Proceedings of the 10th Brazilian Congress of Thermal Sciences and Engineering -- ENCIT 2004
Braz. Soc. of Mechanical Sciences and Engineering -- ABCM, Rio de Janeiro, Brazil, Nov. 29 -- Dec. 03, 2004

Paper CIT04-0259

ESTUDO NUMÉRICO TRIDIMENSIONAL DA CONVECÇÃO NATURAL EM CAVIDADES ANULARES HORIZONTAIS EM REGIME DE TRANSIÇÃO

Elie Luis Martínez Padilla
Universidade Federal de Uberlândia
Faculdade de Engenharia Mecânica
epadilla@mecanica.ufu.br

Aristeu da Silveira Neto
Universidade Federal de Uberlândia
Faculdade de Engenharia Mecânica
Uberlândia, MG, Brasil
CEP: 38400-902
aristeus@mecanica.ufu.br

Resumo. *A convecção natural entre cilindros horizontais concêntricos horizontais em regime de transição à turbulência foi investigada numericamente no presente trabalho. A metodologia de Simulação de Grandes Escalas com modelagem sub-malha dinâmica foi empregada, considerando ar como fluido e uma configuração geométrica definida por: relação de raios e razão de aspecto igual a 2,0 e 2,8, respectivamente. Foram simulados diversos casos para valores de número de Rayleigh compreendidos na faixa $4{,}6x10^4$-$7{,}5x10^5$. Foi determinada a faixa correspondente ao regime de transição à turbulência e evidenciada as instabilidades próprias deste tipo de escoamentos. Apresenta-se as características das instabilidades típicas da transição e como elas afetam o processo de transferência de calor. Os resultados apresentam boa concordância quando comparados com dados experimentais.*

Palavras chave: convecção natural, transição à turbulência, Simulação de Grandes Escalas.

1. Introdução

O estudo da convecção natural entre cilindros concêntricos foi objeto de numerosas investigações numéricas e experimentais desde a década dos anos 30, devido à grande quantidade de aplicações práticas e tecnológicas relacionadas. Nos últimos anos, muitos trabalhos numéricos têm sido conduzidos, inclusive alguns com abordagem tridimensional.

Um dos primeiros trabalhos que estudou a convecção natural entre cilindros horizontais concêntricos foi Beckmann (1931), quem usou ar, hidrogênio e dióxido de carbono para analisar a influência do tipo de fluido e da relação de raios no coeficiente de transferência de calor global. Uma série de investigações posteriores, entre os quais Voig e Krischer (1932), Kraussold (1934) e Grigull e Hauf (1966), estudaram os efeitos da variação dos diversos parâmetros sobre o coeficiente de transferência de calor local e global usando diversos fluidos. O avanço das técnicas experimentais permitiu a obtenção de maiores informações e detalhes do escoamento padrão, um exemplo destes avanços são apresentados por Bishop e Carley (1966) e Kuehn e Goldstein (1978). Entre os poucos trabalhos que mostram e descrevem o processo de desestabilização do escoamento encontram-se Kuehn e Goldstein (1978) e McLeod e Bishop (1989). Kuehn e Goldstein (1978) estudaram geometrias cilíndricas concêntricas preenchidas com nitrogênio pressurizado sobre uma faixa de número de Rayleigh correspondente a $2{,}2\text{x}10^2 \le Ra \le 7{,}7\text{x}10^7$ e relação de raios igual a 2,6. Os resultados mostraram que o escoamento inicialmente fica instável na região da pluma (zona superior da cavidade) para um valor próximo de $Ra = 2\text{x}10^5$ e, que este fica turbulento à medida que o número de Rayleigh é incrementado; para altos Ra, reportaram a existência simultânea no mesmo escoamento, de uma zona de escoamento altamente turbulento e outra de escoamento laminar estável na parte inferior da cavidade. McLeod e Bishop (1989) estudaram o problema usando como fluido hélio a temperaturas criogênicas variando o número de Rayleigh na faixa $8\text{x}10^6 \le Ra \le 2\text{x}10^9$, número de expansão entre $0{,}25 \le \beta\Delta T \le 1{,}0$ e relação de diâmetros entre $3{,}36 \le D_o/D_i \le 4{,}85$. Como resultado das suas observações, apresentam graficamente as dramáticas mudanças quando o número de Rayleigh é incrementado e, novas estruturas na região superior da cavidade foram encontradas. Foi também descoberto que o incremento do número de expansão para um valor constante de Ra desenvolve uma maior intensidade de turbulência na cavidade. As referidas representações gráficas revelam para $Ra = 10^7$ uma pluma térmica instável se movimentando de direita para esquerda e vice-versa e, na parte inferior da cavidade, uma região de estagnação. A maioria dos autores citados apresentam correlações para o cálculo do coeficiente de troca de calor. Itoh et al. (1970) também apresentaram uma interessante correlação baseada na definição de um novo comprimento característico para o cálculo do número de Rayleigh.

A análise teórica da convecção entre cilindros concêntricos, inicialmente foi realizada através de soluções analíticas do tipo expansão em séries e o método da perturbação e, posteriormente, a teoria da camada limite foi usada. A partir de Crawford e Lemlich (1962), os quais usaram o método iterativo de Gauss-Seidel, as soluções numéricas se apresentam como uma boa ferramenta de investigação. Diversas técnicas e metodologias foram usadas para resolver o problema de convecção natural entre cilindros concêntricos horizontais tanto em regime laminar como turbulento. Algumas das referências sobre escoamento em regime laminar são Shibayama e Mashimo (1968), Powe et al. (1971), Kuehn e Goldstein (1976), Van de Sande e Hamer (1979) e Tsui e Templay (1983), sendo que os dois últimos trabalhos enfatizaram o comportamento transiente. Estudos sobre escoamento turbulento em duas dimensões e com modelagem da turbulência do tipo $k-\varepsilon$ são apresentados por Farouk e Güçeri (1982) e Char e Hsu (1998), os primeiros, considerando condição de simetria no plano vertical.

Existem poucas abordagens tridimensionais, das quais, Fusegi e Farouk (1986), Vafai e Ettefag (1991) e Vafai e Desai (1993) se limitam a estudar regime laminar. Desai e Vafai (1994) incorporaram os modelos de turbulência de comprimento de mistura de Van Driest e $k-\varepsilon$ padrão para analisar escoamentos com números de Rayleigh na faixa $10^6 \leq Ra \leq 10^9$ com diversos valores de número de Prandtl e relação de raios, considerando uma cavidade fechada e condição de simetria em duas direções, o que permite a redução do domínio computacional a ¼. Informações sobre a natureza instável da convecção natural turbulenta em cavidades anulares horizontais periódicas são encontradas em Fukuda et al. (1990) e Miki et al. (1993). Fukuda et al. (1990) empregaram a metodologia de Simulação Numérica Direta para estudar casos com número de Rayleigh de até $5\text{x}10^5$, número de Prandtl iguala 0,71, relação de raios de 2,0 e razão de aspecto de 2,8. Os resultados permitem prever as oscilações do escoamento em transição, assim como o movimento característico da pluma aquecida e, a aproximação com os dados experimentais diminui para regime turbulento. Por outro lado, Miki et al. (1993) usaram a metodologia de Simulação de Grandes Escalas com modelo sub-malha de Smagorinsky, considerando diversos valores de relação de raios, razão de aspecto, constante de Smagorinsky e número de Prandtl e, números de Rayleigh na faixa $2{,}5\text{x}10^6 \leq Ra \leq 1{,}18\text{x}10^9$. Foram avaliados os efeitos da variação dos diversos parâmetros sobre as propriedades turbulentas.

