

AVALIAÇÃO DO DESEMPENHO DE DIFERENTES MODELOS DE TURBULÊNCIA PARA PREDIZER ESCOAMENTO EM UM DEGRAU

J. D. M. Abrunhosa

A. O. Niecele

Departamento de Engenharia Mecânica

Pontifícia Universidade Católica – PUC/Rio

22453-900 Rio de Janeiro, RJ, Brasil

niecele@mec.puc-rio.br e diniz@mec.puc-rio.br

Resumo. No presente trabalho, analisa-se o desempenho dos modelos κ - ϵ não linear, como proposto por Speziale e o κ - ϵ renormalizado (RNG) não linear, na predição do escoamento através um degrau ('backstep'). Os resultados obtidos são comparados com os modelos κ - ϵ tradicional e κ - ϵ RNG linear e com dados experimentais, verificando-se a capacidade dos modelos em capturar as áreas de recirculação e a recuperação da pressão após o degrau. Concluiu-se que os modelos não lineares tem melhor comportamento.

Palavra-chave: Modelos κ - ϵ lineares e não lineares; Renormalização

1. INTRODUÇÃO

Situações de escoamento separado são freqüentemente encontradas em aplicações de engenharia. Pesquisas, para desenvolver modelos de turbulência, que possam reproduzir satisfatoriamente estes escoamentos separados, tem sido ativamente conduzidas.

Visando investigar o desempenho de diferentes modelos de turbulência na previsão de escoamento separado, selecionou-se analisar o escoamento sobre degrau ('backstep'), uma situação comumente encontrada. Embora o modelo κ - ϵ tradicional seja largamente utilizado, ele possui inúmeras limitações, como, por exemplo, não predizer separação de escoamento ou, subavaliá-la e ter uma capacidade limitada em escoamentos com rápida distorção. Em muitos casos, o modelo κ - ϵ prediz uma viscosidade turbulenta excessiva, tornando a equação da quantidade de movimento muito difusiva, suprimindo flutuações e regiões de descolamento.

Inúmeras modificações tem então sido propostas, para ampliar aplicabilidade do modelo κ - ϵ tradicional. No final da década passada, Speziale (1987) propôs uma relação constitutiva não linear para o tensor de Reynolds. O procedimento foi inspirado na derivação das equações constitutivas de fluidos não Newtonianos (Monpean, 1997). Ao incorporar efeitos de anisotropia, o modelo proposto por Speziale melhora as predições das tensões de Reynolds. Uma melhor predição das tensões de Reynolds é importante no problema do escoamento em degrau, particularmente a diferença das tensões de Reynolds normais, a qual é não nula neste modelo. Escoamentos secundários induzidos não são preditos pelo modelo κ - ϵ tradicional,

pois neste modelo a diferença de tensões de Reynolds normais é nulo.

Yakhot et al. (1992), utilizando a teoria do grupo de renormalização, obtiveram o modelo κ - ϵ renormalizado (RNG). Este modelo é caracterizado por um novo termo de produção na equação da dissipação e avaliação teórica das constantes. Comparativamente ao modelo κ - ϵ tradicional, o modelo RNG apresenta melhores resultados, mas ainda subavalia drasticamente a recirculação secundária, junto a parede do salto (Nieckele et al., 1996).

O acoplamento do tensor de Reynolds, proposto por Speziale, ao modelo RNG, obtido por Yakhot et al. (1992), deu origem a variante anisotrópica do modelo RNG. A melhor predição das tensões de Reynolds faz com que melhores resultados sejam obtidos (Yakhot et al. 1992). Há um alongamento efetivo da região de recirculação secundária, ajustando-se melhor as observações experimentais.

Neste contexto, o presente trabalho propôs-se a investigar os modelos não lineares, propostos por Speziale (1987) e por Yakhot et al. (1992). As suas predições são comparadas com as dos modelos lineares κ - ϵ e κ - ϵ RNG e com dados experimentais de Kim et al. (1980), avaliando-se assim o desempenho e a eficiência computacional dos modelos .

2. SITUAÇÃO FÍSICA

O problema aqui considerado é o escoamento em regime permanente de um fluido viscoso e incompressível, através de um canal de placas infinitas, com salto de área em expansão (Fig. 1). Como as predições dos modelos foram comparadas com os dados experimentais de Kim et al. (1980), a situação física utilizada neste trabalho, procura reproduzir a configuração experimental adotada pelos citados autores. A razão de expansão (altura do salto: altura do canal na saída) é 1:3 e o número de Reynolds é $Re = (\rho U_C H_C) / \mu = 1,32 \times 10^5$, onde U_C é a velocidade na linha de centro da seção de entrada, e H_C altura do canal na seção de saída.

A seção de entrada foi especificada a uma distância de cinco vezes a altura do salto ($5H$), a montante do mesmo, visando eliminar possíveis distorções nos perfis de entrada antes de alcançar o salto. Adotou-se um comprimento de canal, após o salto, de trinta vezes a altura do mesmo ($30H$). É crucial, para a perfeita solução, que uma distância suficiente a jusante do ponto de recolamento seja especificada, antes de impor as condições de saída, evitando-se deste modo severos efeitos destas sobre as estatísticas do escoamento (Thangam e Speziale, 1992).

