

## ANÁLISE NUMÉRICA DA TRANSIÇÃO EM CONVECÇÃO NATURAL SOBRE UM CILINDRO HORIZONTAL AQUECIDO

**Elie Luis Martínez Padilla**

Universidade Federal de Uberlândia  
Faculdade de Engenharia Mecânica  
[epadilla@mecanica.ufu.br](mailto: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](mailto:aristeus@mecanica.ufu.br)

**Resumo.** Simulação de Grandes Escalas com os modelos sub-malha de Smagorinsky e dinâmico foram utilizados para analisar numericamente a convecção natural, em regime de transição, sobre um cilindro horizontal aquecido. Situações governadas por altos números de Rayleigh são simuladas. O início do processo de transição foi indicado. Os resultados são comparados com dados experimentais. O modelo sub-malha dinâmico possibilita obter melhores resultados, quando comparados com o modelo sub-malha de Smagorinsky.

**Palavras chave:** convecção natural, transição, simulação de grandes escalas, modelagem sub-malha.

### 1. Introdução

Estudos da convecção natural laminar e turbulenta sobre cilindros horizontais aquecidos têm sido objeto de muitas investigações, devido às múltiplas aplicações tecnológicas. Para os casos de convecção natural laminar, tem-se reportados estudos há mais de um século, como o de Ayton e Kilgour (1892) sobre emissividade térmica de arames finos em ar, até soluções numéricas para cilindros em uma ampla faixa de números de Rayleigh, como encontrados em Wang et. al. (1991) e Padilla e Silveira-Neto (2000). A convecção natural turbulenta tem recebido menor atenção no passado, e especificamente o estudo do processo de transição à turbulência neste tipo de escoamentos, não foram encontrados antecedentes.

Entre os poucos trabalhos para convecção natural turbulenta sobre cilindros horizontais, tem-se o trabalho de Hermann (1954), considerando como meio fluido gases diatômicos, não foram publicados resultados sobre transferência de calor. McAdams (1954) apresenta relações empíricas para uma faixa de números de Rayleigh de  $10^4$  a  $10^{12}$  e Kutateladze (1963) só fornece dados experimentais sobre números de Nusselt médio. Inicialmente, os trabalhos numéricos foram baseados no método da camada limite. Farouk e Güçeri (1982) apresentam resultados numéricos sobre convecção natural turbulenta desde um cilindro circular horizontal isotérmico, via solução completa das equações de Navier-Stokes e equação da energia usando modelo de turbulência  $k-\epsilon$ , consideraram a faixa de números de Rayleigh  $5 \times 10^7$  a  $10^{10}$  e os resultados correspondem a Nusselt médio e local e comportamentos de parâmetros do escoamento como: temperatura, velocidades e energia cinética turbulenta.

Baseados em soluções de camada limite, resultados experimentais e em termos da correlação do modelo de Churchill e Usagi (1972), Churchill e Chu (1975) e Kuehn e Goldstein (1976) obtêm correlações empíricas para o cálculo do coeficiente de transferência de calor sobre cilindros horizontais para convecção natural laminar, como para turbulenta, como função dos números de Rayleigh e Prandtl. Uma outra correlação de transferência de calor para ambos regimes é obtida por Raithby e Hollands (1975). Aparece também na literatura uma equação de correlação para convecção livre laminar e turbulenta desde um cilindro elíptico (Raithby e Hollands, 1976), onde avalia-se os casos limite de excentricidade, quando a excentricidade é muito comprida (placa vertical) e quando a excentricidade é pequena (cilindro circular horizontal).

O presente trabalho tem como objetivo o estudo numérico do processo de transição à turbulência da convecção natural sobre um cilindro horizontal aquecido, imerso em um meio infinito (Fig. 1), usando Simulação de Grandes Escalas (SGE) com modelos sub-malha de Smagorinsky e dinâmico. Considera-se as equações de conservação de massa, de quantidade de movimento e de energia em duas dimensões. Sabe-se que a natureza do fenômeno em questão se torna tridimensional quando o escoamento se aproxima ou ultrapassa os valores críticos do parâmetro adimensional que governa o processo. Neste contexto o interesse deste trabalho enfoca-se no aspecto da análise do comportamento físico do problema, assim como a influência do modelo sub-malha.

## 2. Modelo Matemático

A formulação matemática da convecção natural sobre um cilindro horizontal aquecido, apoia-se nos princípios fundamentais que regem os fenômenos de transporte, ou seja, as equações que representam a conservação da massa, da quantidade de movimento e da energia. O escoamento é considerado incompressível com propriedades físicas constantes e em um meio infinito. O termo da força de empuxo é modelado através da aproximação de Boussinesq.

A metodologia de SGE consiste em simular as grandes escalas (baixas frequências) e modelar as pequenas escalas (altas frequências). Portanto as variáveis presentes nas equações governantes são separadas em grandes escalas (parte filtrada) e nas escalas sub-malha (parte flutuante). Filtrando as equações de conservação, obtém-se:

$$\nabla \cdot \bar{\vec{u}} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{\vec{u}}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\vec{u}} \bar{\vec{u}}) = -\frac{1}{\rho_o} \bar{\nabla} \bar{p} - \beta \Delta T \bar{\vec{g}} + \nu \nabla^2 \bar{\vec{u}}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\vec{u}} \bar{T}) = \alpha \nabla^2 \bar{T}. \quad (3)$$

A impossibilidade de se calcular diretamente os termos de transporte convectivo  $\nabla \cdot (\bar{\vec{u}} \bar{\vec{u}})$  e  $\nabla \cdot (\bar{\vec{u}} \bar{T})$ , requer as suas decomposições usando o conceito de separação de escalas. Isto dará origem ao tensor de Reynolds sub-malha  $\overline{u' u'}$  e ao fluxo turbulento sub-malha de energia térmica  $\overline{u' T'}$  (maiores detalhes em Padilla, 2000). Os dois termos representam o transporte turbulento de quantidade de movimento e de calor entre as grandes escalas e as escalas sub-malha. Para o propósito de se modelar os termos mencionados, são usadas a *modelagem sub-malha de Smagorinsky* e a *modelagem sub-malha dinâmica*.