Neste trabalho apresenta-se os resultados do estudo numérico da transição em convecção natural em cavidades formadas por dois cilindros concêntricos horizontais com periodicidade axial, usando a metodologia da Simulação de grandes Escalas com modelagem sub-malha dinâmica.

2. Formulação Tridimensional

Considera-se um fluido incompresível e newtoniano (ar) com propriedades físicas constantes. O termo de empuxo, ligado à variação de densidade, causadas principalmente pela expansão térmica do fluido, é modelado pela aproximação de Boussinesq. O fluido de viscosidade cinemática ν e densidade ρ encontra-se na cavidade formada por dois cilindros concêntricos horizontais de raios R_i e R_o, correspondentes ao cilindro interno e externo, respectivamente. Como observado na Fig. 1, são cilindros de superfícies isotérmicas, as quais encontram-se a temperaturas T_i e T_o, sendo que a temperatura do cilindro interno é maior que a temperatura do cilindro externo. É denominado L ao espaçamento entre os cilindros e L_{ax} ao comprimento axial. Em função das características geométricas, define-se ainda, os parâmetros: relação de raios $\eta = R_o / R_i$ e razão de aspecto $\Gamma = L_{ax} / L$.

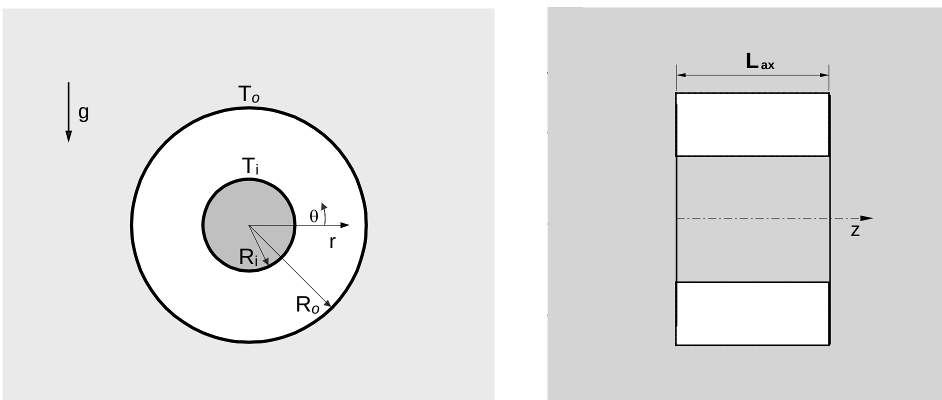


Figura 1. Cavidade entre cilindros concêntricos horizontais preenchida com ar.

O problema objeto do presente trabalho está governado pelas equações de Navier-Stokes e de conservação de energia, às quais aplicam-se um processo de filtragem que permite separar o campo sub-malha do campo de grandes escalas. O referido processo implica também a decomposição dos termos de transporte advectivo, dando origem a tensores adicionais: tensor de Reynolds, tensor cruzado, tensor de Leonard e os respectivos fluxos turbulentos. Os dois últimos tensores são desprezados (Shaanan et al., 1975) e o tensor de Reynolds τ_{ij}, assim como o fluxo turbulento sub-malha $q_{t\,j}$ são modelado usando a hipótese de Boussinesq:

$$\tau_{ij} = -\nu_t 2\overline{S}_{ij} + \frac{2}{3}k\delta_{ij}, \tag{1}$$

$$q_{t\,j} = -\alpha_t \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_j}, \tag{2}$$

onde ν_t é a viscosidade turbulenta, $\overline{S}_{ij} = 0{,}5(\partial\overline{u}_i/\partial x_j + \partial\overline{u}_j/\partial x_i)$ a taxa de deformação do campo filtrado, k a energia cinética turbulenta, δ_{ij} é o delta de Dirac e α_t é a difusividade térmica turbulenta. As Eqs. (1) e (2) são incorporadas às equações governantes, que finalmente tomam a forma:

$$\frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_j} = 0, \tag{3}$$

$$\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial(\overline{u}_i\overline{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial \overline{p}}{\partial x_j} - \beta\Delta\overline{T}g_i + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\nu+\nu_t)\left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i}\right)\right], \tag{4}$$

$$\frac{\partial \overline{T}}{\partial t} + \frac{\partial(\overline{u}_j\overline{T})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\alpha+\alpha_t)\frac{\partial \overline{T}}{\partial x_j}\right], \tag{5}$$

onde ρ_o representa a densidade a temperatura ambiente, β é o coeficiente de expansão térmica e g_t é a aceleração da gravidade. A modelagem sub-malha dinâmica (Germano et al., 1991) possibilita o cálculo da viscosidade turbulenta de acordo à expressão apresentada por Lilly (1991):

$$\nu_t = C(\vec{x},t)(\overline{\Delta})^2\,|\,\overline{S}\,|, \tag{6}$$

$$C(\vec{x},t) = -\frac{1}{2}\frac{L_{ij}M_{ij}}{M_{ij}M_{ij}}. \tag{7}$$

Conforme a Eq. (6), a viscosidade turbulenta é proporcional ao coeficiente dinâmico $C(\vec{x},t)$, comprimento característico do primeiro filtro $\overline{\Delta}$ e ao módulo do tensor deformação $|\,\overline{S}\,|$. Por sua vez o coeficiente dinâmico depende do tensor global de Leonard $L_{ij} = \widehat{\overline{u}_i\overline{u}_j} - \hat{\overline{u}}_i\hat{\overline{u}}_j$ e do tensor $M_{ij} = (\hat{\overline{\Delta}})^2\,|\,\hat{\overline{S}}\,|\,\hat{\overline{S}}_{ij} - \widehat{(\overline{\Delta})^2\,|\,\overline{S}\,|\,\overline{S}_{ij}}$, onde o operador [^] indica a segunda filtragem, processo realizado como recomendado em Padilla e Siveira-Neto (2003). A difusividade térmica turbulenta é avaliada usando o valor número de Prandtl turbulento, como realizada em Silveira-Neto et al. (1993).

3. Procedimento Numérico

As equações filtradas (3-5) em coordenadas cilíndricas são adimensionalizadas em função das temperaturas do cilindro interno e externo, do espaçamento entre cilindros, da viscosidade molecular e da densidade. As condições de contorno na direção radial tomam a forma:

- Na superfície do cilindro interno: $u^*(R_i,\theta,z,t) = v^*(R_i,\theta,z,t) = w^*(R_i,\theta,z,t) = 0$, $T^*(R_i,\theta,z,t) = 1$,
- Na superfície do cilindro externo: $u^*(R_o,\theta,z,t) = v^*(R_o,\theta,z,t) = w^*(R_o,\theta,z,t) = 0$, $T^*(R_o,\theta,z,t) = 0$.

Nas direções tangencial e axial considera-se condição de periodicidade.

Para a discretização das equações usou-se o método dos volumes finitos com malhas deslocadas, considerando esquemas de segunda ordem (Piomelli, 2000 e Ferzinger e Peric, 1999) no espaço e no tempo: diferenças centradas e Adams-Bashforth, respectivamente. Método de acoplamento pressão-velocidade do tipo passo fracionado (Kim e Moin, 1985) com dois passos denominados passo preditor e corretor é utilizado. O campo de correção de pressão é resolvido a partir da equação de Poisson usando o método SIP (Strongly Implicit Procedure) proposto por Stone (1968).

