Ra \geq 10^9$.

Palavras chave: Natural Convection, Cavity flow, Turbulence, Porous Media

1. Introdução

Transporte turbulento em meios porosos têm se constituído em uma importante área de pesquisa, principalmente devido às inúmeras aplicações oriundas de um adequado tratamento matemático para o fenômeno. A análise de escoamentos sobre florestas e plantações, assim como em equipamentos de troca de calor em engenharia, podem se beneficiar de uma modelagem matemática apropriada a meios através dos quais um fluido permeia em regime turbulento. Recentes trabalhos encontrados na literatura tratam de forma macroscópica as propriedades de interesse, integrando estas grandezas num volume elementar representativo, fornecendo, assim, as equações macroscópicas do escoamento (Anthohe & Lage (1997), Pedras & de-Lemos (2001)). No que tange a escoamentos em cavidades limpas e porosas, sujeitas a um gradiente de temperatura, a literatura é vasta e um grande número de soluções podem ser encontradas, tanto para cavidades limpas (De Vahl Davis (1983)) quanto para cavidades porosas (Charrier-Mojtabi (1997)). Também para esta geometria, o trabalho de Braga & de-Lemos (2002a) apresenta resultados para convecção laminar em cavidade quadrada aquecida lateralmente. Posteriormente, Braga & de-Lemos (2002b) estenderam seus resultados para cavidade anular horizontal. Escoamento turbulento em região anular excêntrica e concêntrica foi também investigado (Braga & de-Lemos (2002c)). Ainda, um estudo sobre convecção natural em cavidades completamente preenchidas com material poroso foi apresentado em Braga & de-Lemos (2002d). Neste último trabalho, as duas geometrias anteriormente analisadas, quadrada e anular, foram consideradas. Mais recentemente, Braga & de-Lemos (2002e) apresentam resultados para escoamento laminar e turbulento em cavidade quadrada para meio limpo e para meio poroso. O modelo de turbulência empregado foi o k- ϵ padrão com função de parede.

Em todos os resultados mencionados acima, a cavidade considerada era totalmente limpa ou totalmente preenchida com material poroso. Neste trabalho, de forma diferente, o problema considerado é mostrado esquematicamente na

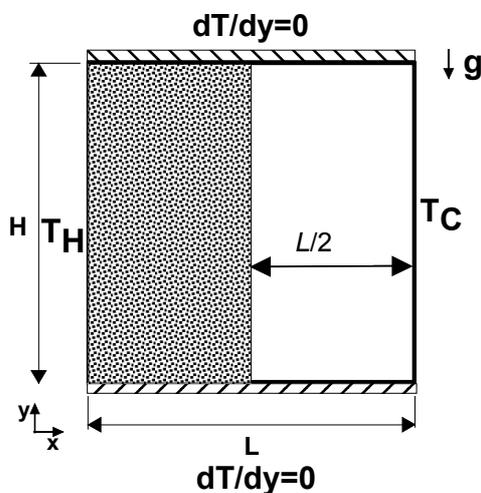


Figura 1– Cavidade vertical parcialmente preenchida com material poroso.

Figura 1. Aqui, o problema tratado é referente ao escoamento bidimensional de um fluido incompressível em uma cavidade quadrada de altura H e largura L , parcialmente preenchida com material poroso. Desta forma, para a cavidade da figura, se considera temperaturas constantes na face esquerda, T_H , e na direita, T_C , sendo $T_H > T_C$. As outras duas paredes são mantidas isoladas.

Em Magro & de-Lemos (2002a) o escoamento e a transferência de calor na cavidade da Figura 1 foi investigado. Naquele trabalho o efeito do número de Rayleigh e o tratamento da interface localizada em $x=L/2$ foram objetos de análise. Lá, empregou-se o tratamento proposto em Ochoa-Tapia & Whitaker (1995) para a interface. Posteriormente, em Magro & de-Lemos (2002b) é complementada a investigação anterior, levando-se então em consideração os efeitos de porosidade e de permeabilidade da região porosa. Em ambos os trabalhos, a análise foi feita para escoamento em regime laminar.

O objetivo do presente texto é a extensão dos trabalhos em Magro & de-Lemos (2002a, 2000b) para consideração de escoamento em regime turbulento na cavidade da Figura 1.

