

AValiação DE MODELOS DE TURBulência DE BAIXO REYNOLDS NA PREDIÇÃO DE ESCOAMENTOS COMPLEXOS

José Diniz Mesquita Abrunhosa

Angela Ourivio Nieckele

Departamento de Engenharia Mecânica, PUC/RJ, CEP 22453-900, RJ, RJ, Brasil

e-mail: nieckele@mec.puc-rio.br e diniz@mec.puc-rio.br

Resumo

Diferentes modelos de turbulência de baixo Reynolds, são avaliados em um escoamento em degrau ('backstep'). Sabe-se que alguns modelos de baixo Reynolds apresentam dificuldades em prever regiões de separação. Esta dificuldade é efetiva em modelos com funções de amortecimento relacionadas a distância adimensional y^+ , a qual baseia-se sobre a tensão cisalhante local na parede. Neste artigo, investiga-se modelos que não fazem uso de y^+ em suas funções de amortecimento. A capacidade de predição dos modelos de baixo Reynolds são avaliadas face as estatísticas obtidas em simulação direta e a medidas experimentais.

Palavras-chave: Turbulência; Baixo Reynolds, Capacidade de predição, 'Backstep'.

1. INTRODUÇÃO

Um grande número de escoamentos turbulentos de interesse prático, tem sido preditos, à nível de engenharia, pelos modelos de turbulência de duas equações, sendo o modelo κ - ϵ certamente o mais popular modelo de turbulência em uso hoje. Este modelo tem sido largamente aplicado na solução de uma variedade de problemas, devido a sua simplicidade e eficiência computacional.

O êxito do modelo κ - ϵ na predição de escoamentos cisalhantes internos é, em grande parte, dependente da aplicação das funções empíricas de parede. Estas relacionam as condições de fronteira na superfície sólida ao escoamento fora da subcamada laminar, evitando desta forma o problema da modelagem direta da influência da viscosidade. A validade deste procedimento é, naturalmente, restrita a situações com altos números de Reynolds, onde os efeitos viscosos tornam-se sem importância, ou onde funções de parede universais sejam bem estabelecidas. Contudo, em muitas aplicações tecnologicamente importantes, esta abordagem falha, como, por exemplo, em camadas limites turbulentas com baixo Reynolds, escoamentos separados e problemas onde as propriedades de transporte na parede são importantes. Necessita-se, nestes casos, estender os modelos de turbulência para baixos números de Reynolds e conseqüentemente descrever o escoamento próximo a parede.

Efetivamente, a modelagem de escoamentos incompressíveis turbulentos, na região da parede, iniciou-se, em 1956, com o trabalho de Van Driest. Uma função de amortecimento, para o comprimento de mistura, foi então introduzida, buscando-se considerar os efeitos viscosos próximo à parede. Posteriormente, modificações nas equações de transporte de turbulência, inicialmente obtidas para altos Reynolds, foram introduzidas por Jones e Launder (1972), Launder e Sharma (1974) e muitos outros pesquisadores.

Deste modo, inúmeros modelos de baixo número de Reynolds foram propostos, aplicando-se a condição da fronteira sólida diretamente, sem uso das funções de parede. Em muitos destes modelos, as funções de amortecimento são relacionadas a coordenada de parede $y^+ = (y u_\tau / \nu)$, onde u_τ é a tensão cisalhante local na parede. Sendo a tensão cisalhante na parede nula, no ponto de reatamento, os resultados computacionais, obtidos com estes modelos, são duvidosos ao redor do referido ponto.

Neste contexto, este trabalho se propôs avaliar, em escoamento complexo, a capacidade de alguns modelos de turbulência de duas equações, para baixo Reynolds, que não fazem uso de y^+ em suas funções de amortecimento. O escoamento turbulento em degrau ('backstep') é um escoamento complexo vastamente documentado na literatura. Uma extensiva simulação direta

deste escoamento, para baixo número de Reynolds, validada pela investigação experimental de Jovic e Driver (1994), foi conduzida por Le et al (1997). Em consequência, o escoamento turbulento em degrau, como simulado diretamente por Le et al., foi aqui utilizado, para se examinar o desempenho dos modelos escolhidos.

Alguns artigos, ao descreverem o escoamento em degrau, fazem referência somente ao número de Reynolds, baseado na velocidade de corrente livre ou na linha de centro do canal de entrada. Este procedimento não especifica a espessura da camada limite da quantidade de movimento, permitindo uma variedade de perfis de velocidade como condição de entrada. Em consequência, outro objetivo do presente estudo é avaliar os efeitos da especificação do perfil de velocidade na entrada sobre o comprimento de reatamento e coeficientes de pressão e atrito.

