

ESCOAMENTO TURBULENTO EM UM ARRANJO TRIANGULAR DE HASTES CILÍNDRICAS USANDO UM MODELO NÃO LINEAR COM FORMULAÇÃO DE ALTO E BAIXO NÚMERO DE REYNOLDS

Marcelo Assato¹

Marcelo J.S. De-Lemos²

Departamento de Energia – IEME

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

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

Resumo. Este trabalho apresenta uma investigação numérica do escoamento turbulento completamente desenvolvido em um canal triangular formado por hastes cilíndricas usando um modelo não linear de turbulência. A técnica numérica utilizada para a discretização das equações governantes é o método de volumes finitos em um sistema de coordenadas generalizadas. O algoritmo SIMPLE foi usado para corrigir o campo de pressão. A função de parede clássica ou um modelo de baixo Reynolds foi usado a fim de descrever o escoamento próximo à parede. Neste trabalho é analisada a influência da constante de calibração existente no termo não linear do modelo sobre o escoamento turbulento.

Palavras chave: escoamento secundário, arranjo triangular, modelo não linear, anisotropia, turbulência.

1. Introdução

Muitos escoamentos turbulentos encontrados no campo de engenharia ocorrem em dutos de seção não circular. Por exemplo, em trocadores de calor compactos, sistemas de ar condicionado, sistemas de resfriamento de turbinas a gás, canais de resfriamento em câmaras de combustão, reatores nucleares, entre outros. Um campo de velocidade tridimensional é encontrado em todas estas configurações. É bem conhecido desde o trabalho experimental de Nikuradse (1926) que existe um escoamento médio transversal dentro de dutos não circulares, até mesmo quando o escoamento atinge o regime completamente desenvolvido. Este escoamento médio transversal é comumente chamado de escoamento secundário de Prandtl, e é causado pela anisotropia das tensões normais turbulentas. Embora este escoamento secundário representa uma pequena porcentagem da velocidade axial, ele exerce uma grande influência sobre o campo do escoamento. O movimento secundário redistribui a energia cinética, influencia a velocidade axial, e portanto afeta a tensão cisalhante na parede.

Alguns trabalhos numéricos e experimentais tem sido feito a respeito do escoamento turbulento em dutos retos não circulares, como os de Gessner e Jones (1965), Launder e Ying (1973), Gessner e Emery (1976), Gessner e Po (1976), Melling e Whitelaw (1976), Nakayama et al (1983), Rokni e Suden (1996), Rokni e Suden (1998), Mompean et al. (1996), Hirota et al (1997), Mompean (1998), e outros. Nestes trabalhos, dutos com seção transversal quadrada, retangular, trapezoidal e triangular foram analisados. Escoamentos turbulentos em arranjos de hastes cilíndricas tem sido estudado experimentalmente por Trupp e Azad (1975), Carajilescov e Todreas (1976), e numericamente por Yang e Chieng (1987), Lee e Jang (1997). Yang e Chieng (1987) utilizaram um fator anisotrópico e o modelo de turbulência de duas equações $k-\epsilon$ em coordenadas cilíndricas para simular o escoamento turbulento. Lee e Jang (1997) resolveram usando o método de diferenças finitas e um modelo de baixo Reynolds.

Sabe-se da literatura que os modelos de turbulência linear produzem altas imprecisões no cálculo das tensões normais de Reynolds, e pelo fato de serem modelos isotrópicos, eles não possuem a capacidade de prever o escoamento secundário. Apesar disso, eles são os modelos mais populares na engenharia devido a sua simplicidade (requer menor esforço computacional que os modelos complexos, por exemplo os algébricos ou de tensão de Reynolds), boa estabilidade numérica e podem ser aplicados a uma ampla variedade de escoamentos. Anteriormente, Assato e de Lemos (2000) usaram um modelo de turbulência não linear, que representa uma extensão dos modelos lineares, para a predição do escoamento secundário em um duto quadrado. Este modelo permite calcular valores diferentes para as tensões normais de Reynolds, uma condição necessária para simular o escoamento secundário em dutos não circulares dentro de um reduzido custo de uma formulação de duas equações. Aplicações desta metodologia em feixe de barras podem ser encontradas em de Lemos e Assato (2002).

No presente trabalho, a constante de calibração existente no termo não linear é investigada para o escoamento turbulento completamente desenvolvido em canal formado por um arranjo triangular de hastes cilíndricas. As formulações de alto e baixo número de Reynolds são usadas para descrever o escoamento próximo à parede. As novas constantes de calibração investigadas produziram piores resultados que a proposta por Speziale (1987) para os contornos de velocidade axial média e energia cinética turbulenta.

2. Equações de transporte e constitutiva

As equações gerais que descrevem o escoamento de fluidos podem ser escritas na seguinte forma:

$$\text{Massa:} \quad \text{div}(\rho \bar{v}) = 0, \quad (1)$$

$$\text{Momento:} \quad \text{div}(\rho \bar{v} U_i - \bar{t}_i) = s_{u_i}, \quad (2)$$

$$\text{Escalar:} \quad \text{div}(\rho \bar{v} \phi - \bar{q}_\phi) = s_\phi, \quad (3)$$

onde \bar{v} é o vetor da velocidade média, \bar{t}_i é o vetor contendo as tensões que agem na direção- i , e s_{u_i} representa todas os termos fonte dados por:

$$\bar{t}_i = \tau_{ij} \cdot \bar{t}_j, \quad (4)$$

$$s_{u_i} = -\frac{\partial P}{\partial x_i}, \quad P = p + \rho g h + \frac{2}{3} \rho k. \quad (5)$$

Por facilidade computacional, a pressão total P na Eq.(5) envolve também um termo contendo a energia cinética turbulenta $k = \overline{u'_i u'_i} / 2$ onde u'_i é a parte flutuante da velocidade instantânea na direção- i . A tensão τ_{ij} na Eq.(4) representa a soma da tensão de Reynolds, τ'_{ij} mais a tensão viscosa $\tau^l_{ij} = (\mu S_{ij})$, onde o tensor de deformação é dado por,

$$S_{ij} = \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right). \quad (6)$$