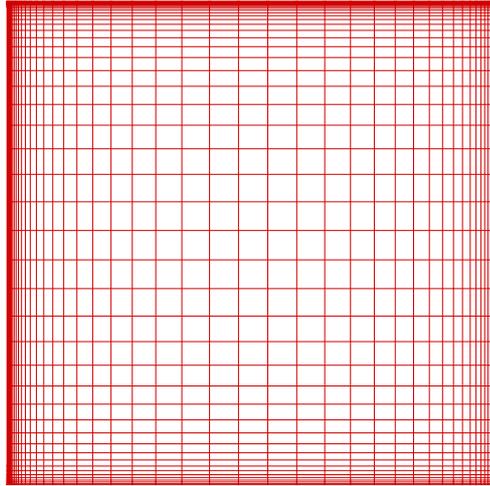


Figura 2 - Malha computacional empregada.

2. Modelagem Matemática

2.1. Equações governantes

O modelo matemático aqui empregado tem sua origem nos trabalhos de Pedras & de-Lemos (2001) para o campo hidrodinâmico e Rocamora & de-Lemos (2000) para o campo térmico. A consideração de forças de empuxo foi abordada nos trabalhos de Braga & de-Lemos (2002a-e) e a implementação da condição de “salto” na interface foi considerada em Silva & de-Lemos (2002) baseada na teoria proposta em Ochoa-Tapia & Whitaker (1995). Portanto, estas equações serão aqui apenas reproduzidas e maiores detalhes sobre as suas derivações podem ser obtidos nos trabalhos citados. Estas equações são:

a) Equação Macroscópica da Continuidade

$$\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}}_D = 0 \quad (1)$$

onde a relação de Dupuit-Forchheimer, $\bar{\mathbf{u}}_D = \phi \langle \bar{\mathbf{u}} \rangle^i$, foi usada e $\langle \bar{\mathbf{u}} \rangle^i$ identifica a média intrínseca (*na fase líquida*) da velocidade local $\bar{\mathbf{u}}$.

b) Equação Macroscópica da Quantidade de Movimento

$$\rho \left[\frac{\partial \bar{\mathbf{u}}_D}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\frac{\bar{\mathbf{u}}_D \bar{\mathbf{u}}_D}{\phi} \right) \right] = -\nabla(\phi \langle \bar{p} \rangle^i) + \mu \nabla^2 \bar{\mathbf{u}}_D + \nabla \cdot \left(-\rho \phi \langle \bar{\mathbf{u}} \bar{\mathbf{u}} \rangle^i \right) + \rho_{ref} \beta_\phi g \phi (\langle \bar{T} \rangle^i - T_{ref}) - \left[\frac{\mu \phi}{K} \bar{\mathbf{u}}_D + \frac{c_F \phi \rho |\bar{\mathbf{u}}_D| \bar{\mathbf{u}}_D}{\sqrt{K}} \right] \quad (2)$$

onde

$$-\rho \phi \langle \bar{\mathbf{u}} \bar{\mathbf{u}} \rangle^i = \mu_t 2 \langle \bar{\mathbf{D}} \rangle^v - \frac{2}{3} \phi \rho \langle k \rangle^i \mathbf{I} \quad (3)$$

e

$$\langle \bar{\mathbf{D}} \rangle^v = \frac{1}{2} \left[\nabla(\phi \langle \bar{\mathbf{u}} \rangle^i) + \left[\nabla(\phi \langle \bar{\mathbf{u}} \rangle^i) \right]^T \right] \quad (4)$$

é o tensor de deformação macroscópico, $\langle k \rangle^i = \overline{\langle \mathbf{u}' \cdot \mathbf{u}' \rangle}^i / 2$ é a média intrínseca da energia cinética de turbulência, k , e μ_{t_ϕ} , é a viscosidade turbulenta, a qual é modelada semelhantemente ao caso de escoamento de meio limpo em Pedras & de-Lemos (2001) como,

$$\mu_{t_\phi} = \rho c_\mu \frac{\langle k \rangle^i}{\langle \varepsilon \rangle^i}$$

As equações de transporte para as variáveis macroscópicas $\langle k \rangle^i$ e sua taxa de dissipação $\langle \varepsilon \rangle^i = \mu \overline{\langle \nabla \mathbf{u}' : (\nabla \mathbf{u}')^T \rangle}^i / \rho$ são também propostas em Pedras & de-Lemos (2001) como:

$$\rho \left[\frac{\partial}{\partial t} (\phi \langle k \rangle^i) + \nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}}_D \langle k \rangle^i) \right] = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_{t_\phi}}{\sigma_k} \right) \nabla (\phi \langle k \rangle^i) \right] + P^i + G^i + G_k^i - \rho \phi \langle \varepsilon \rangle^i \quad (5)$$