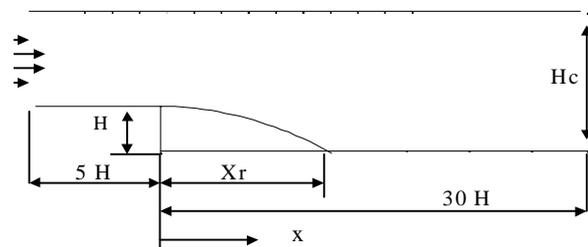


Figura 1 - Canal com salto de área

3. MODELOS MATEMÁTICOS

As equações de governo, para tratar o escoamento turbulento médio, com decomposição de Reynolds, de um fluido viscoso e incompressível, são dadas como:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_i} \right] \quad (2)$$

onde \bar{u}_i são os componentes da velocidade média; \bar{P} é a pressão; ν é a viscosidade

cinemática; e τ_{ij} é o tensor das tensões de Reynolds ($\tau_{ij} = -\overline{u'_i u'_j}$). Como estas equações não são fechadas, equações adicionais precisam ser escritas para τ_{ij} . Muitos dos esquemas de fechamento assumem a seguinte forma funcional.

$$\overline{u'_i u'_j} = P_{ij}(\bar{u}_j(\mathbf{x}, t), \kappa(\mathbf{x}, t), \varepsilon(\mathbf{x}, t), \mathbf{x}, t) \quad (3)$$

onde κ e ε são, respectivamente, a energia cinética turbulenta e a taxa de dissipação turbulenta. Este tipo de fechamento implica que duas equações diferenciais de transporte, uma para κ e outra para ε , sejam introduzidas. A forma funcional do tensor de tensões de Reynolds e as equações modeladas de κ e ε , dos modelos de interesse, são apresentadas a seguir.

3.1 Modelo κ - ε tradicional ou linear

No modelo κ - ε tradicional, baseado sobre a clássica hipótese de Boussinesq; o tensor de tensões de Reynolds toma a forma:

$$\tau_{ij} = -\frac{2}{3} \kappa S_{ij} + 2 C_\mu \frac{\kappa^2}{\varepsilon} S_{ij}; \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (4)$$

S_{ij} é a taxa média do tensor de deformação e $C_\mu = 0,09$ é uma constante empírica. As equações modeladas para a energia cinética e sua taxa de dissipação são expressas como:

$$\frac{\partial \kappa}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_j \kappa)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\nu_t}{\sigma_\kappa} \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \right] + P_\kappa - \varepsilon \quad (5)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_1 \frac{\varepsilon}{\kappa} P_\kappa - C_2 \frac{\varepsilon^2}{\kappa} \quad (6)$$

$$P_\kappa = \tau_{ij} S_{ij} \quad (7)$$

As equações de κ e ε contêm quatro constantes empíricas, para as quais são atribuídos os seguintes valores: $C_1=1,44$; $C_2=1,92$; $\sigma_\kappa=1,00$; $\sigma_\varepsilon=1,30$

3.2 Modelo κ - ε RNG

Yakhot et al. (1992) obtiveram as equações modeladas de κ e ε , usando a teoria do grupo de renormalização. A técnica não só possibilita a obtenção das equações modeladas de κ e ε , como avalia teoricamente as constantes do modelo. Um termo usualmente desprezado no modelo κ - ε tradicional é agora considerado, para corrigir a produção da dissipação. No entanto, este termo não é estritamente levantado das considerações da teoria RNG, sendo:

$$R = 2\nu S_{ij} \frac{\partial u'_i}{\partial x_i} \frac{\partial u'_j}{\partial x_j} \quad (8)$$

Sua modelagem baseia-se na escala de expansão η , a qual é definida como a razão da turbulência para a escala de deformação média ($\eta = S(\kappa/\varepsilon)$, onde $S = \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}}$). Se este novo termo for incluído em C_1 da equação 3, as equações de κ e ε tem a mesma forma das equações de transporte do modelo κ e ε tradicional, com as constantes definidas como: $C_\mu = 0,085$; $C_1 = 1,42 - R$; $C_2 = 1,68$; $\sigma_\kappa = 0,7179$; $\sigma_\varepsilon = 0,7179$, onde R é definido por

$$R = \frac{C_\mu \eta^3 (1 - (\eta/\eta_o))}{1 + \beta \eta^3} ; \eta = S \kappa / \varepsilon ; \beta = 0,012 ; \eta_o = 4,38 \quad (9)$$

Comparando-se os valores das constantes para os modelos, verifica-se o valor reduzido de C_2 no modelo RNG. A consequência interessante desta característica é aumentar o valor da taxa de dissipação e diminuir o valor da energia cinética turbulenta, levando a menores valores de viscosidade turbulenta (ν_t), de acordo com a Eq. 6.

Nas regiões de pequenas taxas de tensão turbulenta ($\eta < 4,38$), o termo R tende a aumentar a viscosidade turbulenta. Contudo, nas regiões de grandes taxas de tensão turbulenta ($\eta > 4,38$), o sinal de R é invertido e a viscosidade turbulenta diminui mais neste modelo comparativamente ao modelo tradicional.