Quando as Eqs. (1)-(3) são escritas para a geometria da Fig. 1 as formas abaixo são apresentadas. As equações de momento para o cálculo dos componentes do escoamento secundário U , V e do escoamento principal (axial) W , assumindo escoamento completamente desenvolvido na direção axial (z), podem ser expressas na seguinte forma:

$$\text{momento-x:} \quad \rho \left(U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} \right) = -\frac{\partial P}{\partial x} + \mu \nabla^2 U + \frac{\partial \tau'_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau'_{yx}}{\partial y}, \quad (7)$$

$$\text{momento-y:} \quad \rho \left(U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} \right) = -\frac{\partial P}{\partial y} + \mu \nabla^2 V + \frac{\partial \tau'_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau'_{yy}}{\partial y}, \quad (8)$$

$$\text{momento-z:} \quad \rho \left(U \frac{\partial W}{\partial x} + V \frac{\partial W}{\partial y} \right) = G + \mu \nabla^2 W + \frac{\partial \tau'_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau'_{yz}}{\partial y}, \quad (9)$$

onde $G = -\frac{\partial P}{\partial z}$, na Eq.(9) representa o gradiente de pressão axial constante que dirige o escoamento.

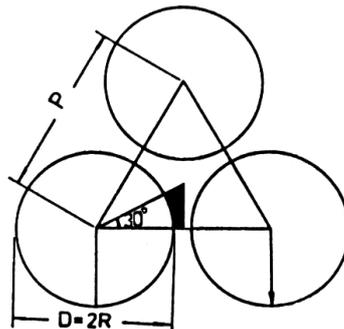


Figura 1. Arranjo triangular de hastes cilíndricas.

As equações de transporte para a energia cinética turbulenta k , e sua taxa de dissipação ε , respectivamente, são dadas por:

$$U_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu_t}{\rho \sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) + P_k - \varepsilon, \quad (10)$$

$$U_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu_t}{\rho \sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right) + c_1 \frac{\varepsilon}{k} P_k - c_2 f_2 \frac{\varepsilon^2}{k}. \quad (11)$$

O símbolos P_k e μ_t , respectivamente, representam a taxa de produção de energia cinética turbulenta e a viscosidade turbulenta, sendo definidas como:

$$P_k = \tau_{ij}^t \frac{\partial U_i}{\partial x_j}, \quad \mu_t = c_\mu f_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon}. \quad (12)$$

No presente trabalho, ambos modelos de alto e baixo número de Reynolds são usados e os resultados por eles produzidos são comparados. Suas diferenças básicas estão na distinta forma das funções de amortecimento f_2 e f_μ referenciadas nas Eqs. (11) e (12). Expressões para elas são mostradas na Tab. 1. Estas funções e suas diferentes constantes foram usadas em conjunto com as equações de k - ε . No cálculo da tensão cisalhante na parede com o modelo de alto número de Reynolds (Launder e Spalding (1974)), E na Tab. 1 pode ser variado para simular a rugosidade da parede e $\kappa = 0.41$ é a constante de von Kármán. O subscrito P refere ao nodo próximo a parede. Assim u_P e k_P são, respectivamente, o valor da velocidade e energia cinética turbulenta neste ponto, e y_P é a distância normal a parede. O símbolo n no modelo de baixo Reynolds representa a distância normal à parede. As constantes c_μ , c_1 , c_2 , σ_k e σ_ε para o modelo de alto número de Reynolds são assumidas como sendo igual a 0.09, 1.44, 1.92, 1.0 e 1.33, respectivamente, e para o modelo baixo Reynolds são dadas por 0.09, 1.5, 1.9, 1.4 e 1.3, respectivamente.

Tabela 1. Formulações de alto e baixo número de Reynolds

	Modelo de alto número de Reynolds proposto por Launder e Spalding (1974)	Modelo de baixo número de Reynolds proposto por Abe et al (1992)
f_μ	1.0	$\left\{ 1 - \exp \left[- \frac{(v\varepsilon)^{0.25} n}{14\nu} \right] \right\}^2 \left\{ 1 + \frac{5}{(k^2/v\varepsilon)^{0.75}} \exp \left[- \left(\frac{k^2/v\varepsilon}{200} \right)^2 \right] \right\}$
f_2	1.0	$\left\{ 1 - \exp \left[- \frac{(v\varepsilon)^{0.25} n}{3.1\nu} \right] \right\}^2 \left\{ 1 - 0.3 \exp \left[- \left(\frac{k^2/v\varepsilon}{6.5} \right)^2 \right] \right\}$
τ_w	$\frac{u_P \rho c_\mu^{\frac{1}{4}} \kappa k_P^{\frac{1}{2}}}{\ln \left(\frac{E \rho c_\mu^{\frac{1}{4}} k_P^{\frac{1}{2}} y_P}{\mu} \right)}$	$\mu \frac{\partial u_P}{\partial y}$

Neste trabalho a expressão para a tensão de Reynolds é dada como,

$$\tau_{ij}^t = (\mu_t S_{ij})^L + \left(c_{1NL} \mu_t \frac{k}{\varepsilon} [S_{ik} S_{kj} - \frac{1}{3} S_{kl} S_{kl} \delta_{ij}] \right)^{NL}, \quad (13)$$

onde o segundo termo à direita da Eq. (13) representa o termo não linear. Esta forma quadrática produz um certo grau de anisotropia entre as tensões normais de Reynolds, que torna possível prever a presença do movimento secundário em dutos não circulares. O valor de c_{1NL} proposto por Speziale (1987), é igual a 0.1512. Aqui, c_{1NL} será analisado e adotado valores diferentes para ambos modelos de alto e baixo número de Reynolds.

