

CONVECÇÃO NATURAL EM CAVIDADE RETANGULAR E A GERAÇÃO DE ENTROPIA

Rejane De Césaro Oliveski

UNISINOS – Engenharia Mecânica
Av. Unisinos, 950. CEP: 930220-000 – São Leopoldo, RS, Brasil
decesaro@euler.unisinos.br

Andreas de La Martinière Petroll

UNISINOS – Engenharia Mecânica
Av. Unisinos, 950. CEP: 930220-000 – São Leopoldo, RS, Brasil
andreasmp@yahoo.com.br

Jacqueline Biancon Copetti

UNISINOS – Engenharia Mecânica
Av. Unisinos, 950. CEP: 930220-000 – São Leopoldo, RS, Brasil
copetti@euler.unisinos.br

Mario Henrique Macagnan

UNISINOS – Engenharia Mecânica
Av. Unisinos, 950. CEP: 930220-000 – São Leopoldo, RS, Brasil
mhmac@euler.unisinos.br

Resumo. *Este trabalho apresenta uma análise numérica da geração de entropia em uma cavidade quadrada, submetida ao processo de convecção natural, promovido pela diferença de temperatura entre as paredes verticais da cavidade. Para resolver este problema, utilizaram-se as equações da conservação da massa, quantidade de movimento e energia acopladas através da aproximação de Boussinesq. Inicialmente a cavidade é submetida às condições de temperatura e velocidade uniforme. Nas paredes do topo e da base da cavidade é utilizada a hipótese de isolamento perfeito. Impermeabilidade e não deslizamento são condições de contorno utilizadas em todas as paredes da cavidade. A análise numérica é realizada com um modelo bidimensional com o método dos volumes finitos. Os resultados de geração de entropia em uma cavidade com razão de aspecto unitária são utilizados para validar o modelo numérico, mostram uma boa concordância com os resultados encontrados na literatura. Também é realizada uma análise sobre a geração de entropia em cavidade retangular com razões de aspecto iguais a 0,25, 0,5, 1, 2, 4 para vários números de Rayleigh..*

Palavras chave: geração de entropia, convecção natural, volumes finitos, cavidade retangular.

1. Introdução

A transferência de calor por convecção natural é responsável por uma parcela significativa de importantes processos em engenharia, tais como conforto ambiental, estocagem térmica, secagem de grãos, etc.... Neste tipo de convecção, o problema térmico é acoplado ao problema hidrodinâmico e estes são fortemente influenciados pelas características termofísicas do fluido, diferença de temperatura e geometria do sistema (Bejan, 1993).

A existência de grande variedade de sistemas submetidos ao processo de convecção natural, envolvendo diferentes características físicas e construtivas torna o estudo deste fenômeno um tema sempre atual, apesar de várias décadas de pesquisa sobre o assunto. Encontra-se na literatura uma variedade muito grande de pesquisas envolvendo convecção natural nas mais diversas áreas, envolvendo abordagens experimentais (Nelson *et al.*, 1999, Ampofo e Karayiannis, 2003, etc...) e numéricas (Poujol, 2000, Oliveski *et al.* 2003, etc...).

Todos processos reais são acompanhados por irreversibilidades associados ao atrito, transferência de massa, gradientes térmicos, reações químicas, etc..., causando uma queda em seu rendimento. Esta diminuição do rendimento é relacionada à geração de entropia. Sendo assim, a geração da entropia destrói a exergia de um sistema e por isso deve-se tentar entender seus mecanismos de geração (Bejan 1982a, 1996), o que pode ser obtido com um conhecimento detalhado do processo, analisando-se a dependência da geração de entropia em função das diferentes características térmicas, hidrodinâmicas e geométricas destes processos.

Na literatura encontram-se estudos de geração de entropia envolvendo escoamentos com transferência de calor tanto em regime de convecção natural como em convecção forçada. Em regime de convecção forçada pode-se citar os trabalhos de Khalkhali *et al.* (1999), Sahin (2000, 2002) e Abbassi *et al.* (2003) entre outros. Em se tratando de geração de entropia em regime de convecção natural pode-se citar os trabalhos de Abu-Hijleh *et al.* (1999), Abu-Hijleh e Heilen (1999), Mahmud e Island (2003), Magherbi *et al.* (2003) e outros.

Sahin (2000) analisou a influência da variação da viscosidade, em função da temperatura, na geração de entropia em escoamentos forçados em dutos com temperatura constante. Mais recentemente, este mesmo autor (2002) fez uma análise similar só que impondo à parede do duto um fluxo de calor constante. Mahmud e Fraser (2003) desenvolveram soluções analíticas para a geração de entropia, distribuição de irreversibilidades e número de Bejan para uma série de problemas clássicos de convecção forçada a partir de suas soluções analítica de perfil de velocidade e temperatura. Abbassi *et al.* (2003) investigou numericamente a geração de entropia em escoamentos do tipo Poiseuille-Benard para

uma faixa de números de Rayleigh e de irreversibilidades mantendo os números de Reynolds e Peclet fixos. Abu-Hijleh *et al.* (1999) simularam numericamente a geração de entropia devido à convecção natural em um cilindro horizontal. Neste trabalho, os autores mostram que para um determinado número de Rayleigh a geração de entropia diminui com o acréscimo do diâmetro do cilindro e o inverso acontece quando o número de Rayleigh é aumentado em relação a um mesmo diâmetro.

