

SIMULAÇÃO NUMÉRICA DO ESCOAMENTO COM TROCA DE CALOR NO INTERIOR DE TUBOS COM NERVURAS PERIÓDICAS

Carlos Enrique Pico

Universidade Federal de Uberlândia – Faculdade de Engenharia Mecânica
Av. João Naves de Ávila 2160, Bloco 1M – Uberlândia, MG – 38400-089
capico@mecanica.ufu.br

Oscar Saul Hernandez

Universidade Federal de Uberlândia – Faculdade de Engenharia Mecânica
Av. João Naves de Ávila 2160, Bloco 1M – Uberlândia, MG – 38400-089
oscarhm@mecanica.ufu.br

Aristeu da Silveira Neto

Universidade Federal de Uberlândia – Faculdade de Engenharia Mecânica
Av. João Naves de Ávila 2160, Bloco 1M – Uberlândia, MG – 38400-089

Jaime Vilela Resende

Universidade Federal de Uberlândia – Faculdade de Engenharia Mecânica
Av. João Naves de Ávila 2160, Bloco 1M – Uberlândia, MG – 38400-089

Resumo. Com o objetivo de desenvolver uma ferramenta computacional que permita a otimização termodinâmica de trocadores de calor, foi testado o uso do modelo de turbulência submalha de Smagorinsky na simulação de um escoamento com troca de calor em um domínio axialmente simétrico. Neste trabalho são apresentados resultados da simulação numérica do escoamento completamente desenvolvido e com troca de calor em um tubo de seção circular com nervuras ou obstáculos periodicamente espaçados na direção do escoamento. Os resultados foram obtidos usando o método dos volumes finitos e diferenças centradas, com esquema temporal explícito de Runge Kutta e acoplamento pressão-velocidade do tipo passo fracionado. As simulações cobriram números de Reynolds baixos e moderados, fora da região completamente rugosa. Nos casos com números de Reynolds mais elevados, foi empregado o modelo de turbulência submalha de Smagorinsky com função de amortecimento, para incluir os efeitos das escalas quase bidimensionais não resolvidas. Em ambos os casos as variáveis primitivas foram decompostas para empregar condições de contorno periódicas na direção do escoamento e não deslizamento nas paredes. Os resultados obtidos mostram a deficiência do modelo submalha de Smagorinsky em domínios bidimensionais.

Palavras chave: Convecção forçada, Volumes finitos, Modelo Submalha, Superfícies aumentadas.

1. Introdução

Uma das técnicas mais comumente empregada para melhorar o rendimento na troca de calor em equipamentos térmicos é o uso de superfícies de troca rugosas. A melhora é devida à perturbação da subcamada laminar próxima da parede, na qual a troca de calor é inferior à que acontece na região turbulenta, e a sua mistura com o núcleo do escoamento. Porém o aumento na troca de calor está acompanhado de um incremento na resistência ao escoamento.

Uma das primeiras técnicas a ser estudada foi o uso de superfícies rugosas, e dentre estas o uso de tubos com nervuras de variadas seções, periodicamente espaçadas na superfície interior. A sucessiva separação e recolamento da camada limite provocam um aumento considerável na troca de calor e no coeficiente de atrito cuja relação mais benéfica deve ser determinada de acordo com as características do equipamento e o processo, mediante um critério de avaliação de desempenho.

Dada a importância das aplicações industriais das superfícies com nervuras e aos poucos dados disponíveis na literatura sobre visualizações ou simulações numéricas (Webb et al, 2000), propõe-se desenvolver ferramentas computacionais que permitam estudar numericamente o escoamento em tubos com nervuras periódicas com miras a otimizar seu rendimento termodinâmico.