As tensões normais e cisalhantes de Reynolds apresentadas in Eqs. (7), (8) e (9) são dadas como:

$$\tau_{xx}^t = c_{1NL}\mu_t \frac{k}{\varepsilon} \left[\frac{1}{3} \left(\frac{\partial W}{\partial x} \right)^2 - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial W}{\partial y} \right)^2 \right], \quad \tau_{yy}^t = c_{1NL}\mu_t \frac{k}{\varepsilon} \left[\frac{1}{3} \left(\frac{\partial W}{\partial y} \right)^2 - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial W}{\partial x} \right)^2 \right], \quad (14)$$

$$\tau_{xy}^t = c_{1NL}\mu_t \frac{k}{\varepsilon} \left[\frac{\partial W}{\partial x} \frac{\partial W}{\partial y} \right], \quad \tau_{xz}^t = \mu_t \frac{\partial W}{\partial x}, \quad \tau_{yz}^t = \mu_t \frac{\partial W}{\partial y}. \quad (15)$$

Obtém-se a seguinte diferença entre as tensões normais de Reynolds:

$$(\tau_{yy}^t - \tau_{xx}^t) = c_{1NL}\mu_t \frac{k}{\varepsilon} \left[\left(\frac{\partial W}{\partial y} \right)^2 - \left(\frac{\partial W}{\partial x} \right)^2 \right], \quad (16)$$

Tem sido observado que para este tipo de escoamento, as derivadas dos componentes da velocidade, U e V em relação a derivadas de W são pequenas, podendo ser desprezadas, desta forma elas são omitidas nas Eqs. (14)-(16).

O termo de produção de turbulência é escrito como:

$$P_k = \tau_{xz}^t \frac{\partial W}{\partial x} + \tau_{yz}^t \frac{\partial W}{\partial y}. \quad (17)$$

3. Método Numérico

O método numérico empregado para discretização das equações governantes é o método de volumes finitos num sistema de coordenadas generalizadas. O algoritmo SIMPLE é usado para corrigir o campo de pressão. Diferentes tratamentos perto da parede (modelos de alto e baixo número de Reynolds) são usados. Todo o tratamento numérico e processo de discretização das equações de momento são mostrados em detalhes no trabalho feito por Assato e de Lemos (2000).

Em coordenadas curvilíneas, as derivadas para o ponto central P do volume de controle são dadas como:

$$\left(\frac{\partial W}{\partial x} \right)_P = \frac{(y_n - y_s)(W_e - W_w) - (y_e - y_w)(W_n - W_s)}{(y_n - y_s)(x_e - x_w) - (y_e - y_w)(x_n - x_s)} = \frac{\Delta y_\eta^P \cdot \Delta W_\xi^P - \Delta y_\xi^P \cdot \Delta W_\eta^P}{\Delta y_\eta^P \cdot \Delta x_\xi^P - \Delta y_\xi^P \cdot \Delta x_\eta^P} = \frac{\pi_e^P}{\Pi_P} \quad (18)$$

$$\left(\frac{\partial W}{\partial y} \right)_P = \frac{(W_n - W_s)(x_e - x_w) - (W_e - W_w)(x_n - x_s)}{(y_n - y_s)(x_e - x_w) - (y_e - y_w)(x_n - x_s)} = \frac{\Delta W_\eta^P \cdot \Delta x_\xi^P - \Delta W_\xi^P \cdot \Delta x_\eta^P}{\Delta y_\eta^P \cdot \Delta x_\xi^P - \Delta y_\xi^P \cdot \Delta x_\eta^P} = \frac{\pi_f^P}{\Pi_P},$$

onde os valores dos componentes da velocidade nas faces do volume de controle, leste, oeste, norte e sul, respectivamente, representados por “e”, “w”, “n” e “s” são calculados dos valores nos pontos nodais por meio de interpolação linear.

Assim, as tensões normais e cisalhantes na forma discreta são as seguintes:

$$\tau_{xx}^t = c_{1NL}\mu_t \frac{k}{\varepsilon(\Pi_P)^2} \left[\frac{1}{3} (\pi_e^P)^2 - \frac{2}{3} (\pi_f^P)^2 \right], \quad \tau_{yy}^t = c_{1NL}\mu_t \frac{k}{\varepsilon(\Pi_P)^2} \left[\frac{1}{3} (\pi_f^P)^2 - \frac{2}{3} (\pi_e^P)^2 \right], \quad (19)$$

$$\tau_{xy}^t = c_{1NL}\mu_t \frac{k}{\varepsilon(\Pi_P)^2} [\pi_e^P \pi_f^P], \quad \tau_{xz}^t = \mu_t \frac{\pi_e^P}{\Pi_P}, \quad \tau_{yz}^t = \mu_t \frac{\pi_f^P}{\Pi_P}, \quad (20)$$

e o termo de produção de turbulência é dado por:

$$P_k = \tau_{xz}^t \frac{\pi_e^P}{\Pi_P} + \tau_{yz}^t \frac{\pi_f^P}{\Pi_P}. \quad (21)$$

Anteriormente, Assato e de Lemos (2000) usaram o modelo de turbulência não linear para simular o escoamento em um duto quadrado. Eles utilizaram a constante de calibração proposta por Speziale (1987), ($c_{1NL} = 0.1512$) e a função de parede clássica de Launder e Spalding (1974). Em vista da complexidade dos efeitos dos cantos da geometria sobre o campo turbulento, o modelo de alto número de Reynolds apresenta dificuldades de convergência. Diversos

trabalhos como de Nisizima (1990), e Mompean et al. (1996), que usam o modelo $k-\varepsilon$, inserem uma função de amortecimento, f_μ na definição da viscosidade turbulenta afim de contabilizar os efeitos de difusão viscosa na região próxima aos cantos. De acordo com Mompean et al. (1996) a introdução de f_μ é necessária para reduzir os valores da viscosidade turbulenta próximo aos cantos. Assato e de Lemos (2000) assumiram uma diferente abordagem/procedimento. Eles usaram para os volumes de controle próximos a parede o modelo não linear de Shih et al. (1993), que apresentam baixos valores para c_{1NL} neste região. Assim, para estes volumes de controle a constante de calibração de Speziale (1987) não é usada, sendo calculada de acordo com o modelo de Shih et al. (1993), dada como:

$$c_{1NL} = \frac{0.75}{c_\mu(1000 + s^3)} \quad \text{e} \quad c_\mu = \frac{2/3}{1.25 + s + 0.9\Omega}, \quad (22)$$

onde:

$$s = \frac{k}{\varepsilon} \sqrt{\frac{1}{2} S_{ij} S_{ij}}, \quad \Omega = \frac{k}{\varepsilon} \sqrt{\frac{1}{2} \Omega_{ij} \Omega_{ij}} \quad \text{e} \quad \Omega_{ij} = \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (23)$$