O cálculo do passo de tempo é realizado seguindo o critério de estabilidade CFL (Courant-Friedix e Lewi). As malhas usadas são não uniformes na direção radial, concentradas nas proximidades das paredes (com variação de 5%), e uniformes nas outras direções.

3.1. Cálculo do coeficiente de Transferência de Calor

Os números de Nusselt local para os cilindros interno Nu_i e externo Nu_o são definidos da seguinte maneira:

$$Nu_i = R_i \ln\left[\frac{R_o}{R_i}\right]\frac{\partial \overline{T}}{\partial r}\bigg|_{r=R_i} \qquad Nu_o = R_o \ln\left[\frac{R_o}{R_i}\right]\frac{\partial \overline{T}}{\partial r}\bigg|_{r=R_o} . \tag{8}$$

Para avaliar o coeficiente de transferência de calor em ambas as superfícies dos cilindros são determinados os números de Nusselt médio interno $\{Nu_i\}$ e externo $\{Nu_o\}$ através das expressões:

$$\{Nu_i\} = \frac{1}{2\pi\Gamma}\int_0^{2\pi}\int_0^{\Gamma} Nu_i d\theta dz , \qquad \{Nu_o\} = \frac{1}{2\pi\Gamma}\int_0^{2\pi}\int_0^{\Gamma} Nu_o d\theta dz \cdot \tag{9}$$

O número de Nusselt médio global fica definido como:

$$\{Nu\} = \frac{1}{(t1-t2)}\int_{t1}^{t2}\left[\frac{\{Nu_i\}+\{Nu_o\}}{2}\right]dt , \tag{10}$$

onde $(t1-t2)$ é o tempo de amostragem uma vez atingido o regime estatisticamente estabelecido.

4. Resultados e Discusão

O escoamento laminar entre cilindros concêntricos horizontais com superfícies isotérmicas foi estudado inicialmente, com a finalidade de reproduzir o padrão do escoamento e avaliar o coeficiente de transferência de calor. Este fato permitiu validar o código numérico. Considerou-se uma relação de raios η=2,6, razão de aspecto Γ=1,0, número de Prandtl $\Pr$=0,71 e números de Rayleigh na faixa $10^2 \le Ra \le 9{,}56\text{x}10^4$. A malha computacional usada foi de 20x80x2 volumes nas direções radial, tangencial e axial, respectivamente. Os resultados são comparados com os dados experimentais e numéricos de Kuehn e Goldstein (1976), os quais usaram interferometria Mach-Zehnder para determinar a distribuição de temperatura e o coeficiente de transferência de calor experimental e o método numérico de diferenças finitas para resolver as equações governantes. A comparação do número de Nusselt local sobre as superfícies dos cilindros interno Nu_i e externo Nu_o (no intervalo localizado entre 90° e 270°) é apresentada na Fig. 2(a), para o

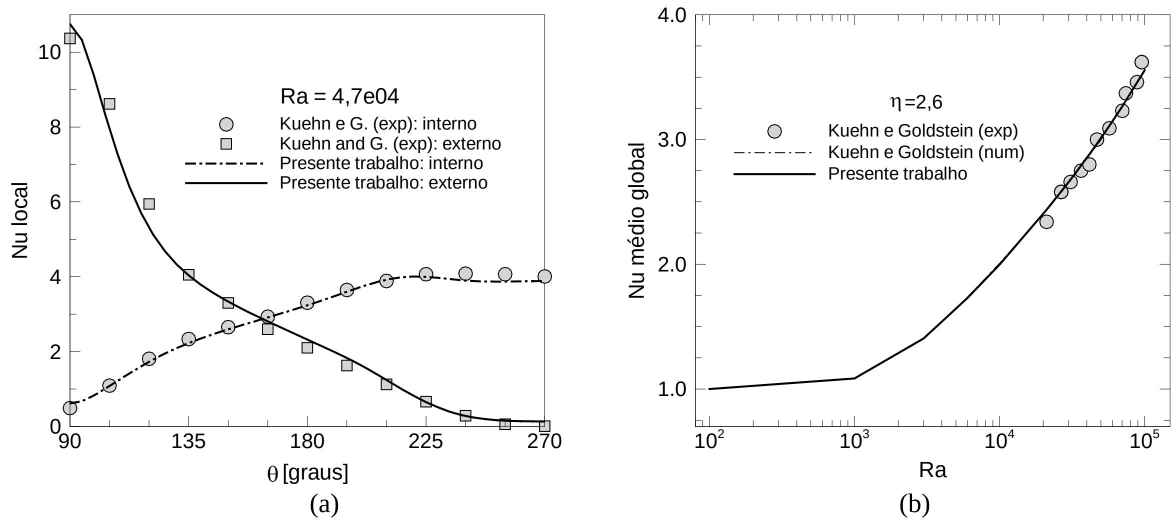
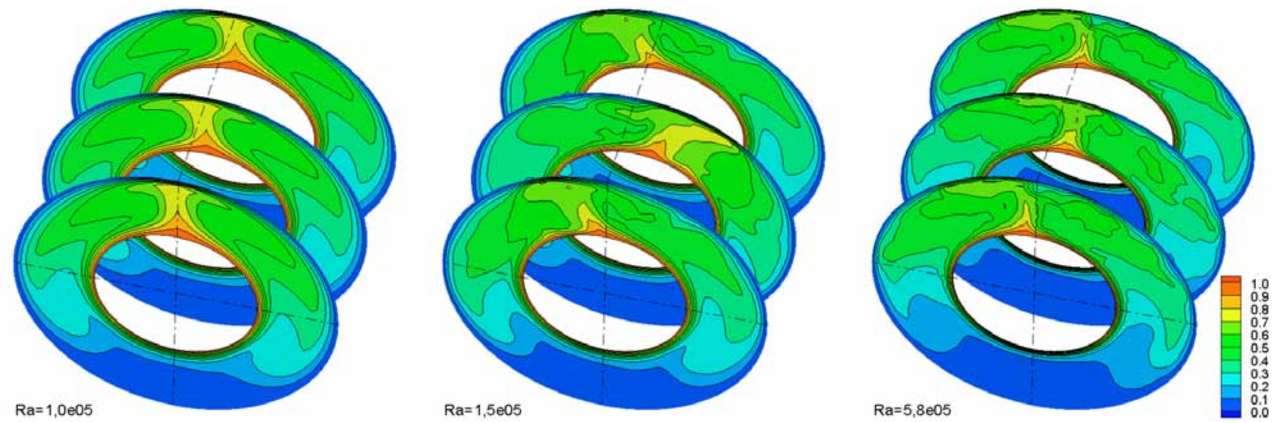


Figura 2. Comparação com dados experimentais de Kuehn e Goldstein (1976); (a) número de Nusselt local, (b) número de Nusselt global.

caso de Ra=4,7x10^4. Na Fig. 2(b) mostra-se o comportamento do número de Nusselt médio global em função do número de Rayleigh, comparado com os dados experimentais e numéricos de Kuehn e Goldstein (1976), sendo que os dados experimentais correspondem a números de Rayleigh compreendidos na faixa 2,11x10$^4 \le Ra \le$ 9,56x10^4. Observa-se em ambas as figuras uma muito boa concordância com os dados numéricos e experimentais; com relação à comparação com os dados experimentais, a diferença média é menor do que 1,5%.