Este trabalho relata a implementação de um código computacional para resolver o conjunto de equações que regem o escoamento transiente a baixos números de Reynolds num domínio bidimensional axialmente simétrico, com o modelo de turbulência submalha de Smagorinsky (1963). O método de solução foi testado na simulação do escoamento com troca de calor no interior de tubos com nervuras transversais periódicas de seção quadrada, com altura (e) e separadas axialmente por uma distância (p), em regimes laminar e turbulento, como são descritos em Webb et al (1971), Whithead e Bergles (1977) e Ravigururajan e Bergles (1996).

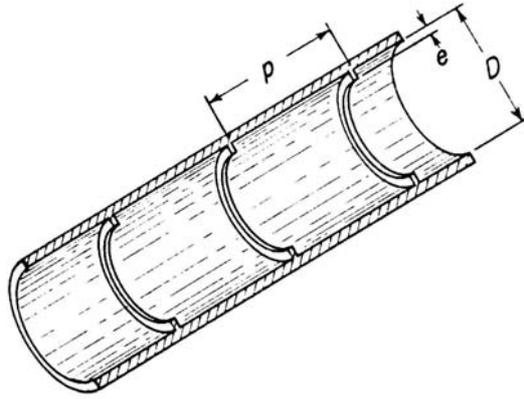


Figura 1. Tubo com nervuras transversais periódicas.

2. Equações governantes

As equações que governam o escoamento são as equações de Navier Stokes para escoamento incompressível, e forças de campo desprezíveis.

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

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{u}\bar{u}) = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nabla \cdot \left[\nu \left(\nabla \bar{u} + (\nabla \bar{u})^T \right) \right] , \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{u}\bar{T}) = \nabla \cdot (\alpha \nabla \bar{T}) , \quad (3)$$

onde o vetor de posição tem as componentes $\bar{r} = (z, r, \phi)$, e a velocidade $\bar{u} = (u, v, w)$.

Após um processo de filtragem espacial (Silveira Neto, 1991) as equações resultantes são,

$$\nabla \cdot \bar{\bar{u}} = 0 , \quad (4)$$

$$\frac{\partial \bar{\bar{u}}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\bar{u}}\bar{\bar{u}}) = -\frac{1}{\rho} \nabla \bar{p} + \nabla \cdot \nu \left(\nabla \bar{\bar{u}} + (\nabla \bar{\bar{u}})^T \right) - \nabla \cdot \tau \quad e \quad (5)$$

$$\frac{\partial \bar{\bar{T}}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\bar{u}}\bar{\bar{T}}) = \nabla \cdot (\alpha \nabla \bar{\bar{T}}) - \nabla \theta . \quad (6)$$

Nestas equações o tensor τ e o vetor θ podem ser modelados segundo Smagorinsky (1963) como,

$$\tau_{ij} = -\nu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad e \quad \theta_i = \alpha_t \frac{\partial \bar{\bar{T}}}{\partial x_i} , \quad (7a,b)$$

com

$$\nu_t = (\Delta C_s)^2 \sqrt{S^2} \quad e \quad \alpha_t = \frac{\nu_t}{Pr_t} \quad (8a,b)$$

onde C_s é a constante de Smagorinsky, S é o tensor taxa de deformação, Pr_t é um número de Prandtl submalha e Δ o comprimento representativo da malha com função de amortecimento de Van Driest, definido por

$$\Delta = \left(1 - \exp\left(-\frac{y^+}{A^+}\right) \right) \cdot (r\Delta\theta\Delta r\Delta z)^{1/3}, \quad (9)$$

onde y^+ e A^+ são a distancia à parede mais próxima na forma adimensional e uma constante igual a 25 respectivamente.