3.3 Modelo κ - ε não linear de Speziale

Sabe-se que o modelo κ - ε tradicional produz um escoamento turbulento médio unidimensional em dutos não circulares, o qual está em contradição com a presença de escoamentos secundários. Speziale (1987) obteve um modelo não linear, baseando-se na similaridade entre o escoamento turbulento médio de um fluido Newtoniano e o escoamento laminar de um fluido viscoelástico (Mumpeam,1997). O modelo não linear produz melhores resultados que o modelo κ - ε tradicional, para escoamentos, onde as tensões normais de Reynolds ocupam um importante papel. Este é o caso em dutos não circulares e no escoamento em degrau ('backstep').

Speziale (1987) propõe o tensor de tensões de Reynolds como:

$$\tau_{ij} = -\frac{2}{3} \kappa S_{ij} + 2 C_\mu \frac{\kappa^2}{\varepsilon} S_{ij} + 4 C_D C_\mu^2 \frac{\kappa^3}{\varepsilon^2} x \left[S_{ij}^o - \frac{1}{3} S_{kk}^o \delta_{ij} + S_{ik} S_{kj} - \frac{1}{3} S_{kl} S_{kl} \delta_{ij} \right] \quad (10)$$

$$S_{ij}^o = \frac{\partial S_{ij}}{\partial t} + \bar{u}_k \frac{\partial S_{ij}}{\partial x_k} - \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} S_{kj} - \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_k} S_{ki} \quad (11)$$

onde S_{ij}^o é a derivada de Oldroyd de S_{ij} : A constante C_D foi ajustada por Speziale (1987), em um escoamento em canal, com Reynolds de 30.800. Dos dados experimentais, obteve-se $C_D = 1,68$. As equações de transporte de κ e ε necessárias ao fechamento do problema, têm a mesma forma das equações de κ e ε do modelo linear (Eq. 5 e 6). As constantes do modelo são todas iguais as do modelo tradicional.

3.4 Modelo κ - ε RNG não linear

Sobre o modelo não linear, proposto por Speziale, construiu-se o modelo κ - ε RNG não linear (Yakhot et al., 1992). Acoplou-se o tensor de Reynolds, proposto por Speziale ao modelo κ - ε RNG, desprezando-se neste caso os efeitos convectivos da derivada de Oldroyd (Yakhot et al., 1992). Assim o modelo tem a mesma forma do modelo κ - ε RNG, sendo o tensor de tensão de Reynolds definido conforme a equação (10).

4. CONDIÇÕES DE CONTORNO

As equações de governo dos diversos modelos são resolvidas com as seguintes condições de contorno: na entrada do canal, especificou-se os perfis de velocidade média axial (\bar{u}), de

energia cinética de turbulência (κ) e de sua taxa de dissipação (ϵ). Estes perfis foram obtidos do cálculo do escoamento hidrodinamicamente desenvolvido em canal de placas planas e infinitas, diferentemente de outros trabalhos (Yakhot et al., 1992 e Thangam e Speziale, 1992) que ou utilizaram o perfil experimental ou ajustaram o calculado ao experimental de Kim et al. (1980). Na saída adotou-se como condição a hipótese de difusão nula.

Já nas placas utilizou-se a lei da parede na sua forma padrão de duas camadas (Kays e Crawford, 1993). A lei da parede não se aplica formalmente as camadas limites turbulentas separadas. Contudo, desde que o ponto de separação é fixo em relação a posição do salto e o campo de escoamento é resolvido iterativamente, então a velocidade de atrito u_τ pode ser processada até convergir, sem introduzir grandes erros (Thangam e Speziale, 1992).

5. MÉTODO NUMÉRICO

As equações de governo (Eq. 1 a 5) foram resolvidas utilizando o método de volumes finitos (Patankar, 1980). A solução em regime permanente foi obtida pela resolução do sistema de equações algébricas, utilizando-se a técnica da sub-relaxação, com aplicação repetida do algoritmo TDMA linha por linha (Patankar, 1980). Para aumentar a velocidade de convergência, utilizou-se o algoritmo de correção por blocos (Settari e Aziz, 1973).

Um estudo de refinamento da malha, utilizando o método de volumes finitos, conduzido por Thangam e Hur (1991), concluiu que malhas de 166 x 73 pontos internos, com espaçamento variável, a fim de possibilitar máxima resolução próximo ao salto e as paredes, rendem resultados que estão dentro de limites aceitáveis e que o uso de malhas significativamente grossas poderiam levar a erros apreciáveis. Indicaram ainda que a malha 200 x 100 renderia solução independente do espaçamento. Consequentemente, todos os cálculos computacionais foram conduzidos neste trabalho utilizando-se uma malha não uniforme 200 x 100. A Figura 2 ilustra o tipo de malha computacional utilizada, onde por clareza adotou-se 101 x 50 pontos nodais.

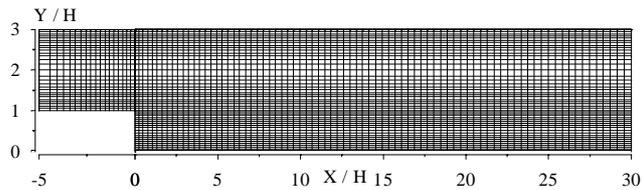


Figura 2 - Malha não uniforme
101 x 50 pontos nodais.