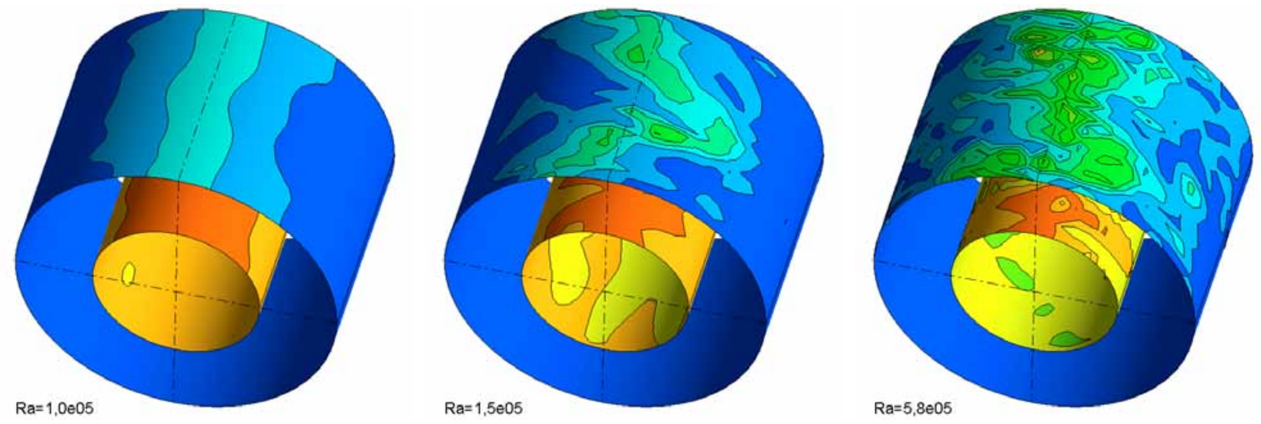
A análise do presente trabalho considera uma única configuração geométrica caracterizada pela relação de raios η=2,0 e razão de aspecto Γ=2,8. Foi simulada uma série de 15 casos variando o número de Rayleigh na faixa 4,6x10$^4 \le Ra \le$ 7,5x10^5 e número de Prandtl $\Pr$=0,71, com uma malha de cálculo de 16x72x24 volumes nas direções radial, tangencial e axial, respectivamente.

Em escoamentos inicialmente estáveis, o incremento do número de Rayleigh para valores acima do valor crítico Ra_c, torna o escoamento instável e oscilatório devido ao surgimento e amplificação das perturbações. O efeito das perturbações se manifestam primeiro na parte superior da cavidade, próximo da superfície do cilindro externo. Observações experimentais de Bishop et al. (1968) e Kuehn e Goldstein (1978) revelaram que a pluma térmica se movimenta axialmente formando ondas observando-se movimentos de direita para esquerda e vice-versa no plano (r,θ), evidenciando que o processo de transição à turbulência é um fenômeno tridimensional.



(a) (b) (c)

Figura 3. Campos de temperatura instantâneos nos planos z/L=0, 1,4 e 2,8; (a) Ra=1,0x10^5, (b) Ra=1,5x10^5, (c) Ra=5,8x10^5.



(a) (b) (c)

Figura 4. Campos de temperatura instantâneos nos planos r/L= 1,026 e 1,974; (a) Ra=1,0x10^5, (b) Ra=1,5x10^5, (c) Ra=5,8x10^5.

Os resultados mostrados na Figs. 3 e 4 condizem com as observações experimentais mencionadas. Nestas figuras mostram-se campos de temperatura instantânea em três planos (r,θ) eqüidistantes localizados em z/L=0, 1,4 e 2,8 (Fig. 3) e dois planos (θ,z) localizados em r/L= 1,026 e 1,974 (Fig. 4), para três valores de número de Rayleigh. Claramente pode-se diferenciar que à medida que se incrementa o Ra as instabilidades se multiplicam e intensificam, sendo que a zona mais afetada corresponde à zona superior da cavidade. Inicialmente, para Ra=1,0x10^5 a pluma térmica oscila axialmente com pequenas amplitudes e também pequenos deslocamentos sobre a direção θ, quando passa para Ra =1,5x10^5 a ondulação oscilante apresenta grandes amplitudes e tridimensionalização intensa. Para o caso de Ra =5,8x10^5 observa-se uma oscilação desorganizada com desprendimento de massa a ambos os lados mostrando sinais de turbulência. A parte inferior da cavidade se apresenta instável, porém com menos intensidade.

Sem dúvida o incremento do número de Rayleigh muda drasticamente a dinâmica do escoamento. Com a finalidade de monitorar o seu comportamento através do tempo foi inserida uma sonda numérica no centro da parte superior da cavidade, localizada em r/L =1,5, θ =90° e z/L =1,4. Precisamente, os comportamentos temporais da velocidade radial para Ra =5,0x10^4, 1,7x10^5, 3,1x10^5 e 7,5x10^5 são apresentados na Fig. 5, assim como as respectivas potências espectrais obtidas através da transformada rápida de Fourier (FFT). As flutuações para Ra =5,0x10^4 são pequenas e periódicas, que oscilam com uma freqüência fundamental de 0,75 Hz , como observado na coluna (b) da Fig. 5. À medida que o número de Rayleigh aumenta as flutuações perdem o comportamento periódico e incrementam sua amplitude. Para o caso de Ra =7,5x10^5 estas instabilidades são irregulares, de grande amplitude e com maior intensidade. A potência espectral das flutuações evidenciam o surgimento de outras freqüências importantes na dinâmica do escoamento e um significativo aumento na potência da ordem de 10^5. O caso correspondente a Ra =7,5x10^5 apresenta uma ampla banda de freqüências que caracterizam o escoamento turbulento.