3. Método numérico

As equações foram discretizadas utilizando a técnica dos volumes finitos em malha deslocada, com espaçamento uniforme, usando diferenças centradas como esquema de interpolação. A discretização temporal corresponde a um esquema explícito de Runge-Kutta de terceira ordem (RK3), com método de acoplamento pressão-velocidade do tipo passo fracionado, com correção da pressão não iterativa, similar ao empregado por Lamballais (1996) para a simulação do escoamento em um canal plano. As equações de quantidade de movimento e continuidade discretizadas com o esquema RK3 são:

$$\frac{\bar{u}_*^p - \bar{u}^{p-1}}{\Delta t} = \alpha_p \left(N(\bar{u}^{p-1}) + M(\bar{u}^{p-1}) \right) + \beta_p \left(N(\bar{u}^{p-2}) + M(\bar{u}^{p-2}) \right) - \gamma_p \left(G(\pi^{p-1}) - S \right), \quad (10)$$

$$L(\pi') = \frac{D(\bar{u}^{p*})}{\gamma_p \Delta t}, \quad (11)$$

$$\pi' = \pi^p - \pi^{p-1} \quad e \quad (12)$$

$$D(\bar{u}^p) = 0 \quad p = 1, 2, 3 \quad (13)$$

com $\bar{u}^0 = \bar{u}^n$ e $\bar{u}^3 = \bar{u}^{n+1}$.

Onde N é o operador de discretização dos termos convectivos, M é o operador discretização dos termos difusivos, G o operador gradiente discreto, L é o operador Laplaciano discreto, S o termo fonte na equação de quantidade de movimento e D a divergência discreta.

Os coeficientes (α, β, γ) tem os seguintes valores (Lamballais, 1996) :

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= \frac{8}{15}, & \beta_1 &= 0, \\ \alpha_2 &= \frac{5}{12}, & \beta_2 &= \frac{-17}{60}, \\ \alpha_3 &= \frac{3}{4}, & \beta_3 &= \frac{-5}{12} \quad e \\ \gamma_p &= \alpha_p + \beta_p. \end{aligned} \quad (14)$$

A Equação (11) foi resolvida usando o método iterativo “*Modified Strongly Implicit*” proposto por Schneider e Zedan (1981), na sua versão para sistemas de cinco diagonais.

A viscosidade turbulenta, Eq. (8a), foi avaliada, usando diferenças finitas centradas, a cada passo de tempo, usando o campo de velocidade no passo imediatamente anterior. Foram empregados dois valores de C_s , 0,1 (Silveira Neto, 1991) e 0,3 (Morales, 1996). Nos casos em que a viscosidade foi requerida em pontos diferentes do centro do volume, o valor foi obtido por interpolação linear, com exceção do cálculo da viscosidade nas faces dos volumes adjacentes às esquinas convexas. Nestas faces calculou-se a viscosidade por um processo de média harmônica e os valores da viscosidade no interior das paredes foram fixados num valor negativo muito pequeno como sugerido por Baetke et al, (1990).

A difusividade térmica turbulenta, Eq. (8b), foi calculada usando os valores da viscosidade turbulenta e o número de Prandtl turbulento ($Pr_t = 0,6$) igual ao utilizado por Silveira Neto (1991) na simulação do escoamento a jusante de um degrau. Igualmente emprega-se interpolação linear para a avaliação da difusividade térmica nas faces dos volumes.

4. Condições de contorno

A configuração estudada apresenta um padrão geométrico que se repete após uma determinada distancia na direção do escoamento. Tais módulos tem idênticas condições de entrada e saída com exceção dos campos de pressão e

temperatura o que facilita o tratamento das condições de contorno. Os campos de temperatura e pressão foram decompostos numa parcela flutuante e outra que varia linearmente com a coordenada axial. Como consequência acrescenta-se às equações de quantidade de movimento e energia os seguintes termos fonte (Patankar et al, 1974),

$$S_u = \left(-\frac{d\bar{P}}{dz} \right) = \left[\frac{\bar{P}(z,r) - \bar{P}(z + L_D,r)}{L_D} \right] \quad e \quad (15)$$

$$S_T = \frac{2q}{\hat{u} \cdot \rho \cdot R \cdot C_p} (u) , \quad (16)$$

onde \hat{u} é a velocidade média na seção do tubo. Com esta transformação podem ser aplicadas condições de contorno periódicas na entrada e na saída e não deslizamento nas paredes do tubo. A velocidade \hat{u} , assim como as velocidades intermediárias \bar{u}_* e \bar{u}_{**} , tem as mesmas condições de contorno: valor nulo nas paredes, valor nulo da velocidade radial e máximo da velocidade axial no eixo de simetria. Pelo fato de utilizar malha deslocada não se precisa dos valores da pressão e o corretor da pressão nesses pontos. Pode-se deduzir que $G(\pi')_n = 0$ nas paredes e no eixo de simetria (Patankar, 1980).