Para a convergência da solução numérica, controlou-se os resíduos da equação da continuidade e das equações de conservação de todas as outras variáveis. A solução foi considerada convergida, quando o resíduo da equação de conservação de massa foi inferior a 10^{-10} . No caso das outras equações de conservação, requereu-se que a razão entre o resíduo máximo de cada equação e o valor do resíduo inicial fosse da ordem de 10^{-3} .

6. DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

Serão apresentados os resultados referentes ao ponto de recolamento, perfis de velocidade média, tensões de Reynolds, coeficiente de atrito e coeficiente de pressão, os quais foram comparados aos dados experimentais de Kim et al. (1980).

Da análise das linhas de corrente obtidas com os modelos, verificou-se que o modelo κ - ϵ tradicional é o modelo que apresenta o pior resultado, predizendo uma região de recirculação bem menor que a observada experimentalmente. O modelo RNG obtém um significativo alongamento da região de recirculação. Este aumento é devido principalmente ao efeito do parâmetro de escala de tempo η do termo R (Eq. 9). O valor de η é elevado na camada cisalhante vizinha a zona de recirculação. Em consequência, a taxa de dissipação aumenta e a viscosidade turbulenta é reduzida. Contudo, a região de recirculação secundária, predita pelo modelo, não é capturada corretamente, sendo sub-avaliada. Já o modelo κ - ϵ não linear de

Speziale obtém uma região de recirculação semelhante a do modelo RNG, tendo a virtude de representar muito melhor a região de recirculação secundária. É o modelo RNG não linear que obtém a maior região de recirculação, predizendo uma região de recirculação secundária também próxima ao dado experimental, porém menor que a do modelo κ - ϵ não linear.

A localização do ponto de recolamento foi levantada de três maneiras distintas: (a) a posição na qual a velocidade média se anula ($U = 0$), a nível de primeiro ponto; (b) a posição na qual a tensão de cisalhamento na parede se anula ($\tau_w = 0$); (c) pela localização da linha de corrente nula ($\psi = 0$). A diferença entre os resultados é inferior a 5%. As linhas de corrente indicam os seguintes pontos de recolamento, para a recirculação principal: (a) κ - ϵ tradicional ($X_r/H \cong 6,0$); (b) κ - ϵ RNG ($X_r/H \cong 7,0$); (c) κ - ϵ não linear ($X_r/H \cong 6,9$); (d) κ - ϵ RNG não linear ($X_r/H \cong 7,1$). Face ao ponto de recolamento experimental ($X_r/H = 7,0$), observa-se que os modelos, com exceção do κ - ϵ tradicional, predizem corretamente a referida região.

Experimentalmente observou-se a existência de uma região de pequena recirculação, girando no sentido anti-horário, junto a parte inferior da parede vertical do salto (Lien e Leschziner, 1994). Os modelos não lineares apresentam uma região de recirculação secundária maior que a do modelo tradicional e do modelo RNG linear, como se observa na Fig. 3. Nesta figura estão representados os detalhes dos perfis de velocidade próximo a parede inferior, em três seções imediatamente após o salto. Verifica-se que já na segunda seção, para o modelo tradicional, todas as velocidades são negativas, enquanto para os outros modelos a velocidade do ponto próximo a parede inferior continua positiva. Na terceira seção ($x/H=0,75$), a velocidade do primeiro ponto já é negativa tanto no modelo κ - ϵ tradicional como no RNG linear, indicando a melhor predição dos modelos não lineares. É o modelo não linear de Speziale que prediz a maior região de recirculação secundária ($x/H \cong 0,9$), estando bem próximo das observações experimentais ($x/H=1,0$) (Lien e Leschziner, 1994).

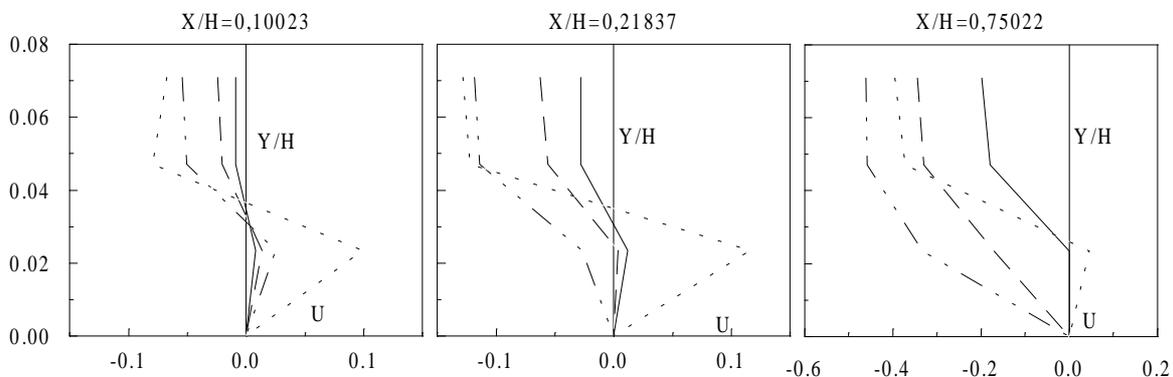


Figura 3 - Recirculação secundária; — — — κ - ϵ linear; — — — RNG linear;
 ----- κ - ϵ não linear; ——— RNG não linear;