$$\rho \left[\frac{\partial}{\partial t} (\phi \langle \varepsilon \rangle^i) + \nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}}_D \langle \varepsilon \rangle^i) \right] = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_{t_\phi}}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla (\phi \langle \varepsilon \rangle^i) \right] + \frac{\langle \varepsilon \rangle^i}{\langle k \rangle^i} [c_1 P^i + c_2 G^i + c_1 c_3 G_k^i - c_2 \rho \phi \langle \varepsilon \rangle^i] \quad (6)$$

onde c_1 , c_2 , c_3 and c_k são constantes, $P^i = -\rho \overline{\langle \mathbf{u}' \mathbf{u}' \rangle}^i : \nabla \bar{\mathbf{u}}_D$ e $G^i = C_k \rho \frac{\phi \langle k \rangle^i |\bar{\mathbf{u}}_D|}{\sqrt{K}}$ são as taxas de produção de $\langle k \rangle^i$ devido ao gradiente de $\bar{\mathbf{u}}_D$ à ação da matriz porosa, respectivamente e G_k^i representa a taxa macroscópica de geração de $\langle k \rangle^i$ devido ao termo de empuxo na fase líquida. Uma proposta para este termo foi apresentada no trabalho de Braga & de-Lemos (2002e) e pode ser escrita como,

$$G_k^i = -\phi \frac{\nu_{t_\phi}}{\sigma_T} g \beta_\phi \frac{\partial \langle \bar{T} \rangle^i}{\partial y} \quad (7)$$

onde o símbolo ν_{t_ϕ} expressa viscosidade cinemática macroscópica turbulenta, $\nu_{t_\phi} = \mu_{t_\phi} / \rho_f$, β_ϕ é a média volumétrica do coeficiente de expansão volumétrica e σ_T é uma constante.

c) Equação Macroscópica de Energia.

De um modo semelhante, aplicando a média temporal e volumétrica nas equação da energia microscópica, para o fluido e para a matriz porosa, duas equações surgem. Assumindo então a hipótese de **Equilíbrio Térmico Local**, a qual considera $\langle \bar{T}_f \rangle^i = \langle \bar{T}_s \rangle^i = \langle \bar{T} \rangle^i$ e somando s duas equações obtidas, tem-se (veja Braga & de-Lemos (2002a-e para detalhes),

$$\left\{ (\rho c_p)_f \phi + (\rho c_p)_s (1 - \phi) \right\} \frac{\partial \langle \bar{T} \rangle^i}{\partial t} + (\rho c_p)_f \nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}}_D \langle \bar{T} \rangle^i) = \nabla \cdot \left\{ \mathbf{K}_{eff} \cdot \nabla \langle \bar{T} \rangle^i \right\} \quad (8)$$

onde

$$\mathbf{K}_{eff} = \left[\phi k_f + (1 - \phi) k_s \right] \mathbf{I} + \mathbf{K}_{tor} + \mathbf{K}_t + \mathbf{K}_{disp} + \mathbf{K}_{disp,t} \quad (9)$$

é o tensor condutividade efetiva.

Na interface, as condições de continuidade da velocidade, da pressão, da energia cinética de turbulência, k e sua dissipação, ε e, dos fluxos difusivos de k e ε , são dadas por,

$$\bar{\mathbf{u}}_D \Big|_{0 < \phi < 1} = \bar{\mathbf{u}}_D \Big|_{\phi = 1} \quad (10)$$

$$\langle \bar{p} \rangle^i \Big|_{0 < \phi < 1} = \langle \bar{p} \rangle^i \Big|_{\phi = 1} \quad (11)$$

$$\langle k \rangle^v \Big|_{0 < \phi < 1} = \langle k \rangle^v \Big|_{\phi = 1} \quad (12)$$

$$\left(\mu + \frac{\mu_{t_\phi}}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \langle k \rangle^v}{\partial y} \Big|_{0 < \phi < 1} = \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \langle k \rangle^v}{\partial y} \Big|_{\phi = 1} \quad (13)$$

$$\langle \varepsilon \rangle^v \Big|_{0 < \phi < 1} = \langle \varepsilon \rangle^v \Big|_{\phi = 1} \quad (14)$$