Neste trabalho é adotado o mesmo procedimento quando utiliza a abordagem de alto número de Reynolds. Para a formulação de baixo número de Reynolds observou-se sempre uma boa estabilidade e convergência. Assim, quando fazemos uso das funções de amortecimento, a constante de Speziale (1987) ou as novas constantes investigadas são adotadas para todos os volumes de controle.

4. Resultados e discussões

Nesta seção são apresentados os resultados para o escoamento turbulento completamente desenvolvido em um arranjo triangular de hastes cilíndricas usando um modelo de turbulência não linear juntamente com as formulações de alto e baixo número de Reynolds designados, respectivamente por NL_HRN e NL_LRN. Novos valores para c_{1NL} são empregados afim de analisar seus efeitos sobre o campo turbulento. Para NL_HRN foi adotado $c_{1NL} = 0.1665$ e para NL_LRN um valor de $c_{1NL} = 0.20$ foi assumido. Comparações entre os modelos de turbulência e o experimental de Carajilescov e Todreas (1976) são apresentados para um número de Reynolds de $Re = 27000$ e razão $P/D = 1.123$.

A Fig. 1 mostra a geometria em estudo. Devido à simetria do escoamento, os resultados são mostrados somente para 1/6 do arranjo triangular de hastes cilíndricas. As malhas usadas para as abordagens função de parede (27x45) e funções de amortecimento (100x100) são mostradas na Fig. 2. O escoamento secundário também é mostrado nesta figura.

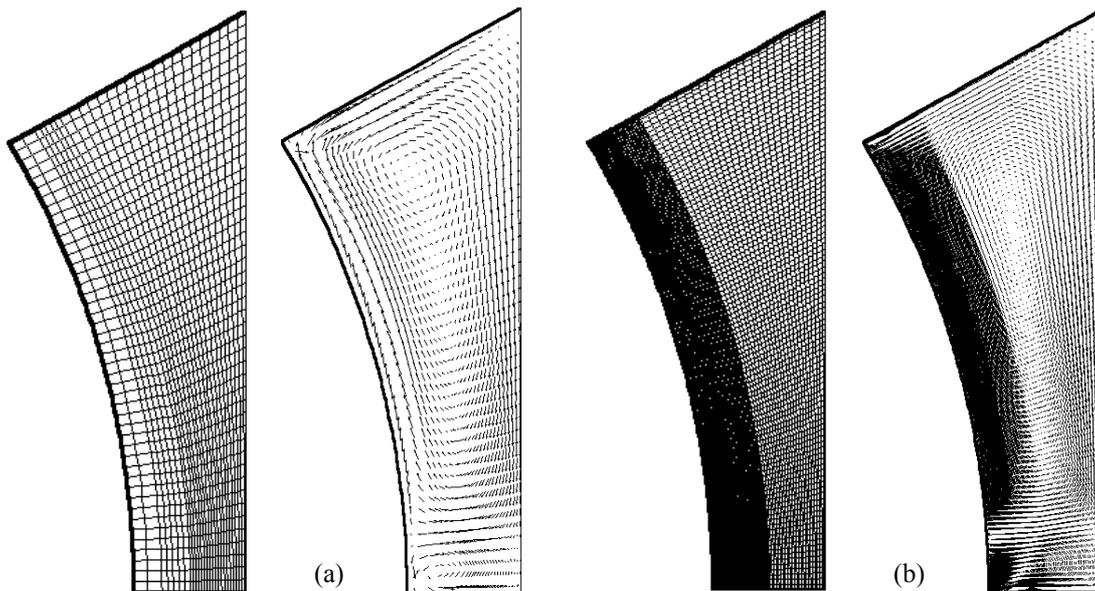


Figura 2. Malhas e linhas de corrente secundária: (a) NL_HRN (27x45); (b) NL_LRN (100x100).

Lee e Jang (1997) tem estudado este caso utilizando o método de diferenças finitas em coordenadas esféricas sobre uma malha com linhas cruzando ortogonalmente. Utilizaram o modelo de baixo número de Reynolds de Lam e Bremhorst (1981). Os resultados obtidos por Lee e Jang (1997) da velocidade axial, energia cinética e escoamento

secundário estão mostrados na Fig. 3. Os contornos da velocidade axial e energia cinética turbulenta são comparados com os dados experimentais de Carajileskov e Todreas (1976). As linhas tracejadas representam a predição dos contornos sem a presença do escoamento secundário.