A Figura 4 apresenta, em seis seções transversais selecionadas, a comparação dos perfis de velocidade média, preditos pelos modelos, com os dados experimentais (Kim et al., 1980). Na seção $x/H=6,22$, todas as velocidades do modelo κ - ϵ tradicional são positivas, indicando erradamente não haver mais recirculação, para o modelo. A razão principal do recolamento prematuro, no modelo tradicional, é a excessiva difusão na camada cisalhante logo acima da zona de recirculação. Os perfis preditos pelos modelos, na posição $x/H=8,00$, confirma a análise do recolamento, conduzida sobre as linhas de corrente. Junto ao salto ($x/H=1,33$), verifica-se que o modelo RNG não linear não representa bem o perfil de velocidade média, embora ele seja mais eficiente na recuperação do perfil, conforme seções $x/H=8,00$ e $10,67$. O modelo de Speziale, embora reproduza melhor o perfil de velocidade média na região inicial da recirculação, apresenta o pior comportamento na região de recuperação.

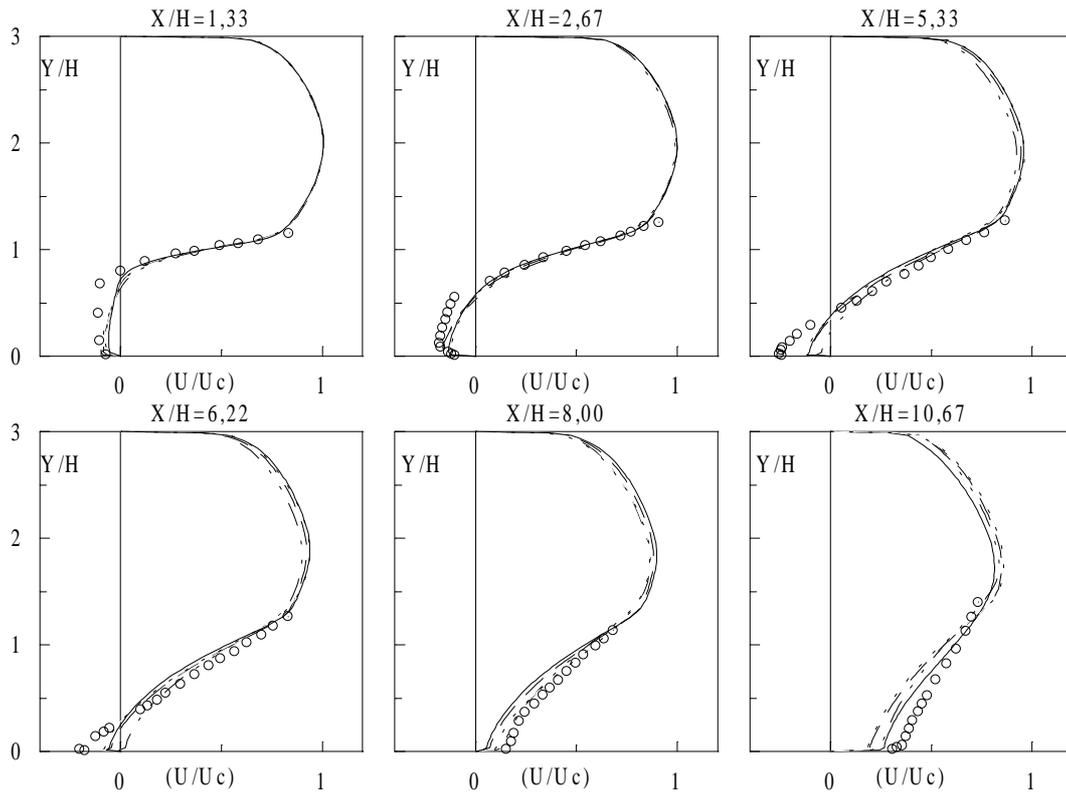


Figura 4 - Perfil de velocidade média; — — — $\kappa\text{-}\epsilon$ linear; — — — RNG linear; $\kappa\text{-}\epsilon$ não linear; — · — · — RNG não linear; o Experimental.

As predições dos modelos, para a intensidade de turbulência $(\overline{u'_i u'_i})^{1/2}$, são da mesma forma comparadas aos dados experimentais de Kim et al. (1980). Da Fig. 5, pode-se observar uma razoável concordância entre os modelos e os dados experimentais. A intensidade de turbulência máxima, em todos os modelos, é sempre menor que a experimental, estando esta última mais próxima da parede inferior, que as máximas dos modelos. Nas seções imediatamente após o ponto de recolamento, região de recuperação do escoamento, e junto a parede inferior, observa-se a maior diferença dos modelos para os dados experimentais ($x/H=7,67$). De um modo geral, o modelo não linear de Speziale prediz maiores níveis de intensidade de turbulência, especialmente ao redor do ponto de recolamento ($X/H=5,33$; $7,67$ e $8,55$). Junto ao salto, apesar do modelo $\kappa\text{-}\epsilon$ linear gerar um perfil de intensidade de turbulência maior, o modelo não linear de Speziale produz um pico maior ($X/H=1,33$).