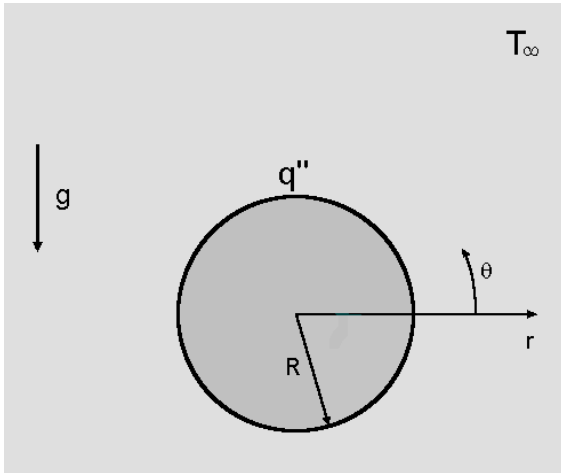


Figura 1. Esquema da geometria que define o problema

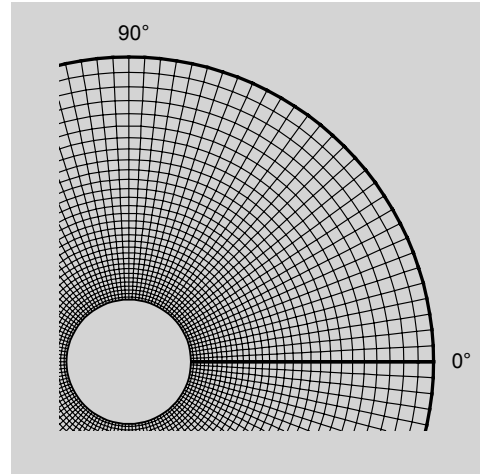


Figura 2. Malha usada, que delimita o domínio de cálculo

As variáveis adimensionais são definidas considerando o diâmetro do cilindro  $D$ , a viscosidade  $\nu$ , o fluxo de calor  $q''$ , a condutividade térmica  $k$  e a densidade  $\rho_o$ , definida à temperatura ambiente. Estas variáveis se apresentam da seguinte forma:

$$u^* = \frac{u D}{\nu}, \quad v^* = \frac{v D}{\nu}, \quad T^* = \frac{\Delta T k}{q'' D}, \quad t^* = \frac{t \nu}{D^2}, \quad p^* = \frac{p D^2}{\rho_o \nu^2}, \quad r^* = \frac{r}{D}, \quad (4)$$

que correspondem a velocidade radial, velocidade tangencial, temperatura, tempo, pressão e coordenada radial respectivamente. As equações governantes filtradas e adimensionais em coordenadas cilíndricas  $(r, \theta)$  são:

$$\frac{\partial (\bar{r} \bar{u})}{\partial r} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial \theta} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r \bar{u} \bar{u})}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r \bar{v} \bar{u})}{\partial \theta} - \frac{\bar{v}^2}{r} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial r} + Gr^* \bar{T} \sin \theta + (1 + \nu_t^*) \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial \theta} \right) - \frac{2}{r^2} \frac{\partial \bar{v}}{\partial \theta} - \frac{\bar{u}}{r^2} \right], \quad (6)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r \bar{u} \bar{v})}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r \bar{v} \bar{v})}{\partial \theta} + \frac{\bar{u} \bar{v}}{r} = -\frac{1}{r} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \theta} + Gr^* \bar{T} \cos \theta + (1 + \nu_t^*) \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \bar{v}}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{\partial \bar{v}}{\partial \theta} \right) + \frac{2}{r^2} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \theta} - \frac{\bar{v}}{r^2} \right], \quad (7)$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r \bar{u} \bar{T})}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r \bar{v} \bar{T})}{\partial \theta} = \left( \frac{1}{Pr} + \frac{\nu_t^*}{Pr_t} \right) \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \bar{T}}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{\partial \bar{T}}{\partial \theta} \right) \right], \quad (8)$$

onde  $Pr = \nu / \alpha$  é o número de Prandtl e  $Pr_t = \nu_t / \alpha_t = 0,6$  (Silveira-Neto et al. 1993) é o número de Prandtl turbulento, o qual possibilita avaliar a difusividade térmica turbulenta  $\alpha_t$ , desde que se conheça a viscosidade turbulenta  $\nu_t$  ( $\nu_t^* = \nu_t / \nu$ ). O número de Grashof baseado no fluxo de calor é definido como  $Gr^* = g \beta D^4 q'' / k \nu^2$ , sendo  $\beta$  o coeficiente de expansão térmica.

As condições de contorno são impostas nas regiões de entrada e saída do escoamento bem como na superfície do cilindro. Na região de entrada é considerado o meio infinito e na região de saída é considerada a condição de escoamento desenvolvido. Internamente, o domínio é limitado pela superfície do cilindro, onde considera-se a condição de não deslizamento e fluxo de calor constante.