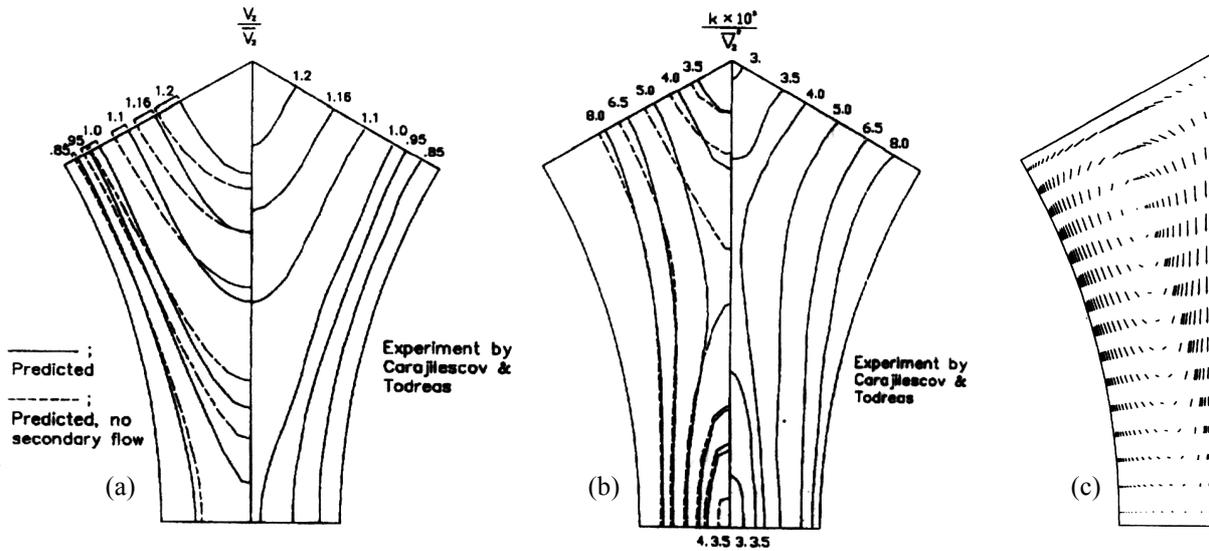


Figura 3. Contornos obtidos por Lee e Jang (1997): (a) velocidade axial; (b) energia cinética turbulenta; (c) escoamento secundário.

As Figs. 4 e 5 mostram os resultados da velocidade axial adimensionalizada pela velocidade axial média, \bar{W} , obtidos pelos modelos NL_HRN e NL_LRN. A velocidade axial média, \bar{W} é calculada pela seguinte expressão:

$$\bar{W} = \frac{1}{A_d} \int_{A_d} W \, dA, \quad (24)$$

onde A_d é a seção transversal do duto.

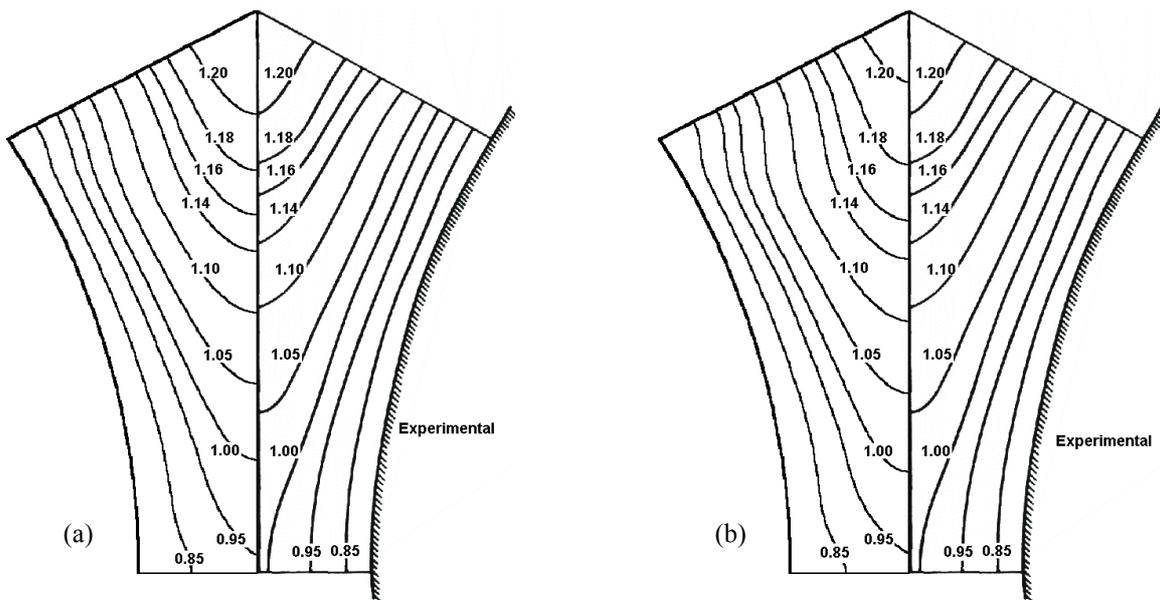


Figura 4. Contornos da velocidade axial média, W / \bar{W} , usando NL_HRN: (a) $c_{1NL} = 0.1512$; (b) $c_{1NL} = 0.1665$.

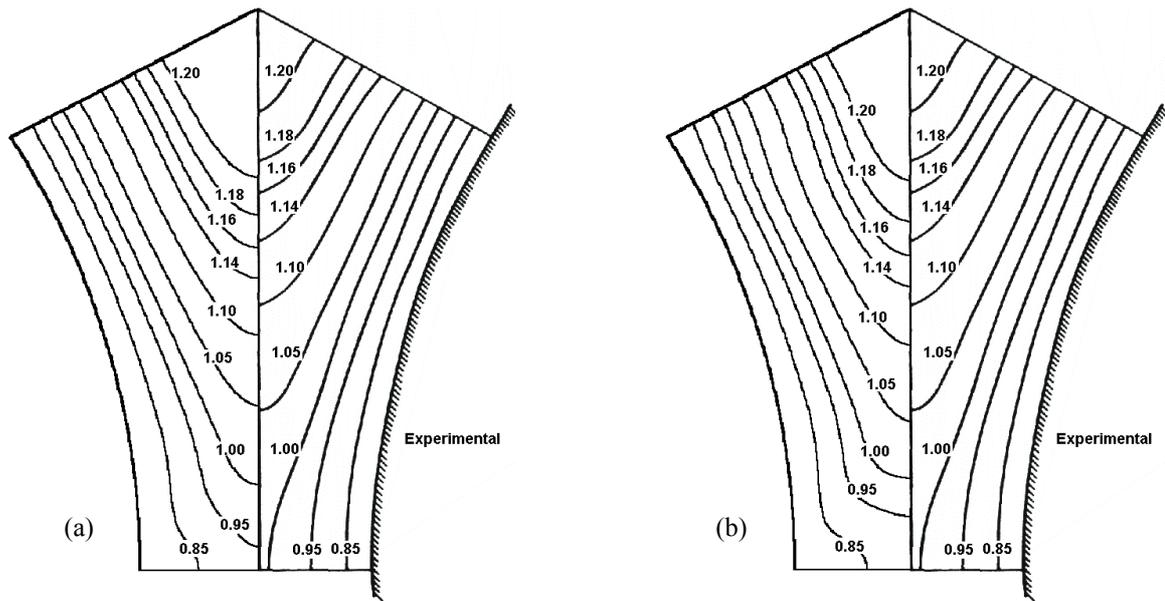


Figura 5. Contornos da velocidade axial média, W/\bar{W} , usando NL_LRN: (a) $c_{1NL} = 0.1512$; (b) $c_{1NL} = 0.20$.