Os perfis da tensão cisalhante turbulenta $(\overline{u'v'})$, normalizados por U_c^2 , são mais uma vez comparadas aos dados experimentais de Kim et al. (1980) na Fig. 6. Utilizou-se as mesmas seções a jusante do salto, já empregadas para a intensidade de turbulência. Dá análise com o experimental, verifica-se que os modelos geraram maiores tensões cisalhantes turbulentas.

As maiores diferenças entre os modelos estão na zona de recirculação e início da recuperação (seções $X/H=1,33$; $5,33$ e $7,67$). O modelo não linear de Speziale gerou perfis maiores que os observados experimentalmente, embora tenha a virtude do perfil ter o mesmo comportamento dos dados experimentais. O seu ponto máximo corresponde aproximadamente ao previsto pelo experimental, enquanto, nos outros modelos, este ponto está mais afastado da parede inferior. É o modelo RNG não linear que gera os menores níveis de tensão turbulenta

Da análise das Figuras 5 e 6, referentes ao perfil da intensidade de turbulência e ao perfil da tensão cisalhante turbulenta, verificou-se que os modelos renormalizados obtiveram os menores níveis de intensidade e tensão turbulenta, consistente com a maior região de

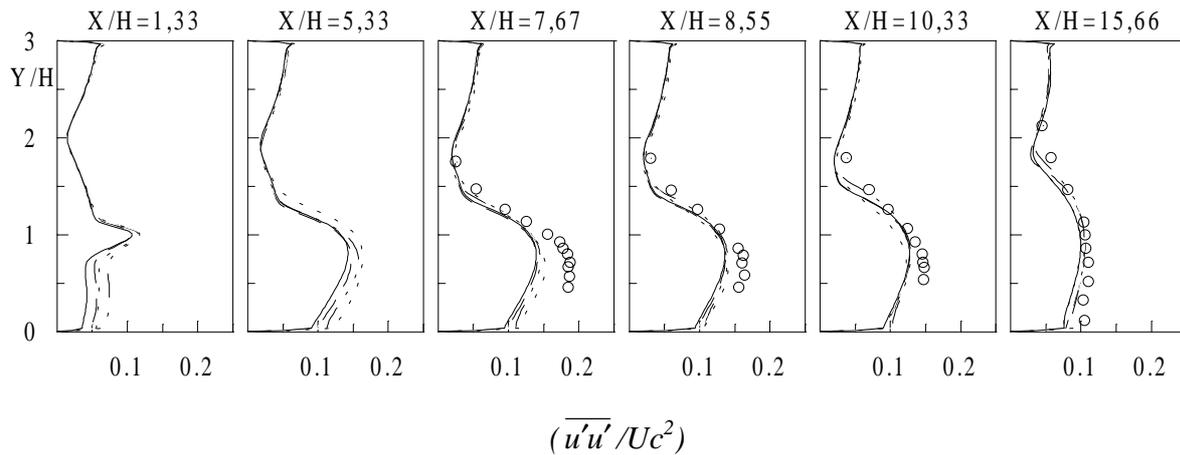


Figura 5 - Perfil de intensidade de turbulência; — — — $\kappa\text{-}\epsilon$ linear; — — — RNG linear; $\kappa\text{-}\epsilon$ não linear; — — — RNG não linear; o Experimental.

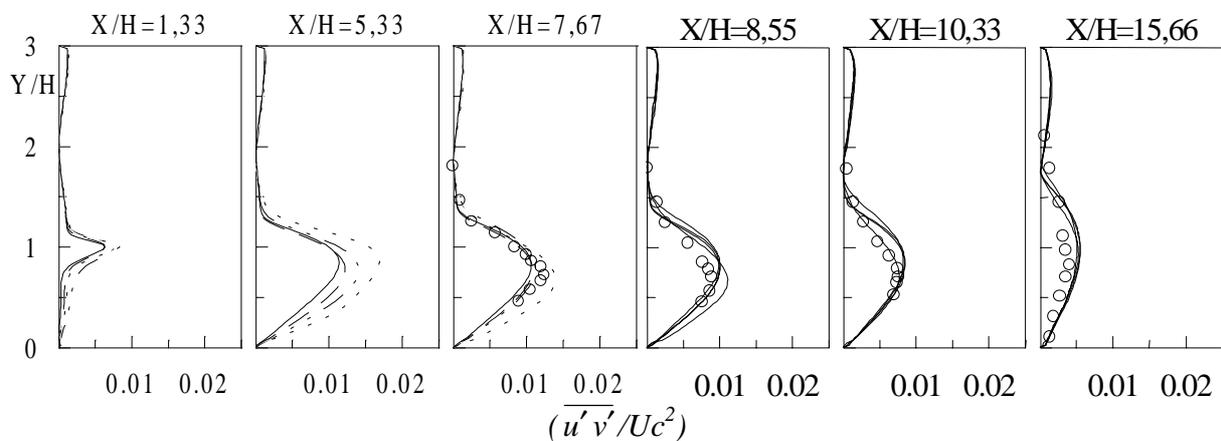


Figura 6 - Tensão de turbulência; — — — $\kappa\text{-}\epsilon$ linear; — — — RNG linear; $\kappa\text{-}\epsilon$ não linear; — — — RNG não linear; O Experimental.

recirculação, apresentada pelos modelos, e com sua proposta teórica de um coeficiente de transporte difusivo turbulento menor. Observou-se ainda que os modelos obtiveram um nível insuficiente de tensão de Reynolds ($\overline{u'u'} + \overline{u'v'}$) próximo a parede, na região de recuperação ($\overline{u'v'} \cong$ experimental e $\overline{u'u'} \ll$ experimental). É esta discrepância em relação ao experimental que faz com que os modelos tenham uma taxa insuficiente de recuperação do escoamento.