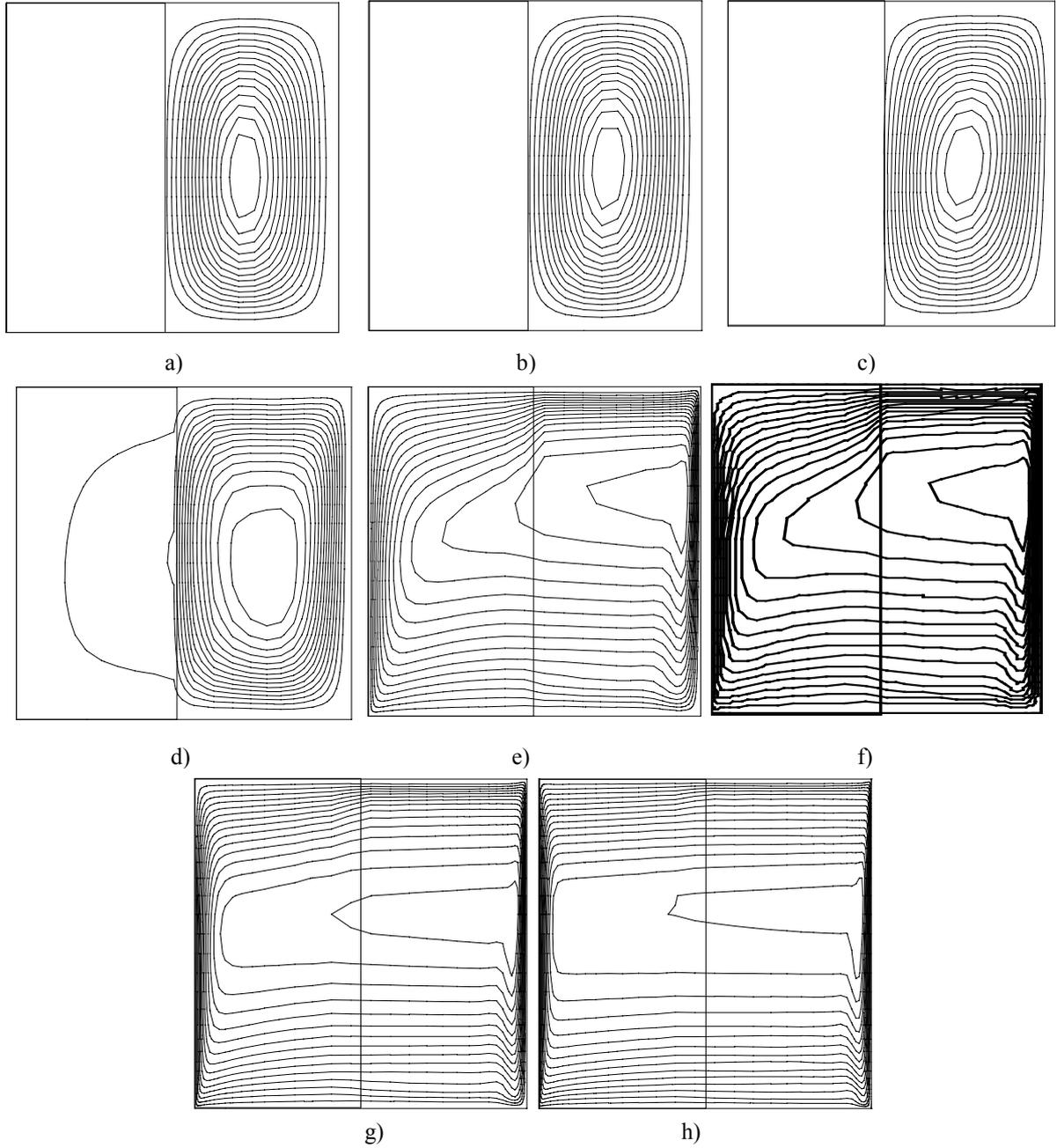


Figura 3 Efeito do número de Ra nas linhas de corrente, $\phi=0,8$, $K=8,88 \times 10^{-6} \text{m}^2$: a) $Ra=10^3$, b) $Ra=10^4$, c) $Ra=10^5$, d) $Ra=10^6$, e) $Ra=10^7$, f) $Ra=10^8$, g) $Ra=10^9$, h) $Ra=10^{10}$.

$$\left(\mu + \frac{\mu_{t\phi}}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \langle \varepsilon \rangle^v}{\partial y} \Big|_{0 < \phi < 1} = \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \langle \varepsilon \rangle^v}{\partial y} \Big|_{\phi=1} \quad (15)$$

A condição de salto na tensão cisalhante na interface é representada por,

$$\left(\mu_{ef} + \mu_{t\phi} \right) \frac{\partial \bar{u}_{D_p}}{\partial y} \Big|_{0 < \phi < 1} - \left(\mu + \mu_t \right) \frac{\partial \bar{u}_{D_p}}{\partial y} \Big|_{\phi=1} = \left(\mu + \mu_t \right) \frac{\beta}{\sqrt{K}} \bar{u}_{D_i} \Big|_{\text{interface}} \quad (16)$$

A condição de não deslizamento é aplicada para a velocidade em todas as quatro paredes da cavidade. Neste trabalho, o número de Rayleigh é calculado com as propriedades do fluido e é definido como $Ra = g\beta L^3 \Delta T / \nu \alpha$, onde g é a gravidade, β é o coeficiente de expansão volumétrica, ν é a viscosidade cinemática, α a difusividade térmica e $\Delta T = T_H - T_C$.