A influência de novas constantes tem sido analisada. As Figs. 4 e 5 mostram melhor concordância da velocidade axial aos dados experimentais de Carajilescov e Todreas (1976) utilizando o modelo NL_HRN. Observa-se que as novas constantes investigadas produzem piores resultados que a constante proposta por Speziale (1987). Comportamento análogo dos resultados tem sido obtido para a energia cinética turbulenta adimensional, mostrados nas Figs. 6 e 7. Os melhores resultados são obtidos usando o modelo NL_HRN com a constante $c_{1NL} = 0.1512$. Com o uso das novas constantes, novamente os resultados tendem a piorar.

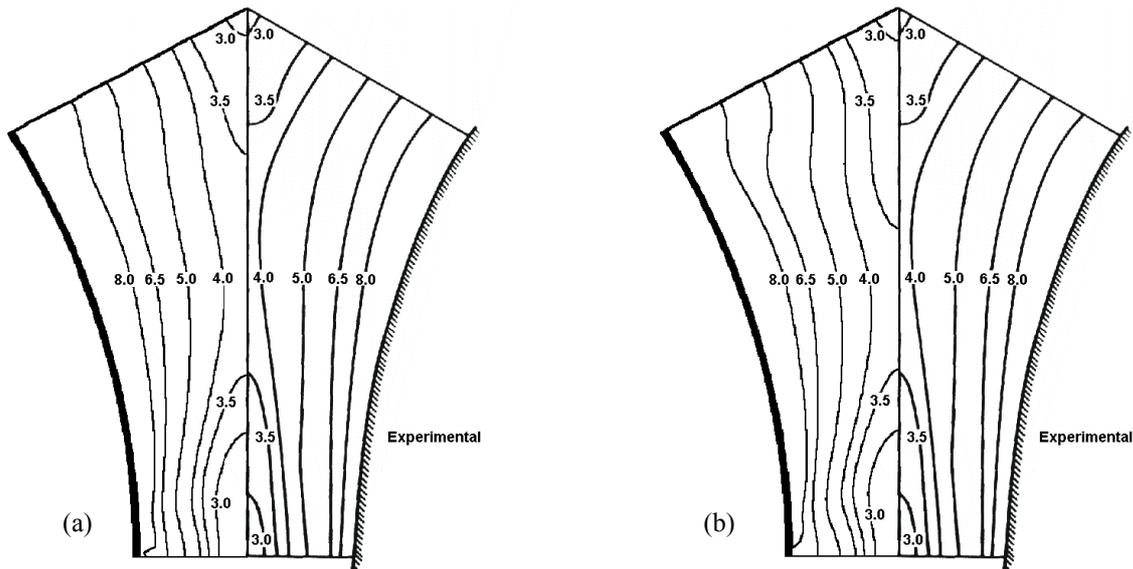


Figura 6. Contornos da energia cinética turbulenta, $k/\bar{W}^2 \times 1000$, usando NL_HRN: (a) $c_{1NL} = 0.1512$; (b) $c_{1NL} = 0.1665$.

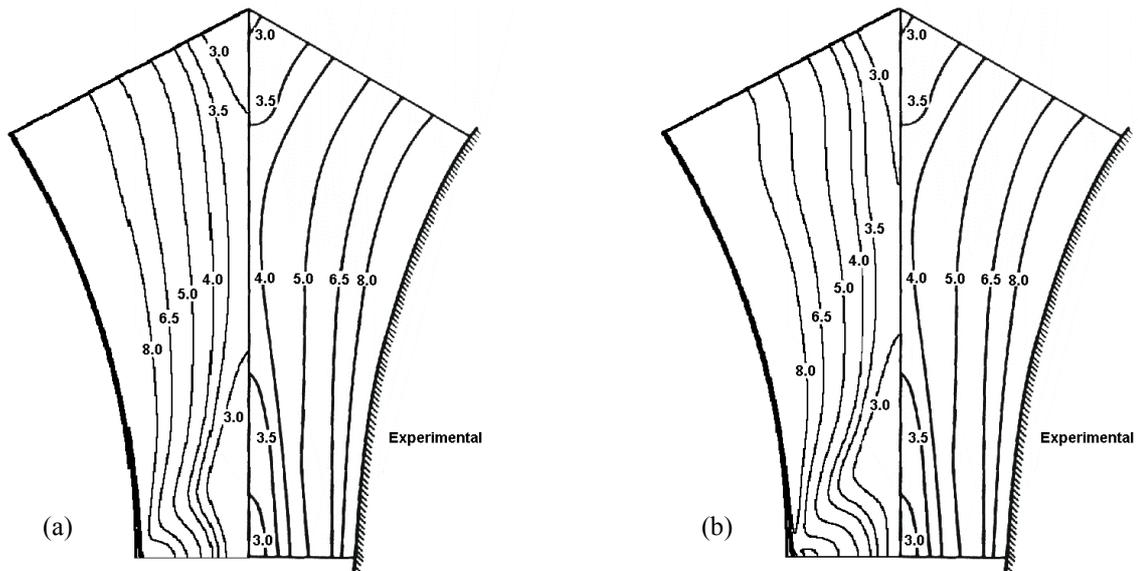


Figura 7. Contornos da energia cinética turbulenta, $k/\overline{W}^2 \times 1000$, usando NL_LRN: (a) $c_{1NL} = 0.1512$; (b) $c_{1NL} = 0.20$.