Para analisar a distribuição de pressão, definiu-se o coeficiente de pressão como $C_p = (P - P_c) / (Uc^2)$, onde P_c é a Pressão sobre a linha de centro do canal de entrada. As variações do coeficiente de pressão obtidas pelos modelos, na região após o salto, são comparadas na Figura 7, aos dados experimentais de Eaton e Johnston (Thangam e Speziale, 1992). Todos os modelos reproduzem relativamente bem o comportamento dos dados experimentais. A maior discrepância, em relação aos dados experimentais, está na região de recuperação do escoamento, onde os modelos, com exceção do não linear de Speziale, tem uma taxa insuficiente de recuperação da pressão e conseqüentemente são incapazes de representar a rápida variação, que ocorre nesta zona. O modelo de Speziale, apesar de ter um comportamento mais irregular, é o modelo que apresenta a recuperação da pressão de forma mais semelhante ao experimental.

O coeficiente de atrito (C_f), definido como $C_f = (2 u_\tau^2 / V_M^2) 10^2$, onde u_τ é velocidade de atrito e V_M velocidade média espacial na seção de entrada, foi levantado, para ambos os modelos, na parede inferior após o salto, pela lei da parede. As variações deste coeficiente são

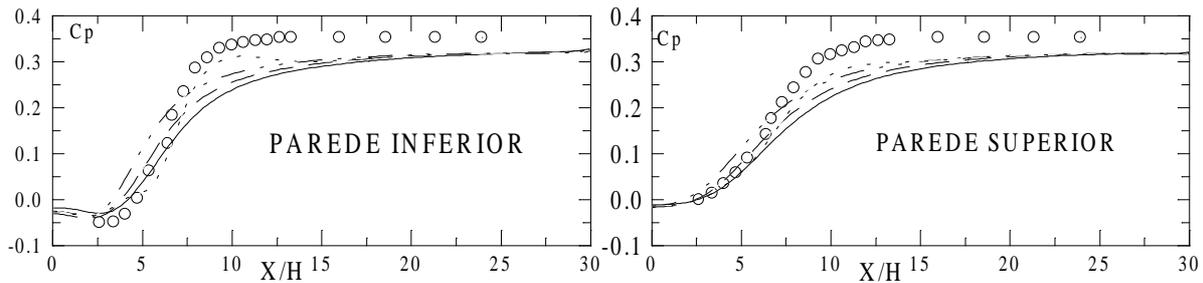


Figura 7 - Coeficiente de pressão; — — — $\kappa\text{-}\epsilon$ linear; — — — RNG linear;
 ----- $\kappa\text{-}\epsilon$ não linear; — — — RNG não linear; o Experimental.

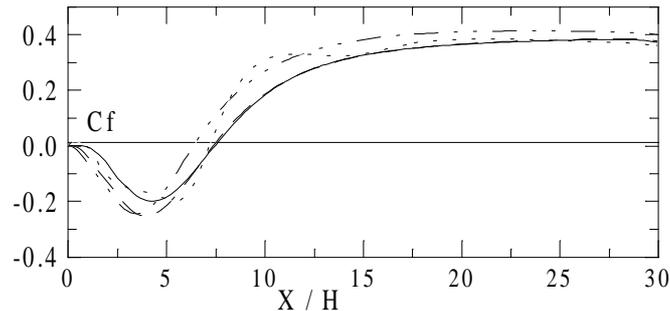


Figura 8 - Coeficiente de atrito; — — — $\kappa\text{-}\epsilon$ linear; — — — RNG linear;
 ----- $\kappa\text{-}\epsilon$ não linear; — — — RNG não linear.

importantes para identificar a localização das regiões de recirculação (principal e secundária) e refletem a precisão da predição do processo difusivo junto à parede, os quais são de relevância especial no contexto da transferência de calor. Na Figura 8, os resultados obtidos pelo modelos são representados. Verifica-se que o ponto de recolamento e a região de recirculação principal aqui levantados estão de acordo com os dados retirados das linhas de corrente. Da análise desta figura, também se observa um comportamento não uniforme do modelo não linear de Speziale na região de recirculação, seguida de uma rápida recuperação junto ao ponto de recolamento. A principal diferença entre os modelo RNG linear e o não linear está restrita a região logo após o salto. A recuperação dos modelos é semelhante.