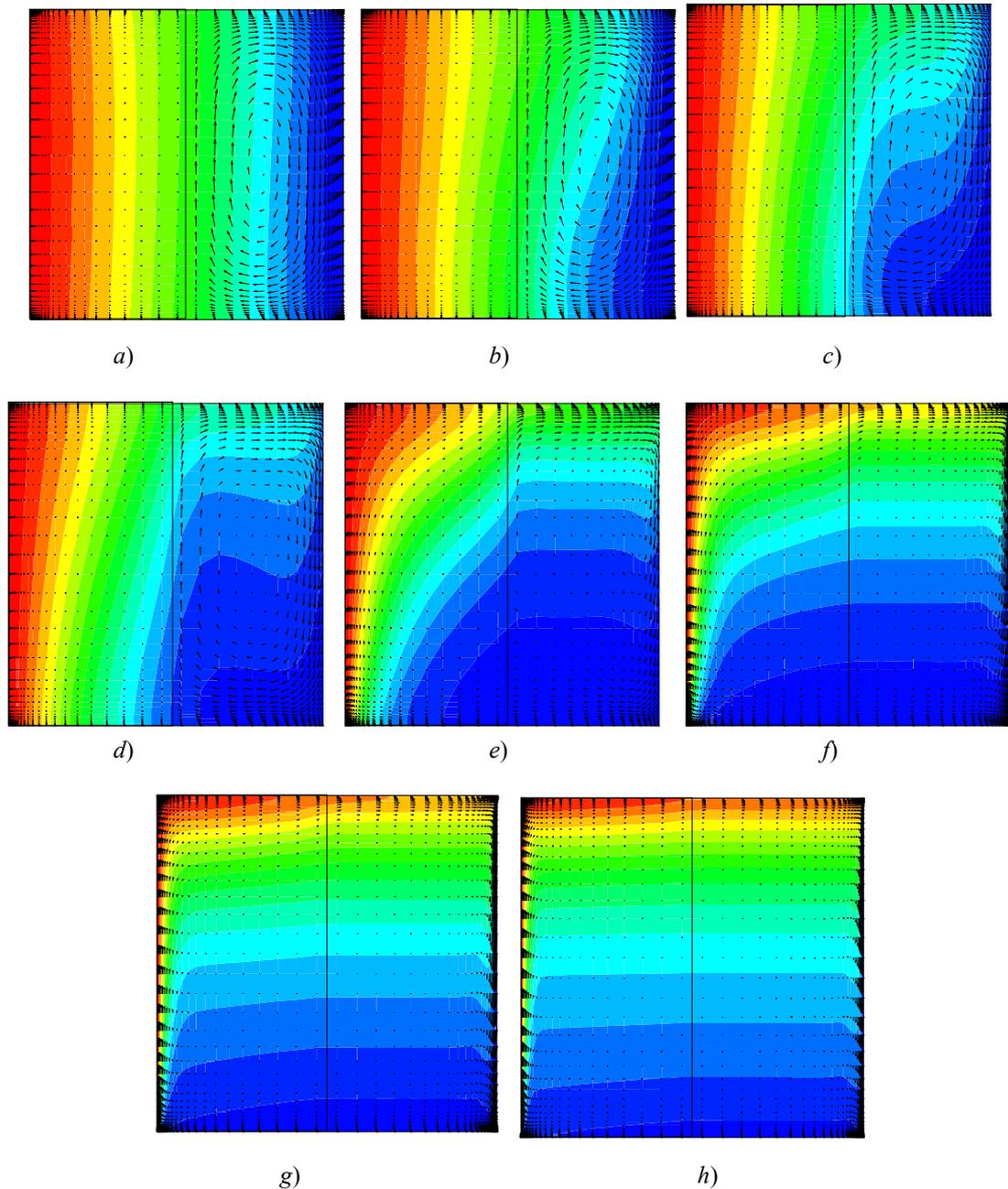


Figura 4- Efeito de Ra no campo de temperaturas para $\phi=0,8$ e $K=8,88 \times 10^{-6} \text{m}^2$: a) $Ra=10^3$, b) $Ra=10^4$, c) $Ra=10^5$, d) $Ra=10^6$, e) $Ra=10^7$, f) $Ra=10^8$, g) $Ra=10^9$, h) $Ra=10^{10}$.