As Figs. 8 e 9 mostram as linhas de corrente normalizadas obtidas pelos modelos não lineares e experimentalmente por Carajilescov e Todreas (1976). A adimensionalização da função corrente foi feita da seguinte forma:

$$\Psi = \frac{\psi}{WD_H} \tag{25}$$

onde D_H é o diâmetro hidráulico.

Carajilescov e Todreas (1976) não informam como adimensionalizaram as linhas de corrente.

As Figs. 8 e 9 mostram que nenhum dos modelos prediz de forma satisfatória as linhas de corrente observadas por Carajilescov e Todreas (1976). Há a presença de dois vórtices, porém de forma e tamanhos bem distintos aos experimentos.

Comparando com os resultados numéricos de Lee e Jang (1997), os modelos aqui analisados (em especial o modelo NL_HRN) mostraram melhor desempenho na predição dos contornos da W/\overline{W} e $k/\overline{W}^2 \times 1000$. O escoamento secundário obtido por Lee e Jang (1997) apresenta uma única zona de recirculação, divergindo ainda mais aos observados experimentalmente.

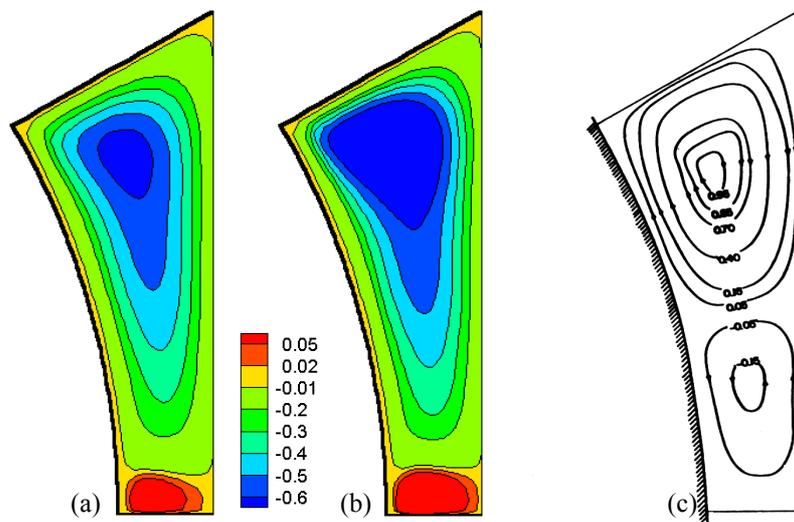


Figura 8. Linhas de corrente normalizadas usando NL_HRN: (a) $c_{1NL} = 0.1512$; (b) $c_{1NL} = 0.1665$ (c) Experimental.

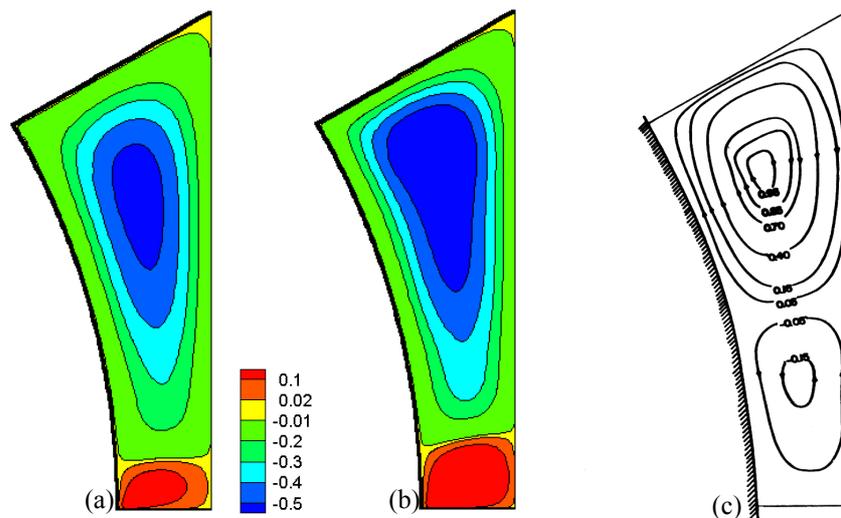


Figura 9. Linhas de corrente normalizadas usando NL_LRN: (a) $c_{1NL} = 0.1512$; (b) $c_{1NL} = 0.20$ (c) Experimental.

5. Conclusão

Uma investigação numérica foi conduzida para o escoamento turbulento completamente desenvolvido em um canal triangular formado por hastes cilíndricas usando um modelo de turbulência não linear. A função de parede e uma formulação baixo número de Reynolds foram empregadas. Os resultados foram comparados com os dados experimentais de Carajilescov e Todreas (1976).

As Figs. 4 a 7 mostraram melhor concordância da velocidade axial adimensional, W/\bar{W} , e da energia cinética turbulenta adimensional, $k/\bar{W}^2 \times 1000$, aos dados experimentais de Carajilescov e Todreas (1976) utilizando a formulação de Alto Reynolds. A presença de três contornos de simetria contra somente um contorno de parede do domínio de cálculo, pode ter sido responsável pelo desempenho inferior do modelo Baixo Reynolds em relação à versão Alto Reynolds. Foi observado também que as novas constantes investigadas produziram piores resultados que a constante proposta por Speziale (1987), $c_{1NL} = 0.1512$. Os modelos não lineares investigados, NL_HRN e NL_LRN, produziram razoavelmente as linhas de corrente secundária observadas experimentalmente.

6. Agradecimentos

Os autores gostariam de agradecer à FAPESP e ao CNPq, Brasil, pelo suporte financeiro durante a preparação deste trabalho.