No desenvolvimento dos modelos sub-malha considerados, o tensor de Reynolds é modelado com a hipótese de Boussinesq. No clássico modelo de Smagorinsky é determinada a viscosidade turbulenta como uma função da taxa de deformação e da escala de comprimento, é usado o coeficiente de Smagorinsky igual a 0,32 (Morales et al., 1999).

## 2.2. Modelo Sub-Malha Dinâmico

O maior problema dos modelos sub-malha usados em SGE é a impossibilidade para representar corretamente com um coeficiente de proporcionalidade constante, diferentes campos turbulentos rotacionais ou escoamentos cizalhantes perto da parede sólida, em regime transicional. O modelo sub-malha dinâmico, teoricamente contempla a solução deste problema, restando ainda algumas limitações. O coeficiente de proporcionalidade passa a ser calculado dinamicamente de acordo ao avanço da simulação.

A expressão obtida por Germano (1991) para o coeficiente dinâmico  $C(\bar{x}, t)$ , modificada por Lilly (1991) tem a seguinte forma:

$$C(\bar{x}, t) = -\frac{1}{2} \frac{L_{ij} M_{ij}}{M_{ij} M_{ij}}, \quad (9)$$

sendo o tensor de Leonard global dado por  $L_{ij} = \widehat{u_i u_j} - \hat{u}_i \hat{u}_j$  e  $M_{ij} = \hat{\Delta}^2 |\hat{S}| \hat{S}_{ij} - \overline{\Delta}^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij}$ , com a taxa de deformação  $\bar{S}_{ij} = 0,5[(\partial \bar{u}_i / \partial x_j) + (\partial \bar{u}_j / \partial x_i)]$  e seu respectivo módulo  $|\bar{S}| = (2 \bar{S}_{ji} \bar{S}_{ij})^{1/2}$ . O comprimento característico do primeiro filtro é  $\bar{\Delta} = (\Delta x_j \Delta x_j)^{1/2}$  e o segundo filtro (filtro teste) tem comprimento característico  $\hat{\Delta} = 2 \bar{\Delta}$ . Finalmente, o cálculo do coeficiente dinâmico depende só de grandezas resolvidas e de um duplo processo de filtragem. A expressão para a viscosidade turbulenta é:

$$\nu_t = C(\bar{x}, t) \bar{\Delta}^2 |\bar{S}|. \quad (10)$$

Conhecida a viscosidade turbulenta, o tensor de Reynolds sub-malha é calculado com a hipótese de Boussinesq e, de forma análoga, modela-se o fluxo turbulento de calor.

## 3. Procedimento de Solução

Considerado o método de volumes finitos proposto por Patankar (1980), foram discretizadas temporal e espacialmente as equações governantes (5-10) usando malhas co-localizadas. Para a interpolação dos termos convectivos foi usado o esquema de terceira ordem QUICK (Hayase et al. 1992). Para o acoplamento pressão-velocidade utiliza-se o método PRIME, onde as equações de correção de velocidades são as próprias equações de

movimento e o campo de pressões que corrige as velocidades é o campo de pressões procurado. A discretização das equações governantes em coordenadas cilíndricas dá origem a um sistema linear de equações que é resolvida pelo método GCpC (Gradiente Conjugado pre-Condicionado).

Quando se trabalha com sistemas de equações não lineares resolvidas de forma seqüencial onde acoplamentos delicados estão presentes, uma aproximação numérica requer certas condições para ser estável e convergente, condições como tamanho da malha e passo de tempo. O tamanho da malha foi de 120x32 na direção tangencial e radial respectivamente, passando a uma outra malha fina de 240x64. A importância de garantir um passo de tempo que permita a estabilidade numérica foi motivo para usar critério de Courant-Friedix e Lewi (CFL) no cálculo do passo de tempo, critério que considera as influências da convecção, da difusão de quantidade de movimento e da difusão térmica como indica a Eq. (11).

$$\Delta t = 1 / (1 / \Delta t_{conv} + 1 / \Delta t_{dif} + 1 / \Delta t_{difT}) \tag{11}$$

Nem sempre o cálculo de  $\Delta t$  garante por si só a convergência da simulação, por esta razão, o  $\Delta t$  é multiplicado por um *fator de segurança*. O valor típico utilizado em casos de escoamento laminar é 0,25, já para casos de números de Rayleigh altos passou-se a usar o valor de 0,095.

#### 4. Resultados

Os resultados apresentados nesse trabalho sobre convecção natural em um cilindro horizontal aquecido (fluxo de calor constante), são relativos a escoamento de ar como meio fluido com número de Prandtl (Pr) igual a 0,7. O parâmetro adimensional que governa este tipo de escoamentos é o número de Rayleigh baseado no fluxo de calor ( $Ra^* = Gr * Pr$ ). Foram realizadas simulações para altos números de Rayleigh, na faixa de  $10^9$  a  $10^{12}$ , com malhas de 120x32 (só para a Fig. 1) e 240x64 correspondente as direções tangencial e radial respectivamente, e com passos de tempo calculados no transcurso das simulações de acordo com a Eq. (11). Considerou-se um domínio de cálculo de 2 vezes o diâmetro do cilindro.