2.2. Método numérico

As equações acima foram discretizadas na malha computacional mostrada na Figura 2. Esta malha concentra os pontos nodais nas regiões próximas às quatro paredes, permitindo uma maior precisão dos resultados nestas regiões. Entretanto, como pode ser visto, há uma conseqüente redução do número de pontos ao redor da interface ente o meio limpo e o meio poroso. Implicações desta limitação serão comentadas abaixo.

O método numérico utilizado na resolução das equações acima é baseado na técnica de Volumes Finitos e no algoritmo *SIMPLE* de Patankar (1980). A interface é posicionada de modo a coincidir com a fronteira entre dois

volumes de controle, gerando portanto apenas volumes dos tipos ‘totalmente poroso’ ou ‘totalmente limpo’. As equações do escoamento são então resolvidas nas regiões porosa e limpa, respeitando-se as condições de interface.

3. Resultados e Discussão

Nesta seção são apresentados os resultados para as linhas de corrente, campo de velocidades e temperaturas na geometria da Figura 1. A Figura 3 mostra o efeito do número de Rayleigh no campo hidrodinâmico para ambas as regiões limpa e porosa. Nota-se que para um baixo número de Rayleigh, a baixa intensidade das forças de empuxo provoca escoamento apenas na região limpa. A partir de $Ra > 10^6$, o escoamento começa a adentrar a região porosa, tornando-se mais intenso com o aumento de Ra . Para $Ra > 10^7$, torna-se claro a existência de uma camada limite tanto na face direita (meio limpo) quanto no contato do meio poroso com a parede esquerda. Para $Ra = 10^{10}$, embora o centro da zona de recirculação ainda seja na região limpa, há uma apreciável corrente convectiva através da matriz porosa.