O termo fonte na equação de movimento foi tratado de acordo com um balanço de forças como:

$$-\frac{dP}{dz} = \frac{4u_\tau^2}{D} , \quad (17)$$

onde u_τ é a velocidade de corte para um tubo liso do mesmo diâmetro. O gradiente de pressão foi imposto então através do número de Reynolds baseado na velocidade de corte.

$$Re_* = \frac{u_\tau D}{\nu} \quad (18)$$

5. Resultados e discussão

5.1. Regime laminar

Inicialmente foi realizada a simulação do escoamento num tubo liso para validar o método de solução das equações de Navier-Stokes. Foram feitas simulações em regime laminar usando números de Reynolds $Re_* = 50$ e $Re_* = 100$ com as condições de contorno descritas anteriormente. Além disso a viscosidade turbulenta foi mantida nula e usou-se como condição inicial $\bar{u}(\vec{r}, t = 0) = 0$. Com estas condições a simulação corresponde à solução num domínio bidimensional do escoamento impulsivo num tubo circular, como é descrito em White (1991). A simulação acompanha o desenvolvimento do escoamento como é previsto na solução teórica, aproximando-se da solução do escoamento de Hagen-Poiseuille quando o tempo tende a infinito. Da mesma forma o número de Nusselt aproxima-se do seu valor teórico para tubos com fluxo de calor constante, $Nu = 4,36$.

Em tubo com nervuras foram feitas quatro simulações, em configurações diferentes, em regime laminar e uma delas em regime turbulento. Na Tab. (1) aparece uma descrição dos casos estudados. O regime imposto através do número de Reynolds foi $Re_* = 100$ e o número de Prandtl $Pr = 0,7$.

Tabela 1. Parâmetros geométricos das simulações.

Caso	e/D	p/e
A	0,04	10
B	0,04	20
C	0,08	10
D	0,08	20

Devido a influencia do passo relativo e à altura relativa das nervuras existem diferenças na estrutura do escoamento, na região limitada pelos obstáculos. Existem regiões de recirculação entre as nervuras caracterizadas pelos comprimentos de recolamento e separação nos quais a velocidade axial média é nula ; $u = 0$.

A Fig. (2) mostra um detalhe das linhas de corrente entre as nervuras no caso A. Nesta figura pode-se observar a presença de duas regiões de recirculação, uma a jusante e outra a montante do obstáculo. A primeira região tem seu

ponto de recolamento na coordenada relativa à altura da nervura $X_r = 4,865$ e o ponto de separação que da origem a segunda esta localizado em $X_d = 9,545$.

As coordenadas X_r e X_d delimitam regiões de alta temperatura nas quais o transporte convectivo de calor para o núcleo do escoamento é muito limitado e atuam como uma camada isolante dificultando a troca de calor. A presença das nervuras diminui o diâmetro efetivo da tubulação e a vazão para uma mesma queda de pressão por unidade de comprimento. Os efeitos destas duas regiões no esforço cortante na parede e o número de Nusselt podem ser vistos nas Fig. (3) e (4). O elevado valor de $|\tau_w|$ na parte superior da nervura deve-se à aceleração das partículas de fluido ao passar pela contração.

O máximo número de Nusselt encontra-se um pouco a jusante do ponto de recolamento que é indicado na literatura como o de máxima troca de calor (Webb et al, 1971). Os mínimos valores do Nusselt aparecem nos cantos a montante e jusante da nervura onde as temperaturas são mais elevadas. O Nusselt obtido em todas as simulações é só uma fração do valor em tubo liso do que se conclui que a presença de obstáculos nas paredes do tubo em regime laminar não apresenta vantagens desde o ponto de vista termodinâmico.