7. Referências

- Abe, K., Nagano and Y., Kondoh, T., 1992, "An Improved k- ϵ Model for Prediction of Turbulent Flows with Separation and Reattachment", Trans. JSME, Ser. B, vol. 58, pp. 3003-3010.
- Assato, M. and de Lemos, M.J.S., 2000, "Escoamento Secundário em Dutos de Seção Não Circular Usando um Modelo de Turbulência k- ϵ Não Linear", Encit - 8th. Braz. Congr. of Ther.Eng. and Sc., Porto Alegre, RS, Brazil, October 3-6.
- Carajilescov, P. and Todreas, N.E., 1976 "Experimental and Analytical Study of Axial Turbulent Flows in an Interior Subchannel of a Bare Rod Bundle", ASME, J. Heat Transfer 98, pp. 262-268.
- de Lemos, M.J.S., Aassato, M., 2002, "Simulation of Axial Flow in a Bare Rod Bundle Using a Non-Linear Turbulence Model With High And Low Reynolds Approximations", Proc. of ICONE10 – 10th. Int. Conference on Nuclear Engineering, Arlington, VA, USA, April 14-18.
- Gessner, F.B, and Jones, J.B., 1965, "On Some Aspects of Fully-Developed Turbulent Flow in Rectangular Channels", J. Fluid Mech., Vol. 23, pp. 689-713.
- Gessner, F.B. and Emery, A.F., 1976, "A Reynolds Stress Model for Turbulent Corner Flows – Part I: Development of the Model", J. Fluids Eng., 98, pp. 261-268.
- Gessner, F.B. and Po, J.K., 1976, "A Reynolds Stress Model for Turbulent Corner Flows – Part II: Comparison Between Theory and Experiment", J. Fluids Eng., 98, pp. 269-277.
- Hirota, M., Fujita, H., Yokosawa, H., Nakai, H. and Itoh, H., 1997, "Turbulent Heat Transfer in a Square Duct", Int. J. Heat and Fluid Flow, Vol. 18, pp. 170-180.

- Lam, C.G.K. & Bremhorst, K., 1981, "A Modified Form of the $k - \epsilon$ Model for Predicting Wall Turbulence", ASME J. Fluids Eng., 103, pp. 456-460.
- Launder, B.E. and Spalding, D.B., 1974, "The Numerical Computation of Turbulent Flows", Comp. Meth. Appl. Mech. Eng., vol. 3, pp. 269-289.
- Launder, b.e. and Ying, W.M., 1973, "Prediction of Flow and Heat Transfer in Ducts of Square Cross-Section", Proc. Inst. Mech. Eng., 187, pp. 455-461.
- Lee, K.B. and Jang, H.C., 1997, "A Numerical Prediction on the Turbulent Flow in Closely Spaced Bare Rod Arrays by a Nonlinear k- ϵ Model", Nuclear Engineering and Design, 172, pp. 351-357.
- Melling, A. and Whitelaw, J. H., 1976, "Turbulent Flow in a Rectangular Duct", J. Fluid Mech., vol. 78, pp. 289-315.
- Mompean, G., Gavrilakis, S., Machiels, L. and Deville, M. O., 1996, "On Predicting the Turbulence-Induced Secondary Flows using Nonlinear k- ϵ Models", Phys. Fluids 8 (7), pp. 1856-1868.
- Mompean, G., 1998, "Numerical Simulation of a Turbulent Flow near a Right-Angled Corner Using the Speziale Non-Linear Model with RNG k- ϵ Equations", Computers & Fluids, Vol. 27, No. 7, pp. 847-859.
- Nakayama, A., Chow, W.L. and Sharma, D., 1983, "Calculation of Fully Development Turbulent Flows in Ducts of Arbitrary Cross-Section", J. Fluid Mech., vol. 128, pp. 199-217.
- Nikuradse, J., 1926, "Untersuchung uber die Geschwindigkeitsverteilung in Turbulenten Stromungen", Diss. Gottingen, VDI-forschungsheft 281.
- Nisizima, S., 1990, "A Numerical Study of Turbulent Square-Duct Flow Using an Anisotropic $k - \epsilon$ Model", Theoretical Computational of Fluid Dynamics, 2, pp. 61-72.
- Rokni, M. and Sundén, B., A, 1996, "Numerical Investigation on Turbulent Forced Convection in Ducts with Rectangular and Trapezoidal Cross-Section Area by Using Different Turbulence Models", Num. Heat Transfer, Vol. 30, pp. 321-346.
- Rokni, M. and Sundén, B., 1998, "3D Numerical Investigation of Turbulent Forced Convection in Wavy Ducts with Trapezoidal Cross-Section", Num. Meth. For Heat & Fluid Flow, Vol. 8, pp. 118-141.
- Shih, T.H., Zhu, J. and Lumley, J.L., 1993, "A Realisable Reynolds Stress Algebraic Equation Model", NASA TM-105993.
- Speziale, C.G., 1987, "On Nonlinear k-l and k- ϵ Models of Turbulence", J. Fluid Mech., vol. 176, pp. 459-475.
- Trupp, A. C. and Azad, R.S., 1975, "The Structure of Turbulent Flow in Triangular Array Rod Bundles, Nuclear Engineering and Design", Vol. 32, No. 1, pp. 47-84.
- Yang, A. S. and Chieng, C.C., 1987, "Turbulent Heat and Momentum Transports in an Infinite Rod Array", Journal of Heat Transfer, Vol. 109, pp. 599-605.

TURBULENT FLOW IN A SUB-CHANNEL OF A TRIANGULAR ROD ARRAY USING A NON LINEAR MODEL WITH HIGH AND LOW REYNOLDS NUMBER FORMULATIONS

Marcelo Assato¹

Marcelo J.S. De-Lemos²

Departamento de Energia – IEME

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

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

Abstract. *This work presents a numerical investigation of fully developed turbulent flow in a triangular sub-channel of a bare rod bundle using a non-linear eddy viscosity model (NLEVM). The numerical technique employed for discretizing the governing equations is the control-volume method with a boundary-fitted non-orthogonal coordinate system. The SIMPLE algorithm was used to correct the pressure field. The classical wall function and a low Reynolds model were used in order to handle flow calculations near the wall. In this work is analyzed the influence of constant of calibration existing in the non-linear term of the model on turbulent flow.*

Keywords. *secondary flow, rod array, non linear model, anisotropy, turbulence*