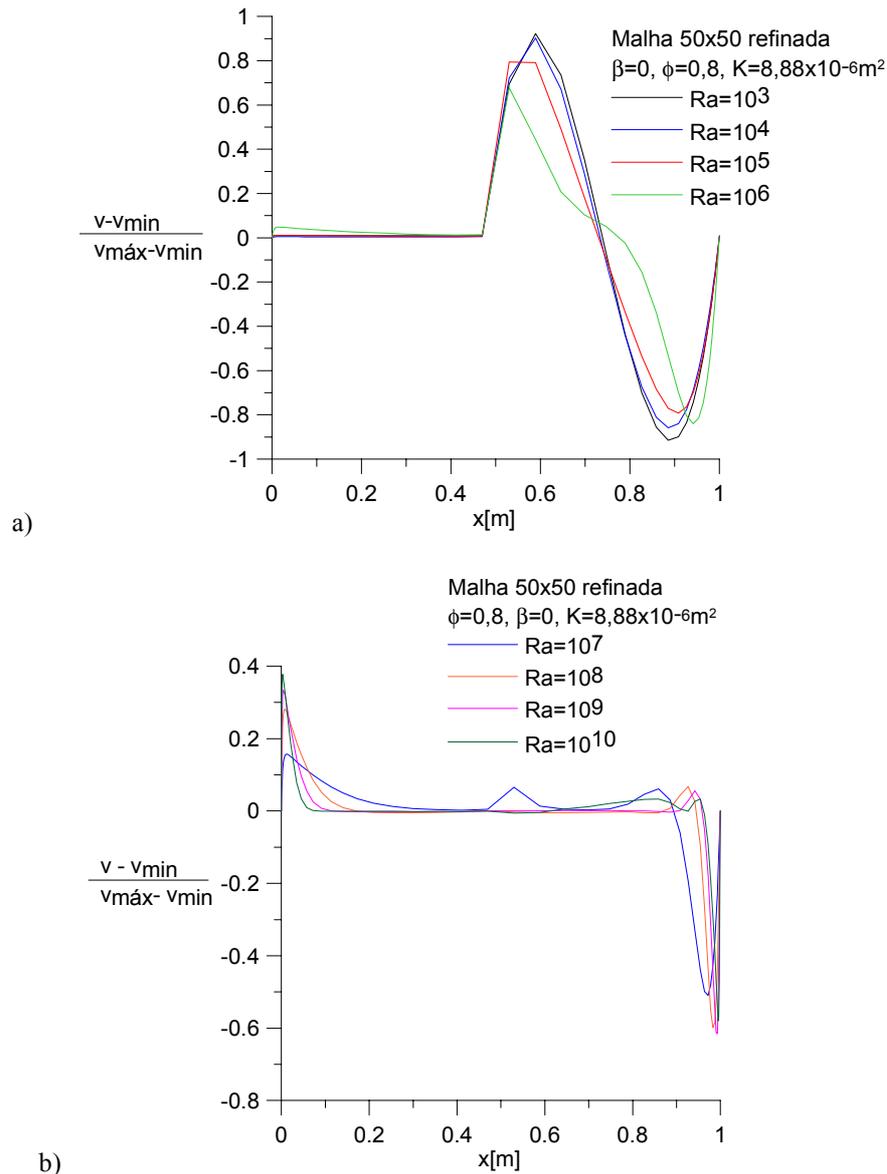


Figura 5- Efeito de Ra no campo vertical de velocidade para cavidade contendo material poroso, $y = H/2$: a) $10^3 < Ra < 10^6$, b) $10^7 < Ra < 10^{10}$.

Os correspondentes campos de temperaturas e vetores velocidade são mostrados na Figura 4. A Fig. 4a indica que para baixo Ra o mecanismo predominante de transporte de calor através da matriz porosa e a condução. Observa-se que a partir $Ra = 10^7$, a estratificação no campo térmico começa a se formar também dentro do material permeável. Para $Ra = 10^{10}$ o campo térmico apresenta o comportamento estratificado e uma fina camada limite é existente ao longo de ambas as faces laterais. A evolução desta camada limite ao longo das laterais pode ser melhor observada na Figura 5. A partir de $Ra = 10^6$ a corrente convectiva penetra mais intensamente na matriz porosa, retorno ao longo da parede

esquerda. O centro da zona de recirculação deslocasse para a esquerda e as velocidades na região central reduzidas, ficando uma maior fração da vazão mássica do escoamento concentrada nas camadas limites ao longo das paredes da cavidade.

Finalmente, a Tabela 1 apresenta valores para o Número de Nusselt definido como,

$$\overline{Nu} = \frac{1}{H} \int_0^H Nudy \quad (17)$$

onde

$$Nu = \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} \frac{L}{T_H - T_C} \quad (18)$$

é calculado ao longo da parede de maior temperatura, T_H . O efeito de Ra no valor de Nu é observado na Tabela 1. Para ambas as porosidades calculadas, há um aumento de Nu para Ra maiores, refletindo a intensidade das correntes convectivas à medida que Ra aumenta. O mesmo efeito em Nu parece ocorrer para um mesmo Ra e um aumento em ϕ .

Tabela 1 - Número de Nusselt para cavidades verticais parcialmente preenchidas com material poroso.

ϕ / Ra	10^7	10^8	10^9	10^{10}
0.5	1,69	2,901	14,11	53,97
0.8	5,39	20,18	51,10	113,31

4. Conclusões

Neste trabalho foram apresentados resultados numéricos para escoamentos turbulentos em domínios híbridos com transferência de calor os quais envolvem interface entre a matriz porosa e o meio limpo. O método numérico utilizado possibilita o tratamento do meio poroso e do meio limpo em um único domínio de cálculo, respeitadas as condições de contorno na interface. O número de Raleigh foi variado e a troca de calor global através da cavidade foi obtida. Observou-se que o aumento de Ra intensifica as correntes convectivas dentro do material poroso, levando à situação de estratificação do campo de temperaturas em todo o domínio de cálculo. O incremento da troca de calor foi também observado com o aumento da porosidade do material.