O presente trabalho tem como objetivo o estudo da geração de entropia em processos de convecção natural através de simulação numérica. Inicialmente, apresenta-se a validação numérica com resultados encontrados na literatura da geração de entropia em uma cavidade quadrada submetida a um gradiente horizontal de temperatura provocando uma convecção natural em seu interior. Posteriormente é analisada a variação da geração de entropia em função do número de Rayleigh e da razão de aspecto em cavidades retangulares submetidas ao processo de convecção natural.

2. Modelo matemático

Para resolver o problema da geração de entropia devido à convecção natural em uma cavidade quadrada, assume-se que: o fluido seja incompressível, a aproximação de Boussinesq seja válida e que o escoamento tenha características bidimensionais, conforme indicado na Fig. 1.

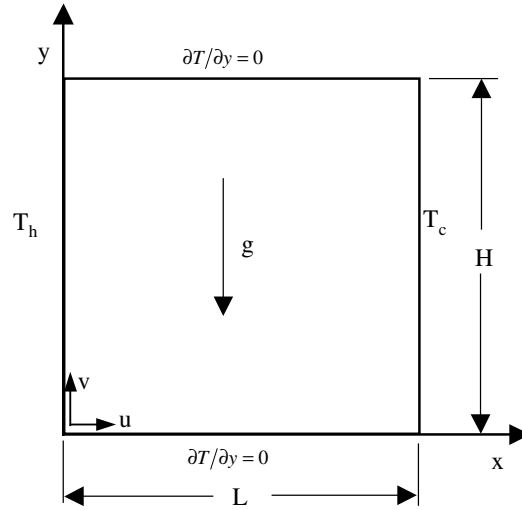


Figura 1 – Cavidade quadrada.

Além disso, pressupõe-se que o fluido contido na cavidade é Newtoniano e com propriedades constantes. Desta forma, as equações governantes são as que seguem:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho uu) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho vu) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu \frac{\partial u}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu \frac{\partial u}{\partial y}\right) \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho uv) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho vv) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu \frac{\partial v}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu \frac{\partial v}{\partial y}\right) + \rho\beta g(T - T_c) \quad (3)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(uT) + \frac{\partial}{\partial y}(vT) = \frac{\partial}{\partial x}\left(\alpha \frac{\partial T}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\alpha \frac{\partial T}{\partial y}\right) \quad (4)$$

onde u e v são respectivamente as velocidades na direção de “ x ” e “ y ”, ρ é a massa específica, p a pressão, μ a viscosidade absoluta, β o coeficiente de expansão térmica do fluido. A variável α representa a difusividade térmica, T a temperatura, t o tempo e g a aceleração da gravidade.

A forma adimensional das Eqs. 1-4 podem ser obtidas através dos seguintes parâmetros:

$$Ra = \frac{g\beta\Delta TL^3}{\alpha\nu} \quad Pr = \frac{\nu}{\alpha} \quad \zeta = \frac{t\alpha}{L^2} \quad A = \frac{H}{L}$$

$$\theta = \frac{T - T_c}{T_h - T_c} \quad (X, Y) = \left(\frac{x}{L}, \frac{y}{L} \right) \quad (U, V) = \left(\frac{uL}{\alpha}, \frac{vL}{\alpha} \right) \quad P = \frac{pL^2}{\rho\alpha^2} \quad (5)$$

onde: Ra e Pr são os números de Rayleigh e Prandtl respectivamente. O tempo adimensional é representado por ζ e a razão de aspecto da cavidade por A .

Após a substituição dos parâmetros da Eq. 5 nas Eqs. 1-4 obtêm-se as equações adimensionais do problema, conforme apresentado em Magherbi *et al.* (2003).