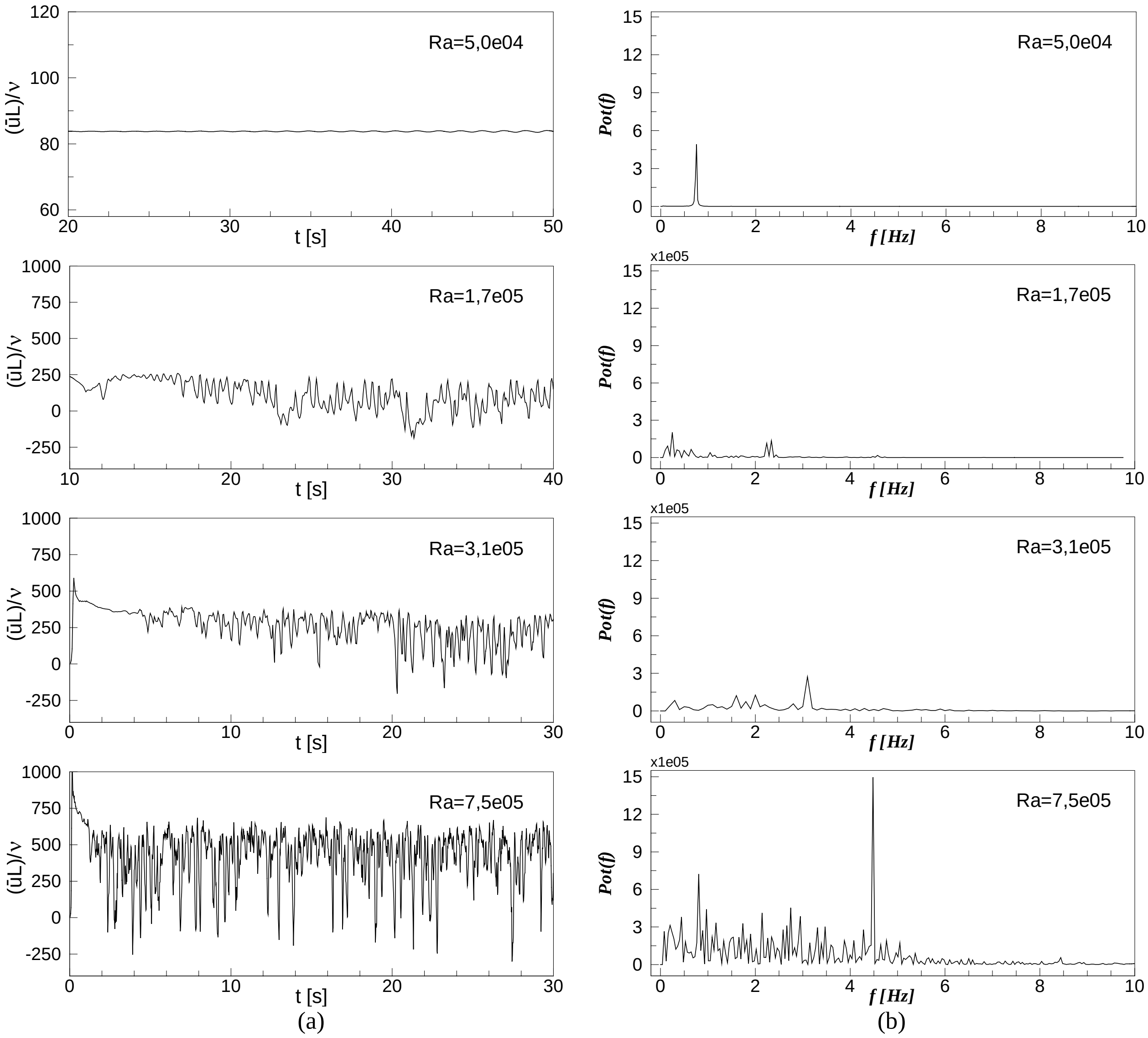
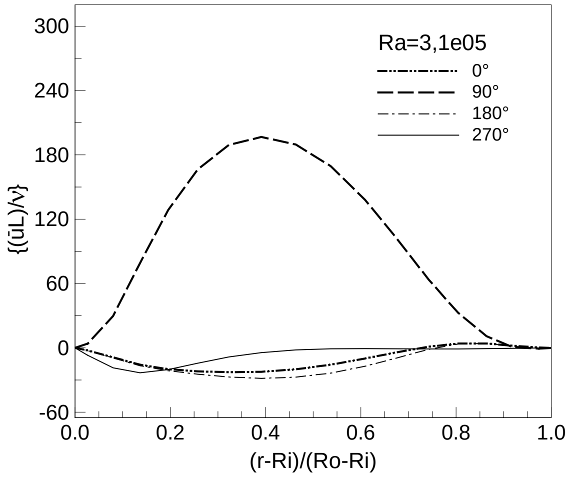


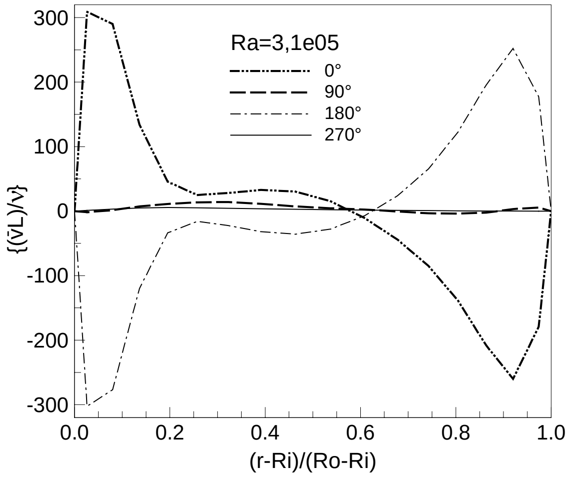
Figura 5. (a) Flutuações da velocidade radial em r/L =1,5, θ =90° e z/L =1,4, (b) potência espectral das flutuações da velocidade radial.

A evidência das pequenas flutuações e o uso da teoria de Kolmogorov, permitiu estabelecer a faixa na qual o processo de transição a turbulência acontece (Padilla 2004). Trata-se da faixa compreendida entre 4,7x10^4 $\leq Ra \leq$ 5,8x10^5. É importante ressaltar que os trabalhos experimentais reportam que o número de Rayleigh crítico para ar encontra-se em torno de Ra =10^5.

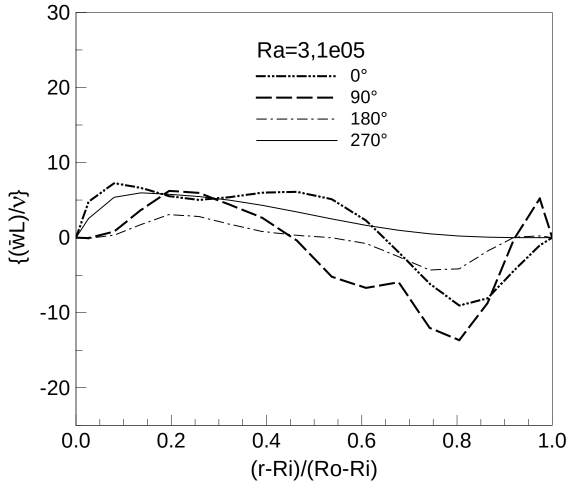
O tratamento estatístico permite avaliar a coerência dos resultados. Nesse contexto, na Fig. 6, apresentam-se as distribuições radiais de algumas propriedades médias do escoamento para diversos valores de θ e z/L=1,4, assim como a comparação com dados experimentais de Fukuda et al. (1990) para o caso de Ra =3,1x10^5. Os dados experimentais foram obtidos usando anemometria a fio quente para as medidas de velocidade e termopares para temperatura. Os perfis de velocidade média radial (Fig. 6a) e tangencial (Fig. 6b) e temperatura média (Fig. 6d) têm comportamento similar ao perfil padrão dos escoamentos laminares a Ra moderados (Padilla et al., 2004), com a diferença que os perfis nas posições opostas 0° e 180° não são mais iguais e, logicamente apresentam maiores magnitudes. A componente axial média da velocidade (Fig. 6c) comparada com as outras componentes, apresenta diferença de uma ordem de grandeza. No perfil em 0° e 180°, as partículas se movimentam em sentido positivo na região adjacente ao cilindro interno e em sentido negativo na região adjacente ao cilindro externo. No perfil em 90°, região mais instável, pode-se observar dois pontos de inflexão, enquanto que no perfil oposto (270°) o distribuição é sempre positiva. A comparação da distribuição de temperatura média é realizada em 90° e 345°, com dados experimentais, observando-se uma boa concordância; o primeiro perfil que registra as maiores temperaturas corresponde à região da pluma.



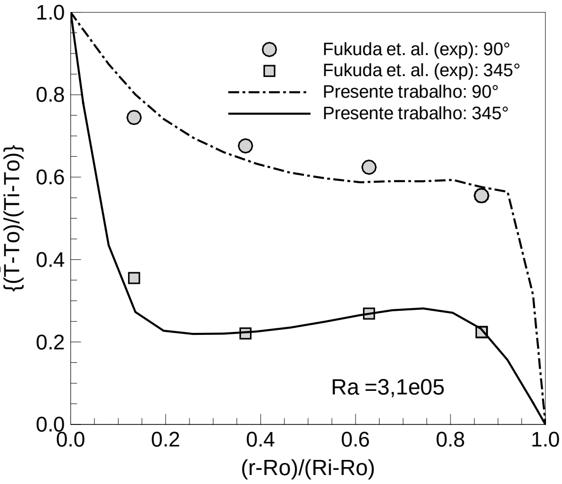
(a)



(b)



(a)



(d)

Figura 6. Distribuição radial de propriedades médias para diversos valores de θ e z/L=1,4; (a) velocidade radial, (b) velocidade tangencial, (c) velocidade axial, (d) temperatura.