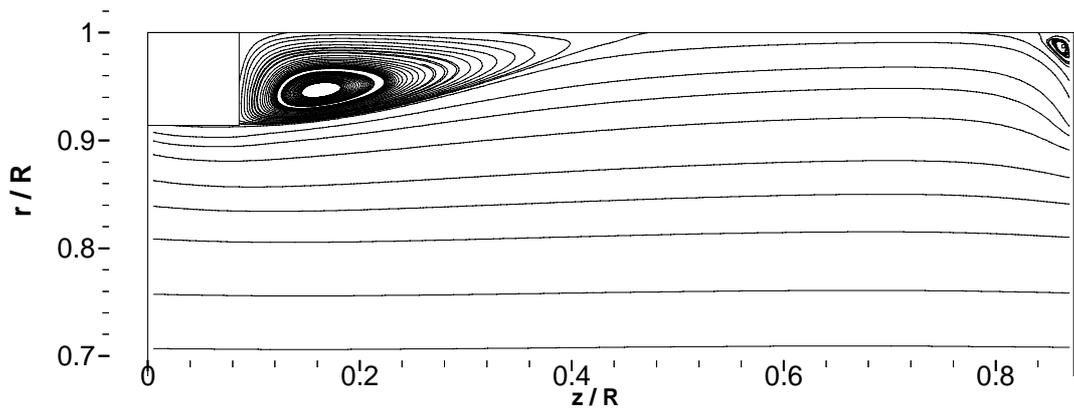


Figura 2. Detalhe das linhas de corrente no caso A.

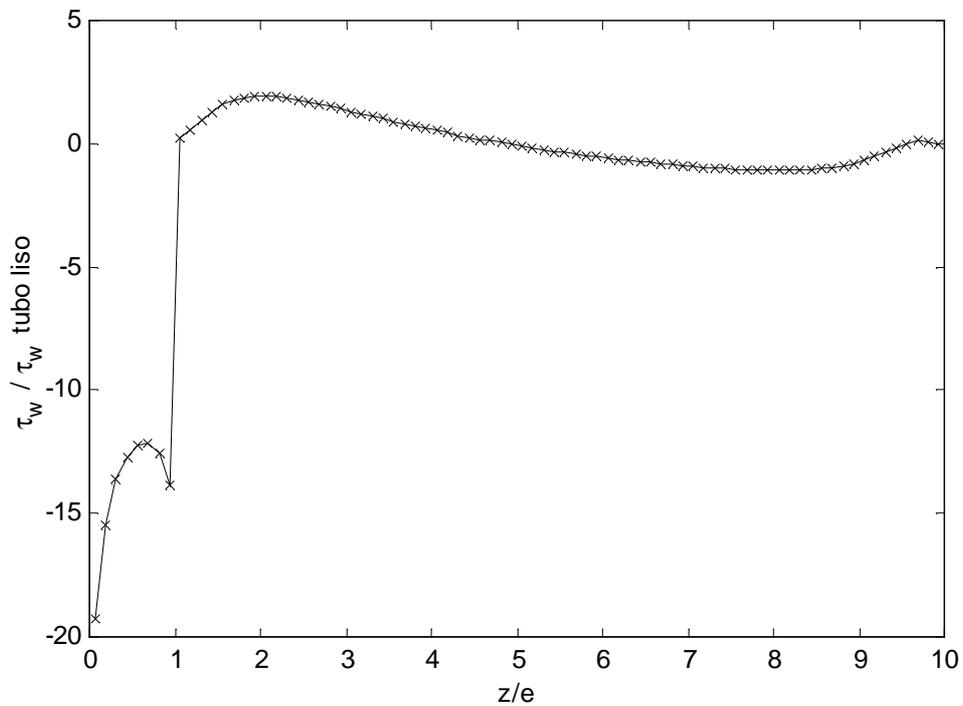


Figura 3. Relação de esforços cortantes na parede vs. distancia axial relativa (caso A)