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (6)$$

$$\frac{\partial U}{\partial \zeta} + \frac{\partial(UU)}{\partial X} + \frac{\partial(VV)}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{\partial}{\partial X} \left(Pr \frac{\partial U}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial Y} \left(Pr \frac{\partial U}{\partial Y} \right) \quad (7)$$

$$\frac{\partial V}{\partial \zeta} + \frac{\partial}{\partial X} (UV) + \frac{\partial}{\partial Y} (VV) = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{\partial}{\partial X} \left(Pr \frac{\partial V}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial Y} \left(Pr \frac{\partial V}{\partial Y} \right) + PrRa\theta \quad (8)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \zeta} + \frac{\partial}{\partial X} (U\theta) + \frac{\partial}{\partial Y} (V\theta) = \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{\partial \theta}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{\partial \theta}{\partial Y} \right) \quad (9)$$

2.1. Condições iniciais e de contorno

As condições de contorno para o problema hidrodinâmico são de impermeabilidade e não deslizamento em todas as paredes da cavidade. Para o problema térmico, as paredes horizontais são mantidas adiabáticas enquanto que prescreve-se a temperatura das paredes verticais. A parede quente é mantida em $\theta = 0,5$ e a parede fria é mantida em $\theta = -0,5$. As condições iniciais são de campo de velocidades nulo em todo o domínio e campo de temperatura igual a $\theta = 0,5 - X$.

2.2. Geração de entropia

No processo de convecção natural, a geração de entropia está associada à transferência de calor e ao atrito causado pelo movimento do fluido. Segundo Bejan (1982b) a geração local de entropia (\dot{S}_i) pode ser determinada pela seguinte expressão:

$$\dot{S}_i = \frac{k}{T_0^2} \left[\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)^2 \right] + \frac{\mu}{T_0} \left[2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \right] \quad (10)$$

onde k é a condutividade térmica do fluido. O primeiro termo da Eq. 10 representa a geração da entropia dimensional devido à transferência de calor ($\dot{S}_{i,h}$) enquanto que o segundo termo representa esta geração devido aos efeitos viscosos do fluido ($\dot{S}_{i,f}$), de forma que: $\dot{S}_i = \dot{S}_{i,h} + \dot{S}_{i,f}$. Esta equação pode ser adimensionalizada utilizando-se os adimensionais mostrados na Eq. 5, resultando nas seguintes expressões:

$$\dot{S}_{i,a,h} = \left[\left(\frac{\partial \theta}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial \theta}{\partial Y} \right)^2 \right] \quad \dot{S}_{i,a,f} = \varphi \left[2 \left(\frac{\partial U}{\partial X} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial V}{\partial Y} \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial Y} + \frac{\partial V}{\partial X} \right)^2 \right] \quad (11)$$

$$\varphi = \frac{\mu T_0}{k} \left(\frac{\alpha}{L(T_h - T_c)} \right)^2 \quad T_0 = \frac{T_h + T_c}{2} \quad (12)$$

onde φ é a relação entre as irreversibilidades viscosas e térmicas, T_h é a temperatura da parede quente e T_c é a temperatura da parede fria.

A geração de entropia total (\dot{S}_T) é obtida através da integração da geração de entropia local (\dot{S}_i) em todo domínio computacional, conforme indica a Eq. 13.

$$\dot{S}_{T,a} = \int_V \dot{S}_{l,a} dv \quad (13)$$

Um parâmetro alternativo da distribuição das irreversibilidades é o chamado número de Bejan (Be) (Magherbi *et al.*, 2003) através da seguinte relação:

$$Be = \frac{\dot{S}_{l,a,h}}{\dot{S}_{l,a}} \quad (14)$$

Quando: $Be \gg 1/2$, as irreversibilidades devido à transferência de calor são dominantes; $Be \ll 1/2$, as irreversibilidades devido aos efeitos viscosos dominam e se $Be = 1/2$, a geração de entropia devido aos efeitos viscosos e a transferência de calor são iguais (Magherbi *et al.*, 2003).

2.3. Metodologia

A solução numérica é obtida através da discretização das Eq. 6-9 em Volumes Finitos, conforme descrito por Patankar (1980) e Maliska (1995). O acoplamento pressão-velocidade é obtido através do método SIMPLEC de Van Doormaal e Raithby (1984). O esquema Power Law é utilizado para interpolação nas faces dos volumes de controle. Os sistemas de equações resultantes são resolvidos através do método TDMA. O critério de convergência utilizado foi o de resíduo da massa estabelecido em 10^{-6} .

As simulações foram realizadas com uma malha desigualmente espaçada, com concentração de volumes nas paredes da cavidade. Para tal, utilizou-se à equação de distribuição de volumes sugerido por Davidson (1990).

3. Resultados

Neste trabalho apresenta-se dois tipos de resultados: os que representam a validação do modelo matemático e implementação deste e aqueles referentes à ampliação do estudo da geração de entropia em regime de convecção natural.

A exemplo de Magherbi *et al.* (2003), os resultados apresentados nos item 3.1 e 3.2 foram obtidos considerando-se o número de Prandtl igual a 0,7.

3.1. Validação numérica

Para validar a presente implementação optou-se por fazê-la numericamente, reproduzindo os resultados, também numéricos, apresentados por Magherbi *et al.* (2003). Estes autores simularam a geração de entropia em uma cavidade retangular, com razão de aspecto unitária, submetida a um processo de convecção natural. Este regime era obtido através da manutenção de uma diferença de temperatura entre as paredes verticais da cavidade.