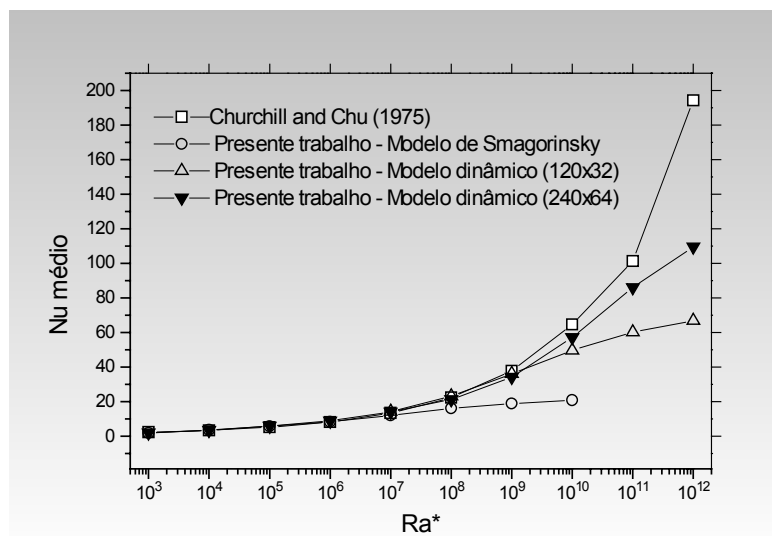


Figura 3. Comportamento do número de Nusselt médio como função do número de Rayleigh, para cilindro horizontal com fluxo de calor constante.

Um dos pontos importantes desta pesquisa é o comportamento do coeficiente de transferência de calor como uma função do número de Rayleigh (Fig. 3), devido a sua utilidade em casos de aplicação prática. Os valores do dito coeficiente obtidos no presente trabalho são comparados com a correlação empírica de Churchill e Chu (1975). A correlação referida é válida para qualquer Pr e para cilindros isotérmicos, adaptado ao problema de cilindros com fluxo de calor constante resulta na seguinte expressão:

$$Nu = [0.6 + 0.321(Ra^* / Nu)^{1/6}]^2 \tag{12}$$

Os resultados de Nu médio apresentados na Fig. (3) para baixos e moderados Ra\* na faixa 10<sup>3</sup> - 10<sup>8</sup> com modelo de Smagorinsky e com modelo dinâmico, correspondem a Padilla e Silveira-Neto (2000), onde demonstrou-se que este modelo é mais difusivo que o modelo sub-malha dinâmico. Para altos Ra\* (maiores do que 10<sup>8</sup>) os resultados com modelo de Smagorinsky não são mais representativos, podendo-se observar um claro afastamento dos dados experimentais. Os resultados usando modelo dinâmico com malha 120x32 indicam um ligeiro afastamento a partir de

$Ra^*=10^{10}$ . Nos casos simulados com malha 240x64 a concordância com a correlação de Churchill e Chu (1975) melhora até  $Ra^*=10^{11}$ . Esta melhora do comportamento do  $Nu$  médio com malha fina se explica porque, para altos  $Ra^*$  a camada limite e a camada térmica torna-se muito finas (Fig. 4) em função do predomínio do processo convectivo, e o refinamento da malha nas proximidades da superfície do cilindro permite melhor aproximação do valor real. Segundo Farouk e Güçeri (1982) a zona de transição encontra-se em aproximadamente  $Rayleigh = 10^8$  para cilindros isotérmicos, para cilindros com fluxo de calor constante a zona de transição esta entre  $10^9 > Ra^* < 10^{10}$ . Sabe-se que os fenômenos de transição e turbulência aceleram o processo de troca de calor entre a superfície do cilindro e o meio fluido, tendo como consequência deste processo os altos valores de número de Nusselt médio observados para altos  $Ra^*$ .

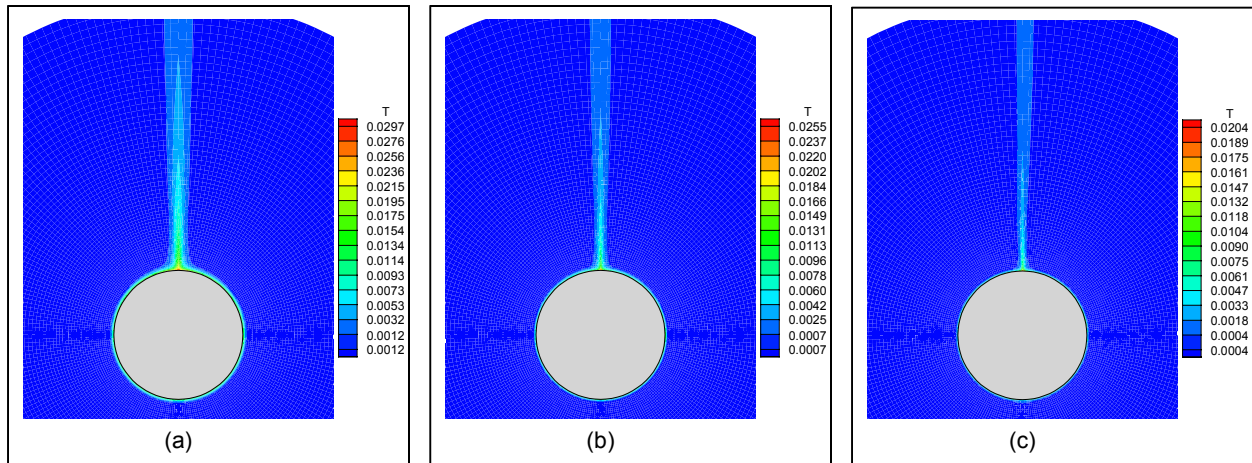


Figura 4. Campos de temperatura em  $t=3$  s, (a)  $Ra^*=10^{10}$ , (b)  $Ra^*=10^{11}$ , (c)  $Ra^*=10^{12}$ .