A dinâmica instável dos escoamentos em regime de transição reflete as suas características no processo de transferência de calor associado, resultando em flutuações dos números de Nusselt local e médio relativo às superfícies dos cilindros interno e externo. Do ponto de vista da engenharia, o aumento da eficiência do processo de troca de calor é uma das características mais importantes deste tipo de escoamento, características que se dão devido à aceleração do transporte das propriedades do escoamento. Com a finalidade de analisar a influência das instabilidades do escoamento sobre os coeficientes de transferência de calor, apresenta-se a distribuição do número de Nusselt local sobre as superfícies dos cilindros interno Nu_i e externo Nu_o nas Figs. 7 e 8, respectivamente, para diversos Ra.

Em escoamentos estáveis o comportamento característico do número de Nusselt local interno apresenta o valor mínimo em 90° e o máximo em 270°. O incremento do número de Rayleigh altera a topologia deste coeficiente, onde a região em torno de 90°, que para Ra=5,0x10^4 é um vale quase reto, passa a formar um vale ondulante que se movimenta no transcurso do tempo, surgem também vales longitudinais aproximadamente entre 240° e 300°. À medida que se aproxima ao limite entre regime de transição e turbulência, observam-se a formação de grandes picos na zona que corresponde a parte superior da cavidade (em torno de 90°). O caso caracterizado como turbulento apresenta uma topologia completamente irregular.

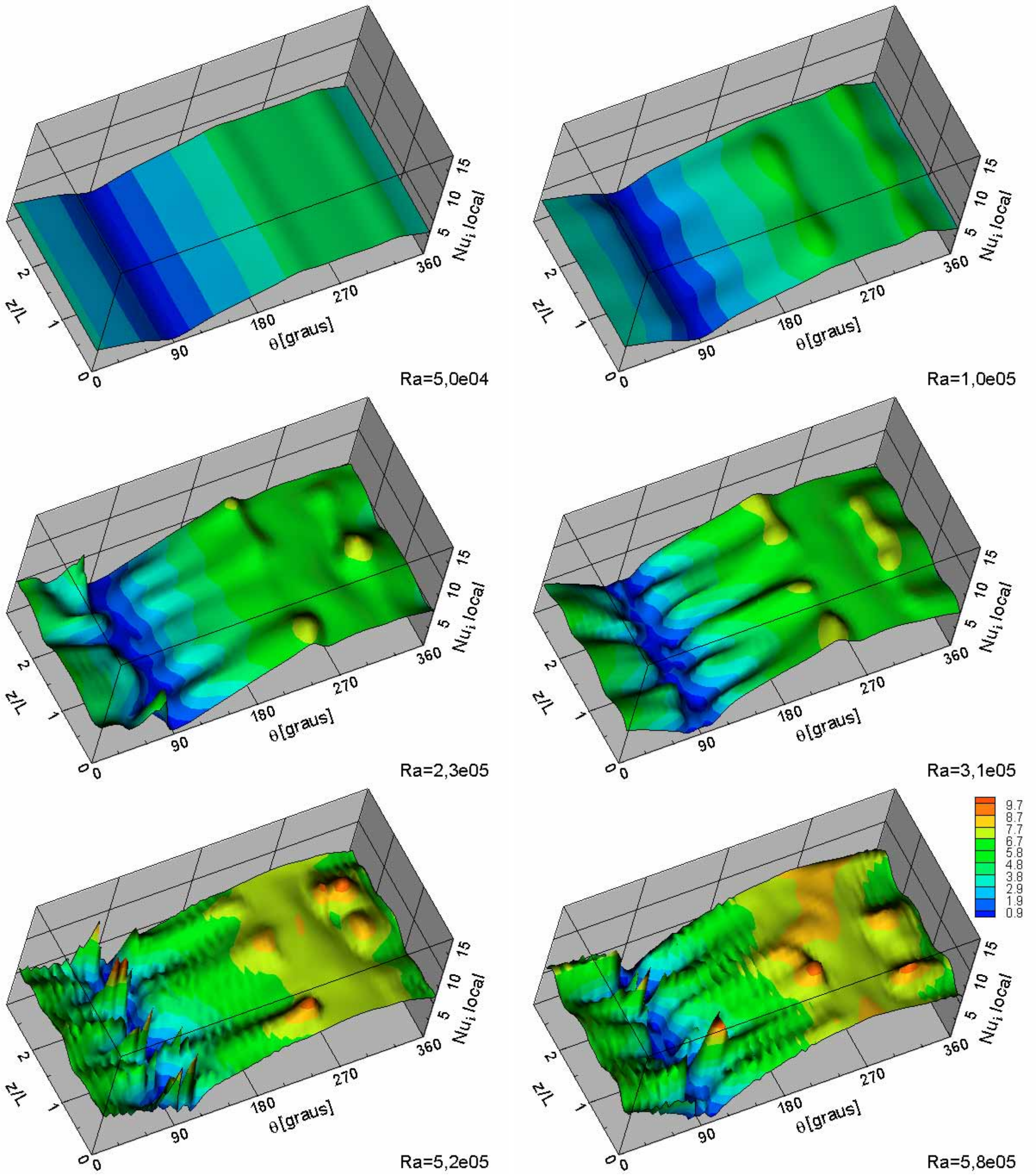


Figura 7. Número de Nusselt local instantâneo na superfície do cilindro interno para Ra=5,0x10^4, 1,0x10^5, 2,3x10^5, 3,1x10^5 5,2x10^5, 5,8x10^5.

A distribuição do numero de Nusselt local externo, inicialmente, como observado para Ra=5,0x10^4 é oposta ao número de Nusselt local interno, com valores máximos em 90° e mínimos em 270°. A ondulação axial em torno de 90°, no caso $Ra = 1{,}0\text{x}10^5$ é um reflexo do comportamento dinâmico da pluma térmica visualizada nas Figs. 3(a) e 4(a), região na qual se manifestam com maior intensidade as instabilidades próprias dos escoamentos em transição. À medida que o Ra aumenta, o aparecimento de picos maiores cresce e a topologia torna-se bastante irregular, exceto na região em torno de 270° onde, como mencionado anteriormente, as instabilidades são muito menores. Certamente, a presença dos picos incrementa os coeficientes de transferência de calor médio e global.