7. CONCLUSÕES

O desempenho de predição dos modelos não lineares, propostos por Speziale (1987) e Yakhot et al. (1992), foi examinado em comparação a dados experimentais das quantidades médias e tensões de Reynolds e ao desempenho dos modelos lineares $\kappa\text{-}\epsilon$ tradicional e $\kappa\text{-}\epsilon$ RNG, para o escoamento em degrau (“backstep”). Os modelos não lineares demonstraram ter em geral um melhor comportamento que os modelos lineares, particularmente na capacidade de prever a região de recirculação secundária. O modelo não linear de Speziale, em função dos termos convectivos da derivada de Oldroyd, não é de fácil convergência, necessitando de um forte subrelaxamento. A convergência torna-se melhor, quando os referidos termos convectivos, da direção preferencial de escoamento, são tratados com o esquema “upwind”. Já o modelo RNG não linear, por desprezar os termos convectivos (Yakhot et al., 1992) da derivada de Oldroyd, é mais robusto para convergir.

8. REFERÊNCIAS

Dutta, S. and Acharya, S., 1993, Heat Transfer and Flow Past a Backstep with the Nonlinear $\kappa\text{-}\epsilon$ Turbulence Model and the Modified $\kappa\text{-}\epsilon$ Turbulence Model, Numerical Heat Transfer, Part A, Vol. 23, pp. 281-301;

- Kays, W. M. and Crawford, M. E., 1993, Convective Heat and Mass Transfer, McGraw-Hill;
- Kim, J., Kline, S.J. and Johnston, J. P., 1980, Investigation of a Reattaching Shear Layer: Flow Over a Backward Facing Step, ASME J. Fluids Eng., Vol. 102, pp. 302-308;
- Lien, F. S. and Leschziner, M. A., 1994, Assessment of Turbulence-Transport Models Including Non-linear RNG Eddy-Viscosity Formulation and Second-Moment Closure for Flow Over a Backward-Facing Step, Computers Fluids Vol. 23, n° 8, pp. 983-1004;
- Mompean, G., 1997, Numerical Simulation of a Turbulent Flow Near a Right-angled corner using the Speziale Non-Linear Model with RNG κ - ϵ Equations, Computers & Fluids, Vol 27, n° 27, pp 847-859;
- Nieckele, A.O., Abrunhosa, J. M. A. e Ronzani, E. R., 1996, Simulação Numérica do Escoamento em um Degrau com o Modelo de Turbulência κ - ϵ Renormalizado, Anais do VI Encontro Nacional de Ciências Térmicas, Florianópolis, SC, BR, vol. 3, pp. 1809-1814.
- Patankar, S. V., 1980, Numerical Heat Transfer e Fluid Flow, Mcgraw-Hill;
- Settari, A. and Aziz, K., 1973, A Generalization of the Additive Correction Methods for the Iterative Solution of Matrix Eq., SIAM J. of numerical Analysis, Vol. 10, pp. 506-521
- Smith, L. M. and Reynolds, W. C., 1992, On the Yakhot and Orszag, Renormalization Group Method for Deriving Turbulence Statistic and Models, Phys. Fluids A, Vol. 4, pp. 364-390;
- Speziale, C. G., 1987, On Nonlinear κ -l and κ - ϵ Models of Turbulence, J. Fluid Mech, Vol. 178, pp 459-475;
- Thangam, S. and Speziale, C. G., 1992, Turbulent Flow Past a Backward Facing Step: A Critical Evaluation of Two-Eq. Models , AIAA Journal, Vol. 30, n° 5, pp. 1314-1320;
- Thangam, S. and Hur, N., 1991, A Highly Resolved Numerical Study of Turbulent Separated Flow Past a Backward Facing Step, International Journal of Engineering Science, Vol. 29, n° 5, pp. 205-211;
- Yakhot, V. and Orszag S. A., 1986, Renormalization Group Analysis of Turbulence, Basic Theory, J. Of Scientific Computing, Vol. 1 , n° 1, pp. 1-51;
- Yakhot, V., Orszag, S. A., Thangam, S., Gatski T. B. and Speziale, C. G., 1992, Development of Turbulence Models for Shear Flows by a Double Expansion Technique , Phys. Fluids A, Vol. 4 (7) , pp. 1510-1520;
- Yakhot, V. and Smith, L. M., 1992, The Renormalization Group, the ϵ -Expansion and Derivation of Turbulence Models, J Sci Comput. 3, Vol. 7, n° 1, pp. 35- 61.

EVALUATION OF THE PERFORMANCE OF DIFFERENT TURBULENCE MODELS TO PREDICT FLOW THROUGH A BACK-STEP

J. D. M. Abrunhosa

A. O. Nieckele

Departamento de Engenharia Mecânica, Pontifícia Universidade Católica – PUC/Rio

Abstract. *In the present work, performance analysis of three different turbulence models in the prediction of flows through a backstep is examined. The models selected are based on the traditional κ - ϵ model and are: RNG κ - ϵ , anisotropic RNG κ - ϵ and anisotropic κ - ϵ of Speziale. The objective of the analysis is to verify if these models are capable of capturing the recirculation areas and pressure recovery after obstruction, fundamentals for the evaluation of the distribution of tensions. The fields of velocity, turbulent kinetic energy, dissipation rate obtained by the different models are compared with and experiments data found in the literature, seeking to identify which is the model more adapted for those type of flows.*

Key-words: κ - ϵ linear and non linear models, Renormalization;