Quando o  $Ra^*$  aumenta, a pluma térmica é cada vez mais fina como mostra a Fig. (4) para os casos de  $Ra^*=10^{10}$  (Fig. 4a),  $Ra^*=10^{11}$  (Fig. 4b) e  $Ra^*=10^{12}$  (fig. 4c), fato este devido ao maior fluxo de calor onde velocidades geradas aumentam consideravelmente, originando também uma diminuição na espessura das camadas limite dinâmica e térmica. A distribuição do número de Nusselt local calculado segundo a expressão  $Nu = 1/T$ , ou seja com comportamento oposto à temperatura sobre o perímetro da superfície do cilindro, registra os mínimos valores em  $90^\circ$ , e os máximos em  $270^\circ$ , exceto para  $Ra^*=10^{12}$  onde tem-se uma leve queda.

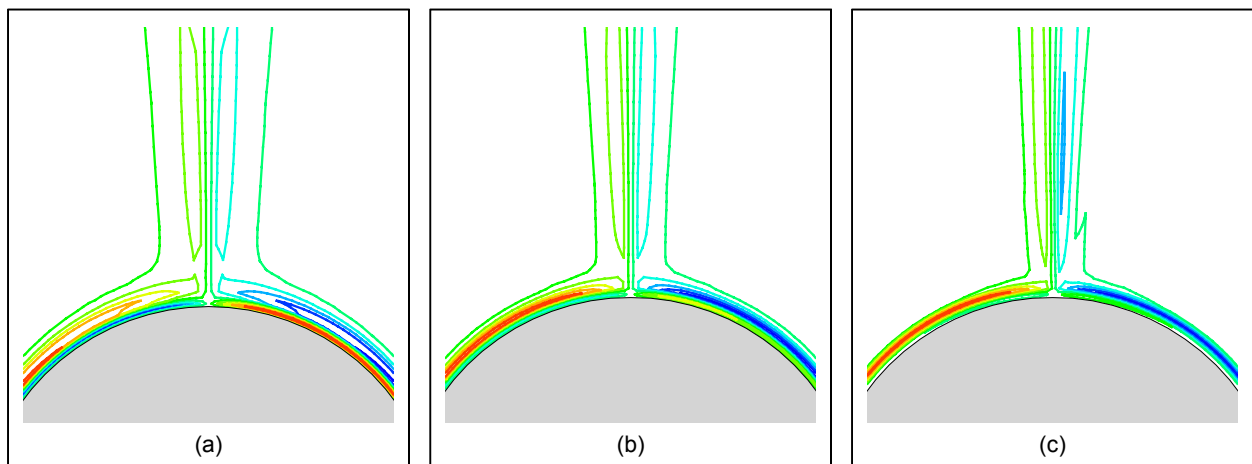


Figura 5. Isolinhas de vorticidade em  $t=3$  s, (a)  $Ra^*=10^{10}$ , (b)  $Ra^*=10^{11}$ , (c)  $Ra^*=10^{12}$

Isolinhas de vorticidade são apresentados na Fig. (5) Para  $Ra^*=10^{10}$  e  $Ra^*=10^{11}$  observa-se simetria na pluma nas proximidades do cilindro. Na Fig. (5c), que corresponde a  $Ra^*=10^{12}$ , as isolinhas de vorticidade não são mais simétricas na pluma. Passando a analisar os campos de pressão nos mesmos casos mencionados, resulta que estes campos são mais sensíveis para capturar as instabilidades próprias do processo de transição, que possivelmente considerando a terceira dimensão podem-se manifestar antes. A Fig. (6a) mostra isolinhas de pressão com simetria nas proximidades do cilindro como na pluma. A Fig. (6b) com fluxo de calor equivalente a  $Ra^*=10^{11}$ , indica uma ligeira assimetria no extremo superior da região da pluma, e finalmente uma total assimetria nas isolinhas de pressão mostra o caso de  $Ra^*=10^{12}$  na Fig. (6c). Este caso se manifesta como transicional.

Apresentam-se na Fig. (7a) a influência de  $Ra^*$  no comportamento da velocidade radial em um ângulo de  $90^\circ$  (ao longo da pluma). As velocidades adimensionais tem fortes gradientes perto da superfície do cilindro e comportamento assintótico no resto do domínio, os valores de estas se incrementam à medida que o fluxo de calor aumenta. Em termos

dimensionais, as velocidades a partir de uma vez o domínio de cálculo (1,5 r/D) atingem o valor aproximado de 7 m/s para o caso de  $Ra^*=10^{10}$ , 16 m/s para o caso de  $Ra^*=10^{11}$  e 40 m/s no caso de  $Ra^*=10^{12}$ . Também as velocidades tangenciais tem valores importantes próximo do cilindro e menores nas outras regiões