Os resultados apresentados neste item foram obtidos com uma malha espacial de 50x50 volumes, com índice de refinamento igual a 2,0.

Embora se tenha simulado todos os casos apresentados por Magherbi *et al.* (2003), e todos tenham apresentado boa concordância, apenas algumas comparações são apresentadas neste trabalho. A primeira delas é a da variação da geração total de entropia adimensional ($\dot{S}_{T,a}$) com o tempo, mostrada nas Figs. 2a e 2b.

Na Fig. 2a a geração transiente de entropia é mostrada para o caso do número de Rayleigh = 10^3 com distribuição de irreversibilidade $\phi = 10^{-2}$, enquanto que na Fig. 2b o número de Rayleigh é de 10^5 e a distribuição de irreversibilidade 10^{-4} . Comparando-se as duas figuras pode-se observar que tanto a ordem de grandeza da geração de entropia como o comportamento das curvas são diferentes. Pode-se observar que na Fig. 2a, após o período transiente, praticamente não ocorre variação da geração de entropia. Já na Fig. 2b, observa-se que após um elevado acréscimo de geração de entropia, ocorre uma diminuição significativa desta, com posteriores oscilações antes de atingir o regime permanente. Na literatura encontram-se várias (Ivey, 1984, Schladow, 1990, Patterson, 1990) explicações sobre este fato e uma delas é a colocada por Magherbi *et al.* (2003) que diz que para pequenos números de Rayleigh o estado permanente é muito próximo do estado de equilíbrio e que por isso o sistema atinge o regime permanente rapidamente, sem passar pelo período de oscilação. Já para números de Rayleigh mais elevados ($Ra > Ra_c = 5200$) o regime permanente se afasta do estado de equilíbrio, então oscilações em torno do estado estacionário seriam verificadas, correspondendo a oscilações da geração de entropia total.

Por definição, se o número de Bejan for igual a 0,5 significa dizer que as irreversibilidades térmicas e viscosas são equivalentes. Se for acima deste valor então as irreversibilidades térmicas predominam. Na Fig. 3 é apresentado o número de Bejan em função do tempo adimensional, obtido com a Eq. 14 para $Ra = 10^4$ e quatro valores de distribuição de irreversibilidades. O número de Bejan obtido neste trabalho é comparado com aquele obtido por Magherbi *et al.* (2003). Além da boa concordância entre resultados, observa-se na Fig. 3 que para $\phi = 10^{-4}$ e $\phi = 10^{-5}$ as irreversibilidades térmicas predominam pois apresentam número de Bejan acima de 0,5.

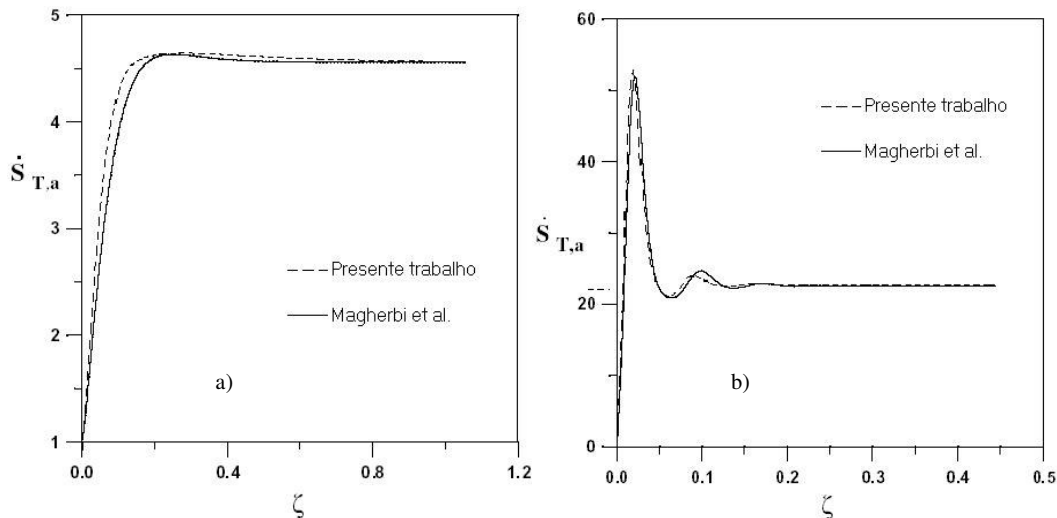


Figura 2 – Geração de entropia total x tempo. a) $Ra = 10^3$, $\varphi = 10^{-2}$, b) $Ra = 10^5$, $\varphi = 10^{-4}$.