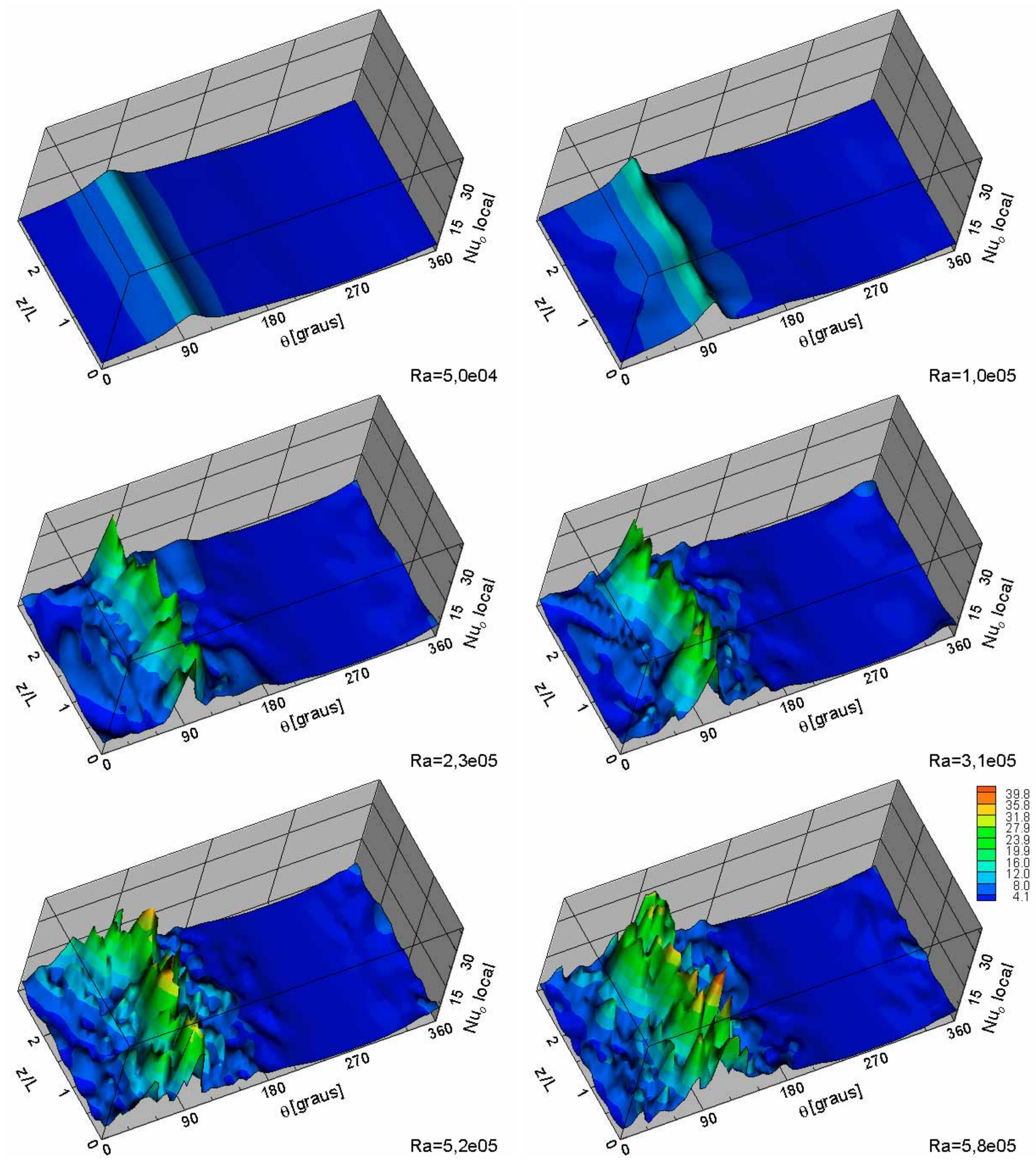


Figura 8. Número de Nusselt local instantâneo na superfície do cilindro externo para $Ra = 5{,}0\text{x}10^4$, $1{,}0\text{x}10^5$, $2{,}3\text{x}10^5$, $3{,}1\text{x}10^5$ $5{,}2\text{x}10^5$, $5{,}8\text{x}10^5$.

Os resultados do cálculo do número de Nusselt médio global $\{Nu\}$, usando a expressão do item 3.1, são comparados com a correlação de Itoh et al. (1970) e com os resultados numéricos de Fukuda et al.(1990). A correlação proposta por Itoh et al. (1970) utiliza o comprimento característico composto $r_m = \ln(R_i / R_o)\sqrt{R_i R_o}$ para calcular o número de Grashof modificado, finalmente baseados em dados experimentais conseguem obter a expressão $\{Nu\} = 0{,}18 Gr_m^{\;1/4}$.

Na Fig. 9 mostra-se o comportamento do número de Nusselt médio global em função do número de Rayleigh, na qual pode-se observar que a concordância com a correlação é boa em toda a faixa de transição à turbulência e, com uma leve diferença para os casos turbulentos. Em relação aos resultados numéricos de Fukuda et al. (1990), que predizem uma maior intensidade de turbulência, observa-se uma melhor aproximação dos resultados do presente trabalho.

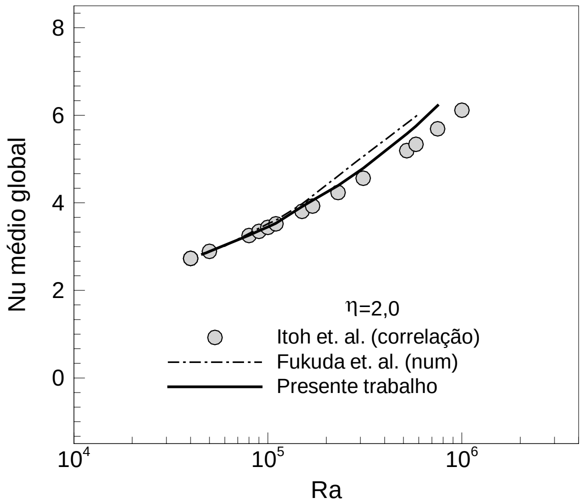


Figura 9. Comparação do número de Nusselt médio global.

O presente estudo foi realizado usando um microcomputador PentiumIV de 2,8 GHz. O custo computacional é proporcional à complexidade do escoamento, por exemplo, o custo para simular um segundo físico do escoamento com número de Rayleigh $Ra = 5{,}0\text{x}10^4$ é de 1,35 horas e o custo do caso com número de Rayleigh $Ra = 5{,}2\text{x}10^5$ é de 11,47 horas.

5. Conclusão

A metodologia de Simulação de Grandes Escalas com modelagem dinâmica permitiu investigar adequadamente o escoamento convectivo em regime de transição no interior de cavidades formadas por dois cilindros horizontais concêntricos. Foi possível prever as instabilidades físicas que caracterizam este tipo de escoamentos e avaliar sua influência sobre o processo de transferência de calor, conseguindo delimitar a faixa na qual o processo de transição à turbulência acontece. O incremento do número de Rayleigh promove um escoamento com grandes flutuações nas suas propriedades e como conseqüência flutuações do coeficiente de transferência de calor local e médio, que contribuem no incremento do número de Nusselt médio global.

6. Agradecimentos

Os autores agradecem ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico – CNPq pelo suporte econômico.

7. Referências

Beckmann, W., 1931, “Die Wärmeübertragung in Zylindrischen Gasschichten bei Natürlicher Konvektion”, Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens, Bd. 2, Heft 5, pp. 165-178.

Bishop, E. H. and Carley, C. T., 1966, “Photographic Studies of Natural Convection Between Concentric Cylinders”, Proceedings of the 1966 Heat Transfer Fluid Mechanics Institute, pp. 63-78.

Bishop, E. H. and Carley, C. T., 1968, “Natural Convective Oscillatory Flow in Cylindrical Annuli”, Int. J. Heat and Mass Transfer, vol. 11, pp. 1741-1752.

Char, M-I. and Hsu, Y.-H, 1998, “Numerical Prediction of Turbulent Mixed Convection in a Concentric Horizontal Rotating Annulus with Low-Re Two-Equation Models. Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 41(12), pp. 1633-1643.

Crawford, L. and Lemlich, R., 1962, “Natural Convection in Horizontal Concentric Cylindrical Annuli”, I. E. C. Fund., 1, pp. 260-264.