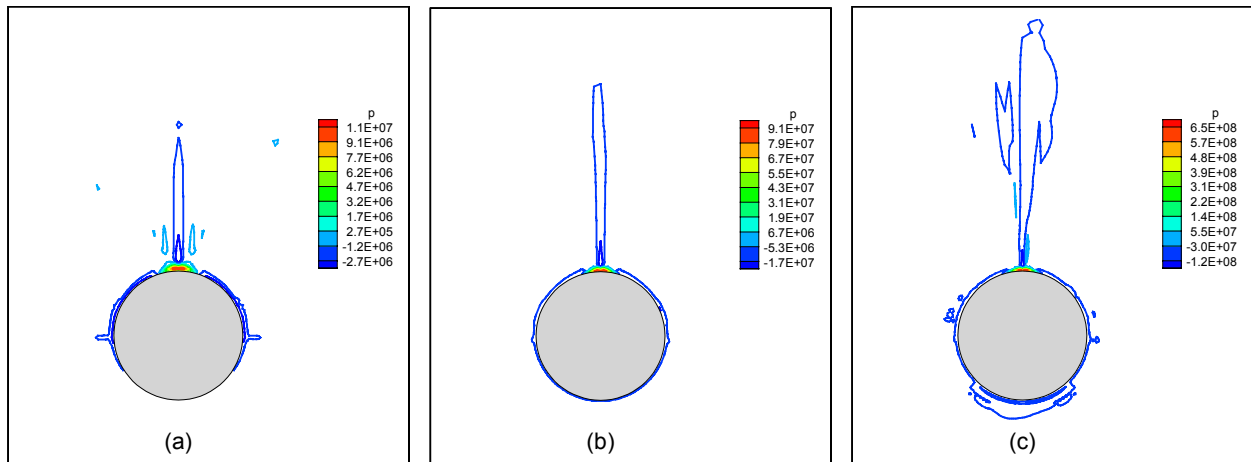


Figura 6. Isolinhas de pressão em  $t=3$  s, (a)  $Ra^*=10^{10}$ , (b)  $Ra^*=10^{11}$ , (c)  $Ra^*=10^{12}$

Farouk e Güçeri (1982) identificaram para altos números de Rayleigh as regiões de maior valor da viscosidade turbulenta como sendo as regiões localizadas perto da superfície do cilindro em ambos os lados do ponto de estagnação ( $90^\circ$ ), os perfis de viscosidade turbulenta que considera essa região são apresentadas na Fig. (7b). Observa-se os maiores valores perto do cilindro e após decaimento gradual, estes valores são de ordem de grandeza de 0,12, 0,28 e 0,18 vezes o valor da viscosidade molecular para os casos de  $Ra^*=10^{10}$ ,  $Ra^*=10^{11}$  e  $Ra^*=10^{12}$  respectivamente. Note-se que com modelo sub-malha dinâmico a viscosidade turbulenta na parede é nula. Para malha  $120 \times 32$  os valores da viscosidade turbulenta são maiores.

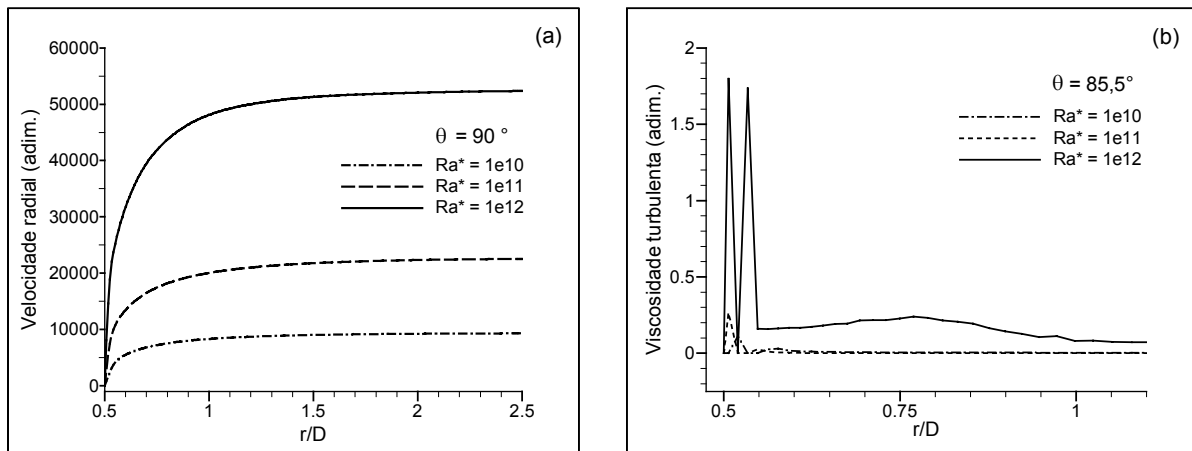


Figura 7. Influencia do  $Ra^*$  na velocidade radial em  $90^\circ$  em  $t=3$  s (a) e a viscosidade turbulenta nas proximidades da superfície do cilindro para diversos  $Ra^*$ , angulo de  $85.5$  e  $t=3$ s (b).

O comportamento do número de Nusselt médio através do tempo é mostrado na Fig. (8) para dois valores de  $Ra^*$ . Na Fig. (8a) que corresponde a  $Ra^*=10^{10}$ , observa-se oscilações iniciais para logo atingir o regime permanente. Estas oscilações correspondem ao processo de aquecimento do meio e ao processo de desenvolvimento da pluma, a qual acontece muito rápido (4 s). Para  $Ra^*=10^{12}$  (Fig. 9b) encontra-se as mesmas oscilações iniciais, porém para um tempo maior, elas surgem novamente em 1,1 s. O comportamento temporal do  $Nu$  médio descrito na Fig. (8a) tem relação com o comportamento das velocidades monitoradas em dois pontos ao longo da pluma térmica ( $90^\circ$ ). Estes pontos localizam-se no meio do domínio de cálculo e perto da superfície do cilindro. A velocidade radial como a velocidade tangencial após de 1,3 s permanecem constantes. A concordância entre as oscilações das velocidades e o  $Nu$  médio mostra que a dinâmica do escoamento afeta diretamente o comportamento do sistema térmico.