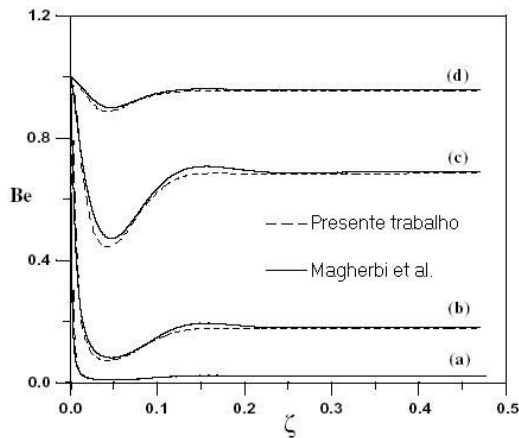


Fig 3 –Número de Bejan x tempo para $Ra = 10^4$.
 a) $\varphi = 10^{-2}$, b) $\varphi = 10^{-3}$, c) $\varphi = 10^{-4}$, d) $\varphi = 10^{-5}$.

3.2 Estudo de caso

Como mencionado anteriormente, deseja-se observar a variação da geração de entropia total em função do número de Rayleigh e da razão de aspecto em cavidades retangulares. Para tal, optou-se por simular o processo de convecção natural em cavidade retangular com diferentes razões de aspecto (0,25, 0,5, 1, 2, e 4) e com razão de irreversibilidade (φ) igual a 10^{-3} . Para cada razão de aspecto, o processo foi simulado com diferentes valores do número de Rayleigh (1×10^3 , 1×10^4 , 3×10^4 , 7×10^4 e 1×10^5). O modelo matemático utilizado é o mesmo apresentado anteriormente.

Com o objetivo de atingir a independência de malha espacial, os casos mais críticos foram simulados com diferentes valores de critérios de convergência e várias malhas espaciais e temporais. O critério de convergência é o do resíduo de massa, e foi estabelecido em 10^{-6} . As malhas espaciais foram geradas a partir da equação de distribuição de volumes, apresentada por Davidson (1990), a qual possibilita alterar o seu refinamento mantendo-se o mesmo número de volumes. Para $Ra = 10^5$, testaram-se malhas de 30×30 , 40×40 , 50×50 , 60×60 , 70×70 , 80×80 e 90×90 volumes com três índices de refinamento (1,5, 2,0 e 2,5). Com estas condições, observou-se que com o índice de refinamento de 2,0 e com malhas a partir de 50×50 volumes os valores da geração de entropia total variavam muito pouco, com diferenças percentuais inferiores a 1% entre uma malha e outra. Mesmo assim, optou-se por simular todos os casos com malhas de 70×70 volumes e com índice de refinamento de malha de 2,0.

Na Fig. 4 apresenta-se a geração de entropia total em função do tempo, para as cinco razões de aspecto e $Ra = 10^5$. Nela, pode-se observar que para todas as razões de aspecto a geração de entropia total aumenta com o passar do tempo até atingir um ponto de máximo, obtendo-se ali a geração de entropia total adimensional máxima ($\dot{S}_{T,a,max}$). Após ultrapassar este ponto a entropia vai diminuindo até atingir o valor de regime permanente ($\dot{S}_{T,a,p}$). Também se pode

observar que, para este caso, durante o regime transiente a geração de entropia total é função da razão de aspecto e que no regime permanente esta característica só é verificada para razões de aspecto acima da unidade.

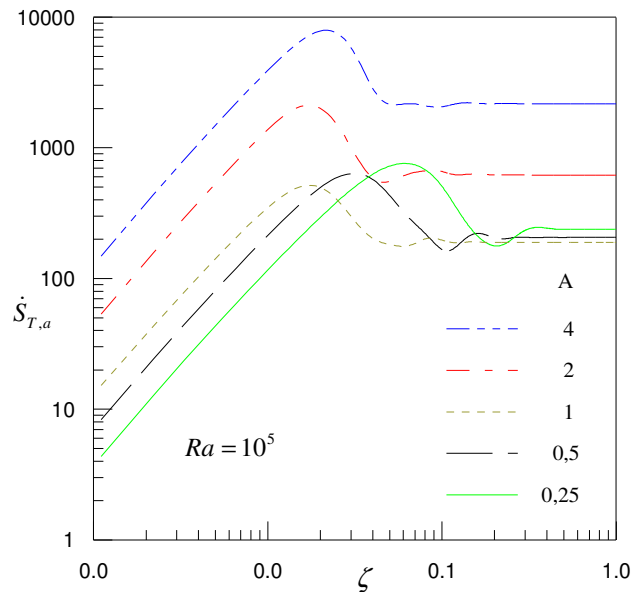


Figura 4 – Geração de entropia total em função do tempo e da razão de aspecto, para $Ra=10^5$.