Nos casos com altura relativa maior a região de recirculação a montante da nervura não foi observada. O caso C tem como diferença com as outras simulações que o recolamento da camada limite não acontece e por tanto forma-se uma bolha que ocupa todo o espaço entre nervuras diminuindo o diâmetro efetivo e aumentando consideravelmente o fator de atrito. Desde o ponto de vista térmico a massa confinada entre as nervuras troca calor com o núcleo do escoamento quase exclusivamente através do transporte difusivo na fronteira superior da cavidade enquanto recebe calor nas fronteiras sólidas, diminuindo o valor do número de Nusselt. Os valores de X_r obtidos diferem dos apresentados por Webb et al (1971), $X_r = 6-8$. A Tab. (2) apresenta os resultados de todas as simulações.

Tabela 2. Resultados das simulações.

Caso	$\langle Nu \rangle$	Re_b	X_r	X_d
A	2,95	980	4,865	9,545
B	3,00	1050	4,830	19,614
C	2,578	734	-	-
D	2,128	816	12,374	-

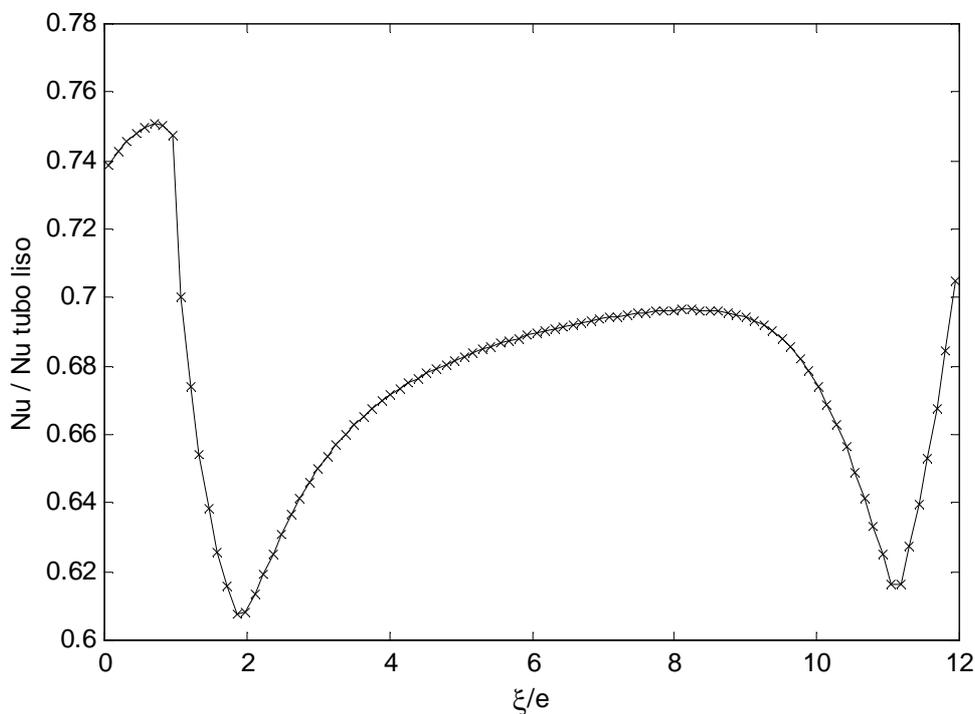


Figura 4. Relação de números de Nusselt vs. coordenada natural ao longo da parede (caso A)

5.2 Regime turbulento

Em regime turbulento foi empregado o modelo submalha de Smagorinsky para modelar o efeito das escalas de movimento menores que o tamanho da malha bidimensional (Morales, 1996 e Bouris e Bergeles, 1999). Inicialmente foi simulado o escoamento no interior de um tubo liso. Como não foi contemplado o uso de condições de contorno artificiais para a solução da camada limite, utilizou-se uma malha suficientemente densa para localizar o primeiro volume de controle dentro da subcamada viscosa ($y^+ < 5$).