A diferencia do que acontece em regime laminar, estando em regime de transição ou turbulência modifica o comportamento temporal dos parâmetros que regem o escoamento, onde o desenvolvimento completo do escoamento é completamente instável. Não foi possível capturar as instabilidades na pluma térmica, características de escoamentos em transição, devido ao fato que a malha não mantém a resolução das proximidade do cilindro, como se observa na Fig. (2). A malha é construída de forma progressiva baseado no arco descrito para cada posição de  $r$ , de maneira que no final

do domínio de cálculo na direção radial a malha é menos fina. Cabe assinalar também que a falta da coordenada axial no modelo computacional, pode ser também motivo da impossibilidade de capturar as instabilidades.

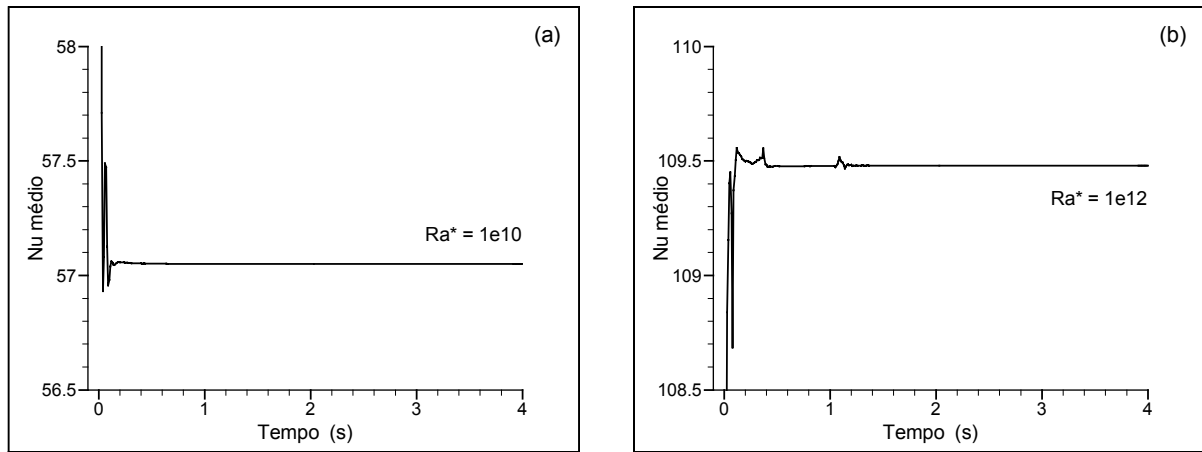


Figura 8. Distribuição temporal do número de Nusselt médio, para  $Ra^*=10^{10}$  (a) e  $Ra^*=10^{12}$  (b).

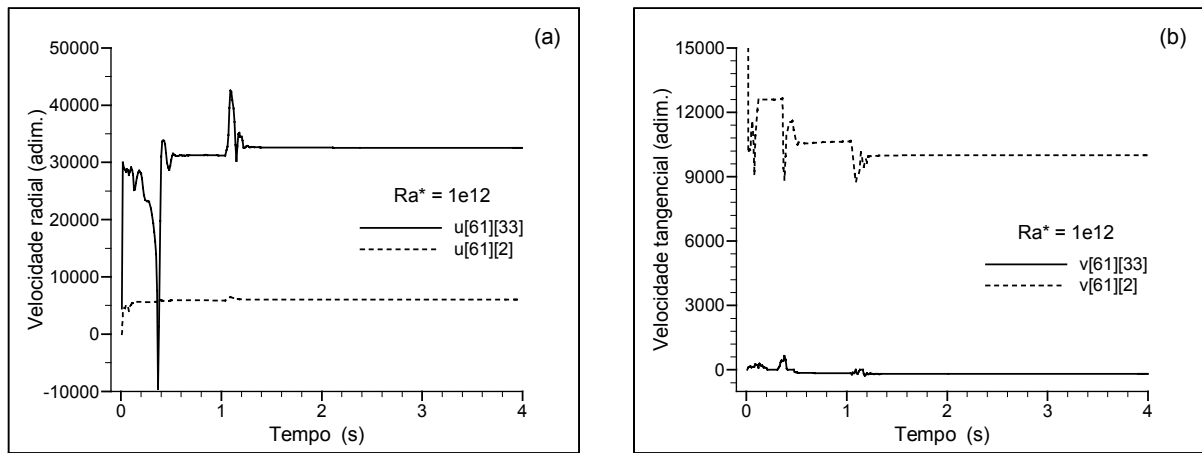


Figura 9. Distribuição temporal das velocidades, velocidade radial(a) e velocidade tangencial (b).

## 5. Conclusões

O objetivo do presente trabalho de estudar numericamente a transição em convecção natural sobre um cilindro horizontal aquecido, foi alcançado parcialmente, e pode ser enfocado de dos pontos de vista: considerando o ponto de vista da avaliação do coeficiente de troca de calor para altos valores de  $Ra^*$ , os resultados usando modelo sub-malha dinâmico se aproximam com os dados baseados em trabalhos experimentais, portanto o modelo dinâmico se apresenta como uma ferramenta promissora para dar continuidade a este trabalho. O modelo de Smagorinsky não é apropriado para estudar a transição. Do outro ponto de vista, o da análise do aspecto físico do processo de transição à turbulência, foram registradas as mudanças que acontecem no processo inicial de aquecimento do meio fluido e no desenvolvimento do escoamento (formação da esteira ou pluma), determinando que as fortes instabilidades estão presentes por muito mais tempo que no caso de  $Ra^*$  moderados. Os campos de pressão manifestam as instabilidades características dos escoamentos em transição na parte superior da pluma térmica, mas os campos de temperatura não registram as instabilidades.