Na Tab. 1 apresenta-se os valores da geração de entropia total, obtida para cinco números de Rayleigh e cinco razões de aspecto. Os valores de geração de entropia total apresentados são obtidos a partir da Eq. 13 na condição de regime permanente ($\dot{S}_{T,a,p}$) e no ponto de máximo do regime transiente ($\dot{S}_{T,a,max}$). Pode-se observar nesta tabela que, os valores obtidos em regime permanente assim como os valores máximos de geração de entropia total aumentam com a razão de aspecto da cavidade, independentemente do número de Rayleigh. Pode-se observar também que para $Ra = 10^3$ o valor máximo atingido pela geração de entropia é igual aquele atingido no regime permanente. A diferença entre a geração de entropia máxima e permanente aumenta com o acréscimo do número de Rayleigh. Esta diferença resulta das instabilidades térmicas e dinâmicas provocadas pelo acréscimo do número de Rayleigh.

Tabela 1 – Geração de entropia total: máxima ($\dot{S}_{T,a,max}$) e permanente ($\dot{S}_{T,a,p}$), em função do número de Rayleigh e da razão de aspecto.

	$Ra = 1 \times 10^3$		$Ra = 1 \times 10^4$		$Ra = 3 \times 10^4$		$Ra = 7 \times 10^4$		$Ra = 1 \times 10^5$	
	$\dot{S}_{T,a,max}$	$S_{T,a,p}$	$\dot{S}_{T,a,max}$	$S_{T,a,p}$	$\dot{S}_{T,a,max}$	$S_{T,a,p}$	$\dot{S}_{T,a,max}$	$S_{T,a,p}$	$\dot{S}_{T,a,max}$	$S_{T,a,p}$
A = 0,25	0,54	0,54	22,28	14,16	131,08	58,56	458,24	167,70	758,51	238,38
A = 0,5	0,97	0,97	24,19	13,62	120,32	49,41	391,35	134,39	634,94	205,93
A = 1	1,45	1,45	20,45	12,51	98,39	43,48	317,97	121,37	514,81	188,65
A = 2	3,82	3,82	84,52	40,66	413,06	142,36	1316,53	397,11	2110,81	617,45
A = 4	8,59	8,59	273,44	139,78	1464,49	515,06	4870,26	1406,96	7911,46	2170,62

A dependência da geração de entropia total permanente com a razão de aspecto e com o número de Rayleigh é mostrada graficamente na Fig. 5. Observa-se nesta figura que, a partir de $Ra=10^5$ e para razões de aspecto entre 0,25 e 1 a geração de entropia total é praticamente independente da razão de aspecto, variando apenas com o número de Rayleigh. Para razões de aspecto acima da unidade, a geração de entropia total permanente é dependente tanto da razão de aspecto quanto do número de Rayleigh.

Apresenta-se nas Fig. 6a-6c os campos de velocidades, geração de entropia total e temperatura em regime permanente, para $Ra = 10^5$ e razão de aspecto $A = 2$. Observa-se na Fig. 6a que junto às paredes verticais, no interior da camada limite hidrodinâmica, os gradientes de velocidade são os mais elevados, em relação ao restante da cavidade. Estes gradientes são provocados pela ação da viscosidade, que caso não existisse se teria ali um perfil paralelo de velocidades. As isotermas estão representadas na Fig. 6b. Nesta figura pode-se observar o perfil de temperatura da cavidade, estratificado verticalmente junto ao centro e com fortes gradientes junto às paredes verticais.

Na Fig. 6c pode-se observar o campo de geração de entropia total, representado pelas isoentrópicas. Observa-se que praticamente não existe geração de entropia no centro da cavidade e que junto às paredes verticais se encontram os

maiores gradientes de geração. Este fato é explicado observando-se as Figs. 6a e 6b e lembrando que por definição a geração de entropia leva em conta os efeitos viscosos e térmicos.

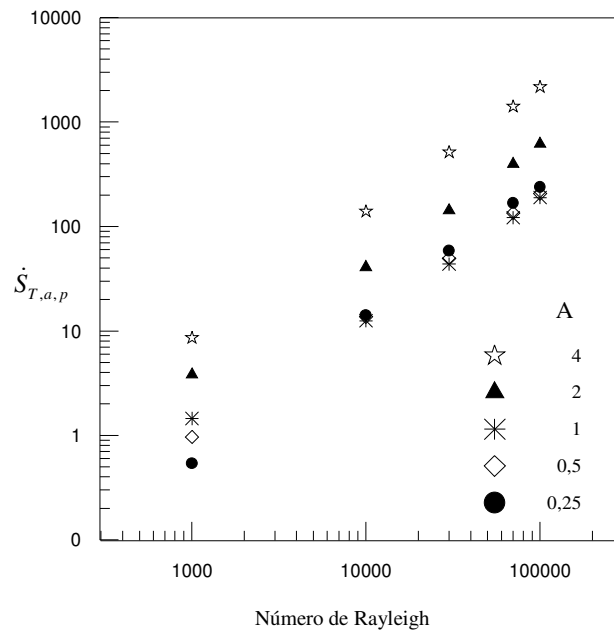


Figura 5 – Variação da geração da entropia total x número de Rayleigh, em função da Razão de aspecto.