Na simulação com modelo submalha não foi possível o desenvolvimento de um perfil de velocidade turbulento independentemente do comprimento do domínio computacional. Varias tentativas foram feitas mudando o valor da constante de Smagorinsky de 0,1 para 0,3 e introduzindo perturbações aleatórias de várias ordens de grandeza.

Uma outra tentativa, sem sucesso, foi feita num escoamento completamente turbulento a $Re_* = 360$, usando como valor inicial a solução obtida na simulação numérica direta de Eggels et al (1994), os valores da constante de Smagorinsky citados anteriormente e perturbações de vários ordens de grandeza.

A inibição do desenvolvimento do campo de velocidade turbulento se deve ao fato das estruturas mais importantes dos escoamentos turbulentos, sobre superfícies sólidas, serem de caráter tridimensional.

O modelo submalha foi empregado também para simular o escoamento no interior de um tubo com nervuras com as características do caso A, no mesmo número de Reynolds que em tubo liso. Os resultados da simulação foram campos de velocidade qualitativamente similares ao perfil de velocidade parabólico laminar.

Os resultados obtidos não são fisicamente plausíveis porque fornecem um valor de vazão muito maior do que o obtido experimentalmente em tubo liso com o mesmo número de Reynolds. Estes resultados variam consideravelmente com o valor da constante de Smagorinsky. A aplicação do modelo submalha de Smagorinsky na simulação bidimensional do escoamento no interior de um tubo mostrou-se não apropriada. O papel do modelo submalha nas simulações feitas foi o de acrescentar a viscosidade molecular um valor dependente da posição, que não consegue representar o perfil turbulento devido à supressão das estruturas tridimensionais e a troca de energia cinética na direção angular.

6. Conclusões

Foi apresentada uma técnica que permite resolver numericamente as equações de Navier-Stokes num domínio bidimensional axialmente simétrico.

Os resultados obtidos na simulação do escoamento laminar no interior de um tubo liso e com nervuras periodicamente espaçadas foram satisfatórios. Nas simulações a elevado número de Reynolds, o modelo de Smagorinsky mostrou-se não apropriado na representação do campo de velocidade turbulento. A supressão das estruturas tridimensionais e da troca de energia cinética turbulenta na direção angular inibem o desenvolvimento do perfil de velocidade turbulento. Esta deficiência no modelo atual poderá ser contornada com a futura extensão do modelo a três dimensões.

7. Agradecimentos

O desenvolvimento deste trabalho contou com o apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior – CAPES, através de uma bolsa de mestrado.