O início da transição foi evidenciado neste trabalho para fluxo de calor equivalente a  $Ra^*=10^{11}$ , discordando com os processos reais.

## 6. Agradecimentos

Ao CNPq pelo suporte financeiro e à Universidade Federal de Uberlândia.

## 7. Referências

Ayrton, W. E., and Kilgour, H., 1892, “The Thermal Emissivity of Thin Wires in Air”, Proc., R. Soc. A183, pp. 371-405.



- Churchill, S. W. and Chu, H. H. S., 1972, "A General Expression for the Correlation of Rates of Transfer and Other Phenomena", *AIChE Journal*, vol.18, pp. 1121-1128.
- Churchill, S. W. and Chu, H. H. S., 1975, "Correlating equations for laminar and turbulent free convection from a horizontal cylinder". *International Journal Heat and Mass Transfer*, vol. 18, pp. 1049-1053.
- Farouk, B. and Güçeri, S. L., 1982, "Natural Convection from a Horizontal Cylinder – Turbulent Regime", *Trans. ASME Journal of Heat Transfer*, vol. 104, pp. 228-235.
- Germano, M., Piomelli, U., Moin, P. and Cabot, W. H. A, 1981, "Dynamic Sub-grid-scale Eddy Viscosity Model", *Phys. Fluids A 3 (7) July*, pp. 1760-1765.
- Hayase, T., Humphrey, J. A. C. and Greif, R., 1992, "A Consistently Formulated QUICK Scheme For Fast and Stable Convergence Using Finite-volume Iterative Calculations Procedures"., *Journal of Computational Physics*, vol. 98, pp. 108-118.
- Herman, R., 1954 "Heat Transfer by Free Convection from Horizontal Cylinders in Diatomic Gases", NACA TM-1366.
- Kuehn, I. H., and Goldstein, R. J., 1976, "Correlating Equations for Natural Convection Heat Transfer Between Circular Cylinders", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 19, pp. 1127-1134.
- Kutateladze, S. S., 1963, "Fundamentals of Heat Transfer", Academic Press., New York, p. 293.
- Lilly, D. K., 1991, "A Proposed Modification of the Germano Sub-grid Scale Closure Method", *Phys. Fluids A 4 (3) March*, American Institute of Physics, pp. 633-635.
- McAdams, W. H., 1954, "Heat Transmission", 3d. ed. McGraw-Hill, New York, pp. 165-183.
- Morales, R. E. M., Balparada, A., Silveira-Neto, A., 1999, "Large-eddy Simulation of the Combined Convection Around a Heated Rotating Cylinder". *Int. Journal of Heat and Mass Transfer*, 42: (5), pp. 941-949.
- Padilla, E. L. M., 2000, "Simulação de Grandes Escalas com Modelagem Dinâmica, Aplicada à Convecção Mista", *Dissertação de Mestrado*, Universidade Federal de Uberlândia.
- Padilla, E. L. M. e Silveira-Neto, A., 2000, " Simulação Numérica de Grandes Escalas com Modelagem Dinâmica, Aplicada a Convecção Mista", 9<sup>th</sup> Brazilian Congress of Thermal Engineering and Sciences, Porto Alegre, Brazil, pp.
- Patankar, S. V., 1980, "Numerical heat transfer and fluid flow", Hemisphere Publishing Corporation, New York.
- Raithby, G. D. and Hollands, K. G. T., 1975, "A General Method of Obtaining Approximate Solutions to Laminar and Turbulent Free Convection Problems", *Advances in Heat Transfer*, vol. 18, pp. 265-315.
- Raithby, G. D. and Hollands, K. G. T., 1976, "Laminar and Turbulent Free Convection from Elliptic Cylinders, with a Vertical Plate and Horizontal Circular Cylinder as Special Cases", *Trans. ASME Journal of Heat Transfer*, vol. February, pp. 72-80.
- 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.
- Sugiyama, K., Ma, Y. and Ishiguro, R. Laminar natural convection heat transfer from a horizontal circular cylinder to liquid metals. *Journal of Heat Transfer 113* (1991), pp. 91-96.
- Wang, P., Kahawha, R. and Nguyen, D. L., 1991, "Transient Laminar Natural Convection from Horizontal Cylinders", *I. J. Heat and Mass Transfer*, vol. 34, pp. 1429-1442.

## NUMERICAL ANALISE OF TRANSITIONAL NATURAL CONVECTION OVER A HORIZONTAL HEATED CYLINDER

**Elie Luis Martínez Padilla**

Federal University of Uberlândia  
Faculty Mechanical Engineering  
[epadilla@mecanica.ufu.br](mailto:epadilla@mecanica.ufu.br)

**Aristeu da Silveira Neto**

Federal University of Uberlândia  
Faculty Mechanical Engineering  
Uberlândia, MG, Brazil  
CEP: 38400-902  
[aristeus@mecanica.ufu.br](mailto:aristeus@mecanica.ufu.br)

**Abstract.** *Large-Eddy Simulation using Smagorinsky and dynamic sub-grid scale models was used to numerically analyse the natural convection, in transitional regime, over a heated and horizontal cylinder. Situations governed by high Rayleigh numbers were simulated. The beginning of the transition process was indicated. The results were compared with experimental data. The dynamic sub-grid scale model gives better results, when compared with the Smagorinsky model.*

**Keywords:** *Natural convection, transition, large-eddy simulation, sub-grid scale model.*