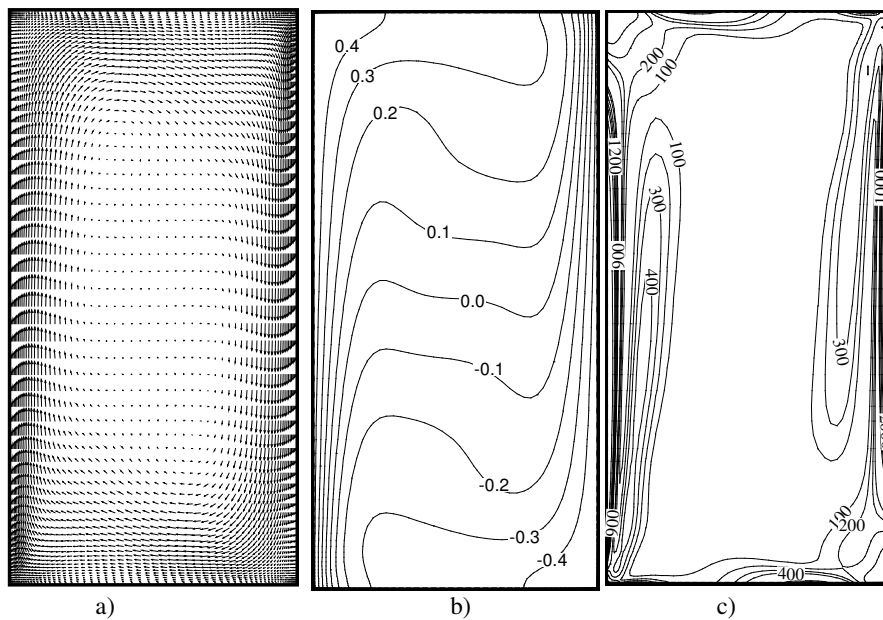


Figura 6 – Representação dos campos de velocidade, temperatura e entropia para $Ra = 10^5$ e $A=2$: a) velocidades; b) isothermas e c) isoentrópicas.

4. Conclusões

Este trabalho apresentou uma simulação numérica do problema da geração de entropia em uma cavidade quadrada submetida ao processo de convecção natural devido à diferença de temperatura entre as paredes verticais. As equações clássicas da transferência de calor por convecção natural foram resolvidas numericamente através do Método dos Volumes Finitos.

Com o objetivo de validar do modelo matemático e o programa computacional, os resultados numéricos deste trabalho foram comparados com resultados da literatura com boa aproximação entre si, mostrando-se o modelo e a implementação adequados para simulações do gênero.

Para o estudo de caso, simulou-se a convecção natural em cavidades retangulares com diferentes razões de aspecto e para cada uma delas diferentes números de Rayleigh. Os resultados apresentados mostram que a geração de entropia total, em regime permanente, sempre é função do número de Rayleigh.

Também foi verificado que, a partir de $Ra=10^5$ e para razões de aspecto entre 0,25 e 1 a geração de entropia total é praticamente independente deste último parâmetro, variando apenas com o número de Rayleigh. Para razões de aspecto acima da unidade, a geração de entropia total permanente é dependente tanto da razão de aspecto quanto do número de Rayleigh.

5. Agradecimentos

Os autores agradecem o apoio financeiro da UNISINOS para a realização deste trabalho.