8. Referências

- Baetke, F., Werner, H., Wengle, H., 1990, “Numerical Simulation of Turbulent Flow Over Surface Mounted Obstacles with Sharp Edges and Corners”, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, No 35, pp. 129-147.
- Berger, F. P., Whitehead, A. W., 1977, “Fluid Flow and Heat Transfer in Tubes with Internal Square Rib Roughening”, *J. Br. Nucl. Energy Soc.*, No 2, pp. 153-160.
- Bouris, D., Bergeles, G., 1999, “2D LES of Vortex Shedding from a Square Cylinder”, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 80, pp. 31-46.
- Eggels, J. G. M., Unger, F., Weiss, M. H., Westerweel, J., Adrian, R. J., Friedrich, R. e Nieuwstadt F. T. M., 1994, “Fully developed turbulent pipe flow: a comparison between direct numerical simulation and experiment”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 268, pp. 175-209
- Lamballais, E., 1996, “Simulation Numériques de la Turbulence dans un Canal Plan Tournant”, PhD Thesis, Nat. Polytech. Inst. Grenoble.
- Morales, R. E. M., 1996, “Simulação de Grandes Escalas da Convecção Mista Sobre um Cilindro Rotativo Aquecido”, Dissertação de Mestrado, DEEME-UFU, Uberlândia, MG, Brasil
- Mottahed, B., Molki, M., 1996, “Artificial Roughness Effects on Turbulent Transfer Coefficients in Entrance Region of a Circular Tube”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 39, pp. 2515-2523.
- Patankar, S. V., Liu, C. H., Sparrow E. M., 1977, “Fully Developed Flow and Heat Transfer in Ducts Having Streamwise-Periodic Variations of Cross-Sectional Area”, *Trans ASME, J. Heat Transfer*, 99, pp. 180-180.
- Patankar, S. V., 1980, “Numerical Heat Transfer and Fluid Flow”, Hemisphere Publishing Corporation.
- Ravigururajan, T. S., Bergles, A. E., 1996, “Development and Verification of General Correlations for Pressure Drop and Heat Transfer in Single-Phase Turbulent Flow in Enhanced Tubes”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 13, pp. 55-70.
- Schneider, G. E., Zedan, M., 1981, “A Modified Strongly Implicit Procedure for the Numerical Solution of Field Problems”, *Numerical Heat Transfer*, Vol. 4, pp. 1-19.
- Silveira Neto, A., 1991, “Simulation Numérique des Grandes Échelles d’un Écoulement Turbulent Décollé en Aval d’une Marche”, PhD Thesis, Nat. Polytech. Inst. Grenoble.
- Smagorinsky, J., 1963, “General Circulation Experiments with Primitive Equations”, *Mon. Weather Rev.*, Vol. 256, pp. 99-164.
- Webb, R. L., Eckert E. R. G., Goldstein, R. J., 1971, “Heat Transfer and Friction in Tubes With Repeated-Rib Roughness”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 14, pp. 601-617.
- Webb, R. L., Narayanamurthy, R., Thors, P., 2000, “Heat and Friction Characteristics of Internal Helical-Rib Roughness”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 122, pp. 134-142.

NUMERICAL SIMULATION OF FLOW WITH HEAT TRANSFER INSIDE TUBES WITH PERIODIC RIBS

Carlos Enrique Pico

Universidade Federal de Uberlândia – Faculdade de Engenharia Mecânica
Av. João Naves de Ávila 2160, Bloco 1M – Uberlândia, MG – 38400-089
capico@mecanica.ufu.br

Oscar Saul Hernandez

Universidade Federal de Uberlândia – Faculdade de Engenharia Mecânica
Av. João Naves de Ávila 2160, Bloco 1M – Uberlândia, MG – 38400-089
oscarhm@mecanica.ufu.br

Aristeu da Silveira Neto

Universidade Federal de Uberlândia – Faculdade de Engenharia Mecânica
Av. João Naves de Ávila 2160, Bloco 1M – Uberlândia, MG – 38400-089

Jaime Vilela Resende

Universidade Federal de Uberlândia – Faculdade de Engenharia Mecânica
Av. João Naves de Ávila 2160, Bloco 1M – Uberlândia, MG – 38400-089

Abstract. *With the aim of develop a computational tool for thermodynamic optimization of heat exchangers, a code was implemented to solve the Navier-Stokes equations in an axisymmetric domain using the finite volume method and central differencing with Runge-Kutta explicit temporal advance and pressure-velocity coupling of fractional step type. This work present results of the numeric simulation of the fully developed flow with heat transfer in a tube of circular section with ribs or obstacles periodically spaced in the flow direction. The simulations are made in two regimes, laminar and turbulent out of the completely rough area and four different geometries. In the cases with high Reynolds number, the Smagorinsky subgrid model with damping function was used to include the effects of the quasi-two-dimensional scales not solved. In both cases the primitive variables were decomposed to use periodic boundary conditions in the flow direction and non-slip in the walls. The results obtained in laminar regime are satisfactory and in turbulent regime they show the deficiency of the Smagorinsky subgrid model when it is applied in two-dimensional domains*

Keywords. *Forced Convection, Finite Volume, Subgrid Model, Enhanced Surfaces.*