Desai, C. P., and Vafai, K., 1994, “An Investigation and Comparative Analysis of Two-and Tree-dimensional Turbulent natural convection in a Horizontal Annulus”, I. J. Heat Mass Transfer, vol. 37(16), pp. 2475-2504.

Farouk, B. and Güceri, S. I., 1982, “Natural Convection From a Horizontal Cylinder-Laminar Regime”, J. Heat Transfer, 103, pp. 522-527.

Ferzinger, J. H., Peric, M., 1999, “Computational Methods for Fluid Dynamics”, 2nd. rev. ed. Springer, New York.

Fukuda, K., Miki, Y., and Hasegawa, S., 1990, “Analytical and Experimental Study on Turbulent Natural Convection in a Horizontal Annulus”, Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 33(4), pp. 629-639.

Fusegi, T. and Farouk, B., 1986, “A Tree-dimensional Study of Natural Convection in the Annulus Between, Horizontal Concentric Cylinder”, Proc. 8th Int. Heat Transfer Conf., vol. 4, pp. 1575-1580.

Germano, M., Piomelli, U., Moin, P. and Cabot, W. H., 1991, “A Dynamic Sub-Grid-Scale Eddy Viscosity Model”, Phys. Fluids A 3 (7) July, pp. 1760-1765.

Grigull, U. and Hauf, W., 1966, “Natural Convection in Horizontal Cylindrical Annuli”, Third Int. Heat Transfer Conf., pp. 182-195.

Itoh, M., Fujita, T., Nishiwaki, N. and Hirata, M., 1970, “A New Method of Correlating Heat-Transfer Coefficients for Natural Convection in Horizontal Cylindrical Annuli”, Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 13, pp. 1364-1369.

Kim, J. and Moin, P., 1985, “Application of a Fractional Step Method to Incompressible Navier-Stokes Equations”, J. Comp. Phys., 59, pp. 308-323.

Kraussold, H., 1934, “Wärmeabgabe von Zylindrischen Flüssigkeitschichten bei Natürlicher Konvektion”, Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens. Bd. 5, Heft 4, pp. 186-191.

Kuehn, T. H. and Goldstein, R. J., 1976, “Correlating Equations for Natural Convection Heat Transfer Between Circular Cylinders”, Int. J. Heat and Mass Transfer, vol. 19, pp. 1127-1134.

Kuehn T. H. and Goldstein, R. J., 1978, “An Experimental Study of Natural Convection Heat Transfer in Concentric and Eccentric Horizontal Cylindrical Annuli”, ASME J. of Heat Transfer, vol. 100, pp. 635-640.

Lilly, D. K., 1991, “A Proposed Modification of the Germano Subgrid-Scale Closure Method”, Phys. Fluids A 4 (3). March, American Institute of Physics, pp. 633-635.

McLeod, A. E. and Bishop, E. H., 1989, “Turbulent Natural Convection of Gases in Horizontal Cylindrical Annuli at Cryogenic Temperatures”, Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 32(10), pp. 1967-1978.

Miki, Y., Fukuda, K. and Taniguchi, N., 1993, “Large Eddy Simulation of Turbulent Natural Convection in Concentric Horizontal Annuli”, Int. J. Heat and Fluid Flow, vol. 14(3), pp. 210-216.

Padilla, E. L. M., e Silveira Neto, A., 2003, “Influência de Diferentes Tipos de Filtros para Modelagem Dinâmica em Simulação de Grandes Escalas”, XXIV Iberiam Latin-American Congress on Computational Methods in Engineering, Ouro Preto-MG, Brasil, pp. CIL189-32.

Padilla, E. L. M., 2004, “Large-Eddy Simulation of Transition to Turbulence in Rotating Sistem with Heat Transfer”, Doctor Thesis, Universidade Federal de Uberlândia, MG.

Padilla, E. L. M., Campregher, R. e Silveira Neto, A., 2004, “Numerical Analysis of the Laminar Natural Convection in Concentric Horizontal Cylindrical Annuli”, VI Simpósio Mineiro de Mecânica Computacional”, Itajubá-MG, Brasil, pp. MF-02.

Piomelli, U., Scotti, A. and Balaras, E., 2000, “Large-Eddy Simulations of Turbulent Flows, from Desktop to Supercomputer”, Fourth International Conference on Vector and Parallel Processing, J. M. L. M. Palma, J. Dongarra and V. Hernàndez, Springer: Berlin, pp. 551-577.

Powe, R. E., Carley, C. T. and Carruth, S. L., 1971, “A Numerical Solution for Natural Convection in Cylindrical Annuli”, J. Heat Transfer, 92(12), pp. 210-220.

Shaanan, S., 1975, “Numerical Simulation of Turbulence in the presence of Shear”, Ph.D. thesis, Dep. Of Mechanical Engineering, Stanford University, Stanford, CA.

Shibayama, S. and Mashimo, Y., 1968, “Natural Convection Heat Transfer in Horizontal Concentric Cylindrical Annuli”, Papers J. S. M. E. Nat. Symp., n. 169. pp.7-20.

Silveira Neto, A., Grand, D., Metais, O. and Lesieur, M., 1993, “A Numerical Investigation of the Coherent Structures of Turbulence Behind a Backward-Facing Step”, Int. Journal of Fluids Mechanics, vol. 256, pp. 1-25.

Stone, H. L., 1968, “Iterative Solution of Implicit Approximations of Multidimensional Partial Differential Equations”, SIAMJ Numer. Anal., vol. 5, pp. 530-558.

Tsui, Y. T. and Temblay, B., 1983, “On Transient Natural Convection Heat Transfer in the Annulus Between Concentric, Horizontal Cylinders with Isothermal Surfaces”, Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 27, pp.103-111.

Vafai, K., and Ettefagh, J., 1991, “An Investigation of Transient Tree-dimensional Buoyancy-driven Flow and Heat Transfer in a Closed Horizontal Annulus”, Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 34(10), pp. 2555-2570.

Vafai, K., and Desai, C. P., 1993, “Comparative Analysis of the Finite-element and Finite-difference Methods for Simulation of Buoyancy-induced Flow and Heat Transfer in Closed and Open Ended Annular Cavities”, Numerical Heat Transfer, vol. 23(A), pp. 35-59.

Van de Sande, E. and Hamer, B. J. G., 1979, “Steady and Natural Convection in Enclosures Between Horizontal Circular Cylinders (Constant Heat Flux)”, Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 22, pp. 361-370.

Voig, H. and Krischer, O., 1932, “Die Wärmeübertragung in Zylindrischen Luftschichten bei Natürlicher Konvektion”, Forsh. Grn. D. Ingenieurwesen, 3(6), pp. 303-306.

NUMERICAL ANALYSIS OF THE TREE-DIMENSIONAL NATURAL CONVECTION IN AN ANNULAR HORIZONTAL CAVITY

Elie Luis Martínez Padilla
Federal University of Uberlandia
epadilla@mecanica.ufu.br

Aristeu da Silveira Neto
Federal University of Uberlandia
aristeus@mecanica.ufu.br

Abstract
The transition to turbulence in a natural convection inside a annular cavity was analyzed. The large-Eddy Simulation methodology was successfully used with the dynamical sub-grid scale model. Several flows characterized by various Rayleigh number were simulated. Comparison with experimental results show a very good agreement. Important physical informations about the transition process were pointed out. The critical Rayleigh number was numerically determined.

Keywords: natural convection, transition, Large-Eddy Simulation