5. Referências

- Antohe, B. V. ;Lage, J. L., 1997, “A general two-equation macroscopic turbulence model for incompressible flow in porous media”, *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 40, pp. 3013-3024.
- Braga, E.J., de-Lemos, M.J.S., 2002a, FREE CONVECTION IN SQUARE AND RECTANGULAR CAVITIES HEATED FROM BELOW OR ON THE LEFT, *Proceedings of CONEM2002, 3rd Congresso Nacional de Engenharia Mecânica*, João Pessoa, PB, Brazil, August 12-16.
- Braga, E.J., de-Lemos, M.J.S., 2002b, LAMINAR NATURAL CONVECTION IN CONCENTRIC AND ECCENTRIC ANNULI, *Proceedings of ENCIT2002, 9th Brazilian Congress of Thermal Engineering and Sciences* (accepted for presentation), Caxambu, MG, Brazil, October 13-17.
- Braga, E.J., de-Lemos, M.J.S., 2002c, NATURAL CONVECTION IN TURBULENT REGIME IN CONCENTRIC AND ECCENTRIC HORIZONTAL ANNULAR REGIONS, **Paper AIAA-2002-3316**, *Proc. of 8th AIAA/ASME, Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference*, St Louis, Missouri, U.S.A, June 23-27.
- Braga, E.J., de-Lemos, M.J.S., 2002d, NATURAL CONVECTION IN CAVITIES COMPLETELY FILLED WITH POROUS MATERIAL, *Proceedings of APM2002, 1st International Conference on Applications of Porous Media*, **Paper APM-164**, vol. 1, pp. 551-560, Jerba, Tunísia, June 2-8.
- Braga, E.J., de-Lemos, M.J.S., 2002e, Turbulent Natural Convection in Enclosures Completely Filled With Porous Material, **Paper IMECE2002-34403**, *2002 ASME International Mechanical Engineering Congress* (accepted for presentation), New Orleans, LA, USA, November 17-22, 2002.
- Charrier-Mojtabi, M.C., 1997, NUMERICAL SIMULATION OF TWO –AND –THREEDIMENSIONAL FREE CONVECTION FLOWS IN A HORIZONTAL POROUS ANNULUS USING A PRESSURE AND TEMPERATURA FORMULATION, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol 40, No 7, pp. 1521-1533.
- De Vahl Davis, G., 1983, Natural convection in a square cavity: A benchmark numerical solution, *Int. J. Num. Methods in Fluids*, Vol 3, pp. 249-264.

- Magro, V.T., de-Lemos, M.J.S., 2002a, “Convecção Natural em Regime Laminar em Cavidade Contendo Material Poroso”, Anais do CONEM 2002 - II Congresso Nacional de Engenharia Mecânica, João Pessoa, PA, 23 a 28 de agosto.
- Magro, V.T., de-Lemos, M.J.S., 2002b, “Efeito da Permeabilidade e Porosidade na Convecção Natural em Cavidade contendo Material Poroso”, ENCIT 2002 - Congresso Brasileiro de Engenharia e Ciências Térmicas, Caxambu, MG, 15 a 18 de Outubro.
- Nakayama, A., Kuwahara, F., 1999, A Macroscopic Turbulence Model for Flow in a Porous Medium *Journal of Fluids Eng.*, **121**, 427-433.
- Ochoa-Tapia, J.A.; Whitaker, S., 1995, “Momentum transfer at the boundary between a porous medium and a homogeneous fluid-I. Theoretical development”, *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 38, pp. 2635-2646.
- Patankar, S.V., 1980, NUMERICAL HEAT TRANSFER AND FLUID FLOW, Mc-Graw Hill.
- Pedras, M.H.J., De Lemos, M. J. S., 2001, Macroscopic Turbulence Modeling For Incompressible Flow Through Undeformable Porous Media, *Int. J. Heat Transfer*, Vol 44(6), pp. 1081-1093.
- Rocamora, F. D. J., deLemos, M. J. S., 2000, Analysis Of Convective Heat Transfer For Turbulent Flow In Saturated Porous Media, *Int, Comm. Heat Mass Transfer*, Vol. 27(6), pp. 825-834
- Silva, R.A., de-Lemos, M.J.S., 2002, “Numerical Treatment of the Stress Jump Interface Condition for Laminar Flow in a Channel Containing a Porous Layer”, *Numerical Heat Transfer – Part A (in press)*.
- Vafai, K., Tien, C. L., 1981, “Boundary and Inertia Effects on Flow and Heat Transfer in Porous Media”, *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 24, pp. 195-203.

TURBULENT NATURAL CONVECTION IN A CAVITY PARTIALLY FILLED WITH POROUS MATERIAL

Viviani Tagliari Magro¹

Marcelo J.S. De-Lemos²

Departamento de Energia – IEME

Instituto Tecnológico de Aeronáutica – ITA, 12228-900 – São José dos Campos – S.P. – Brazil

¹e-mail: taglivi@mec.ita.br, ²e-mail: delemos@mec.ita.br

Abstract. This work presents numerical solutions for flow and heat transfer in square cavities partially obstructed with porous material. The microscopic flow and energy equations are integrated in a representative elementary volume in order to obtain a set of equations valid in both the clear flow region and in the porous matrix. A unique set of equations is discretized with the control volume method and solved with the SIMPLE algorithm. Enhancement of convective currents within the porous substrate is detected as Ra increases. Thin boundary layers along the cavity wall and stratification of the thermal field are observed for $Ra \geq 10^9$.

Keywords: Natural convection, Square Cavity, Porous Media, Numerical Methods