6. Referências

- Abbassi, H., Magherbi, M. and Brahim, A. B., 2003, "Entropy Generation in Poiseuille-Benard Channel Flow", *International Journal of Thermal Sciences*, Vol. 42, pp 1081-1088.
- Abu-Hijleh, B. A. K., Abu-Qudais, M. and Abu-Nada, E., 1999, "Numerical Prediction of Entropy Generation due to Natural Convection from a Horizontal Cylinder", *Energy*, Vol. 24, pp. 327-333.
- Abu-Hijleh, B. A. K. And Heilen, W. N., 1999, "Entropy Generation Due to Laminar Natural Convection over a Heated Rotating Cylinder", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 42, pp. 4225-4233.
- Ampofo, F. and Karayiannis, T. G., 2003, "Experimental Benchmark Data for Turbulent Natural Convection in an Air Filled Square Cavity", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 46, pp. 3551-3572.
- Bejan, A., 1982a, "Second-Law Analysis in Heat Transfer and Thermal Design", *Adv. Heat Transfr*, Vol. 15, pp. 1-58.
- Bejan, A., 1982b, "Entropy Generation Through Heat and Fluid Flow", Wiley & Sons, New York, USA.
- Bejan, A., 1993, "Heat Transfer", Wiley & Sons, New York, USA.
- Bejan, A., 1996, "Entropy Generation Minimization", CRC Press, Boca Raton, NY.
- Davidson, L., 1990, "Calculation of the Turbulence Buoyancy-Driven Flow in a Rectangular Cavity Using an Efficient Solver and Two Different Low Reynolds Number κ - ϵ Turbulence Models", *Numerical Heat Transfer, Part A*, Vol. 18, pp. 129-147.
- Ivey, G. N., 1984, "Experiments on Transient Natural Convection in a Cavity", *J. Fluid Mech.*, Vol. 144, pp. 389-401.
- Klalkhali, H., Faghri, A. e Zuo, Z. J., 1999, "Entropy Generation in a Pipe System", *Applied Thermal Engineering*, Vol. 19, pp. 1027-1043.
- Magherbi, M., Abbassi, H. and Brahim, A. B., 2003, "Entropy Generation at the onset of Natural Convection", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 46, pp. 3441-3450.
- Mahmud, S. and Island, A. K. S., 2003, "Laminar Free Convection and Entropy Generation Inside an Inclined Wavy Enclose", *International Journal of Thermal Sciences*, Vol. 42, pp. 1003-1012.
- Mahmud, S. and Fraser, R. A., 2003, "The Second Law Analysis in Fundamental Convective Heat Transfer Problems", *International Journal of Thermal Sciences*, Vol. 42, pp. 177-186.
- Maliska, C. R., 1995, "Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional", Ed. LTC, Rio de Janeiro, Brasil.
- Nelson, J. E. B., Balakrishnan, A. R. and Murthy, S. S., 1999, "Experiments on Stratified Chilled-Water Tanks", *International Journal of Refrigeration*, Vol. 22, pp. 216-234.
- Oliveski, R. De C., Krenzinger, A. and Vielmo, H. A., 2003, "Cooling of Cylindrical Vertical Tank Submitted to Natural Internal Convection", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, VOL. 46, pp. 2015-2026.
- Patankar, S. V., 1980, "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow", McGraw-Hill, New York.
- Patterson, J. C. and Armfield, S. W., 1990, "Transient Features of Natural Convection in a Cavity", *J. Fluid Mech.*, Vol. 219, pp. 469-497.
- Poujol, F. T., 2000, "Natural convection of a High Prandtl number fluid in cavity", *Int. Comm. Heat Mass Transfer*, vol. 27, pp.109-118.
- Sahin, A. Z., 2000, "Entropy Generation in Turbulent Liquid Flow Through a Smooth Duct Subjected to Constant Wall Temperature", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 43, pp. 1469-1478.
- Sahin, A., 2002, "Entropy Generation and Pumping Power in a Turbulent Fluid Flow Through a Smooth Pipe Subjected to Constant Heat Flux", *Exergy*, Vol. 2, pp. 314-321.
- Schladow, S. G., 1990, "Oscillatory Motion in a Side-Heated Cavity", *J. Fluid Mech.*, Vol. 213, pp. 589-610.
- Van Doormaal, J. P. and Raithby, G. D., 1984, "Enhancements of the Simple Method for Predicting Incompressible Fluid Flow", *Numerical Heat Transfer*, Vol. 7, pp. 147-163.

Natural Convection in Rectangular Cavity and the Entropy Generation

Rejane De Césaro Oliveski

UNISINOS – Engenharia Mecânica
Av. Unisinos, 950. CEP: 930220-000 – São Leopoldo, RS, Brazil
decesaro@euler.unisinos.br

Andreas de La Martinière Petroll

UNISINOS – Engenharia Mecânica
Av. Unisinos, 950. CEP: 930220-000 – São Leopoldo, RS, Brazil
andreasmp@yahoo.com.br

Jacqueline Biancon Copetti

UNISINOS – Engenharia Mecânica
Av. Unisinos, 950. CEP: 930220-000 – São Leopoldo, RS, Brazil
copetti@euler.unisinos.br

Mario Henrique Macagnan

UNISINOS – Engenharia Mecânica
Av. Unisinos, 950. CEP: 930220-000 – São Leopoldo, RS, Brazil
mhmac@euler.unisinos.br

Abstract. *This paper presents a numeric analysis of the entropy generation in a square cavity, submitted to laminar natural convection, provided by the temperature difference between the vertical cavity walls. Mass, momentum and energy balance equations are used and connected by the Boussinesq approximation. Initially the cavity is submitted to uniform temperature and velocity conditions. Perfect insulation is considered on the bottom and on the top cavity walls. Impermeability and no slipping are contour conditions used on all cavity walls. A bi-dimensional model is used with the Finite Volume method. The entropy generation results in a cavity with unitary aspect ratio are used to validate the numeric model, presenting good agreement with other literature results. The entropy generation for rectangular cavity with 0.25, 0.5, 1, 2, 4 aspect ratio and different Rayleigh numbers are analyzed.*

Keywords: entropy generation, natural convection, finite volume, rectangular cavity.