2. SITUAÇÃO FÍSICA

O problema aqui considerado é o escoamento turbulento de um fluido viscoso e incompressível, através de um canal de placas infinitas, com dupla expansão de área. O movimento médio é bidimensional e está em regime permanente. A figura 1 mostra esquematicamente o domínio computacional utilizado na simulação. A entrada foi especificada a uma distância de dez vezes a altura do salto ($10H$), a montante do mesmo. Adotou-se um comprimento de canal, após o salto, de trinta vezes a altura do salto ($30H$). É importante especificar uma distância suficiente à jusante do ponto de recolamento, antes de impor as condições de saída, evitando-se deste modo severos efeitos destas sobre as regiões de recirculação e recuperação do escoamento (Thangam e Speziale, 1992).

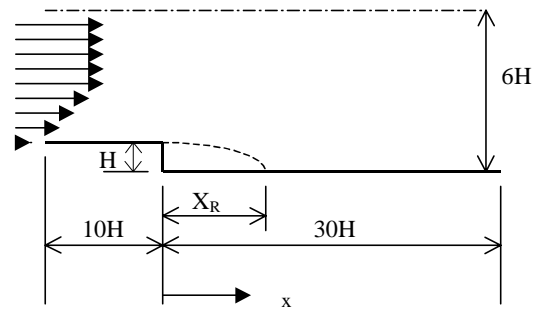


Figura 1 - Canal com salto de área

O canal tem uma altura de cinco vezes a altura do salto ($5H$) na entrada e uma altura correspondente a seis vezes a altura do salto ($6H$) na saída.

A razão de expansão (altura do canal na saída: altura do canal na entrada) é 1,20 e o número de Reynolds é $Re = (\rho U_c H) / \mu = 5100$, onde U_c é a velocidade máxima na entrada e H altura do salto. Enquanto, o número de Reynolds, baseado na espessura da camada limite da quantidade de movimento ($Re_\theta = \rho U_c \theta / \mu$), é $Re_\theta = 670$. As predições dos modelos foram comparadas com os dados experimentais de Jovic e Driver (1994) e os resultados da simulação direta de Le et al. (1997). Deste modo, a situação física, utilizada neste trabalho, reproduz a configuração adotada pelos citados autores.

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:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = 0 \quad \text{e} \quad \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_i} \right] \quad (1)$$

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 ($\tau_{ij} = -\overline{u'_i u'_j}$). Nos modelos, baseados sobre a clássica hipótese de Boussinesq, o tensor de tensões de Reynolds toma a forma:

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

onde S_{ij} é a taxa média do tensor de deformação, f_μ é uma função de amortecimento e C_μ é uma constante dos modelos.

As equações de governo das quantidades turbulentas, equações modeladas para a energia cinética e sua taxa de dissipação, podem ser expressas genericamente como:

$$\frac{\partial \kappa}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_j \kappa)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\kappa} \right) \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \right] + P_\kappa - \varepsilon + \chi ; \quad P_\kappa = \tau_{ij} S_{ij} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_j \varepsilon)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_1 \frac{1}{T_t} P_\kappa - C_2 f_2 \frac{E}{T_t} + \xi \quad (4)$$

onde T_t é a escala de tempo da turbulência, E é a dissipação ε modificada, χ e ξ são funções de correção das respectivas equações de κ e ε , para a região próxima a parede, e f_2 é uma função de amortecimento. C_1 , C_2 , σ_κ , σ_ε são coeficientes dos modelos. É a especificação de todos estes parâmetros e funções que estabelecerá os diferentes modelos de baixo Reynolds aqui empregados. A fim de satisfazer a restrição de não empregar funções de amortecimento com y^+ , foram selecionados os modelos κ - ε de baixo Reynolds de Launder e Sharma (1974), referenciado por LS, de Sakar (Sakar & So, 1997), referenciado por SA, de Myong e Kasagi modificado (Chen et al., 1998), referenciado por MKM, e o modelo de Yang e Shih (1993), referenciado por YS. Para adotar um valor nulo de ε na parede, Launder e Sharma essencialmente não resolvem a equação 4, para a dissipação verdadeira ε . A variável efetivamente resolvida no modelo LS é a pseudo dissipação $\bar{\varepsilon} = \varepsilon - 2\nu(\partial\sqrt{\kappa}/\partial x_j)^2$. Os diferentes parâmetros e funções de cada modelo estão resumidos nas tabelas 1 e 2. Os números de Reynolds que aparecem nestas tabelas são definidos como $Ret = \kappa^2/\nu\varepsilon$, $Rey = y\sqrt{\kappa}/\nu$ e $Red = (\varepsilon\nu)^{1/4}y/\nu$. Na tabela 1, ε^* , utilizado pelo modelo SA em ξ , é dado por $\varepsilon^* = \varepsilon - 2\nu\kappa/y^2$.

Tabela 1. Funções de correção para parede e constantes dos modelos avaliados

Modelo	LS	SA	YS	MKM
T_t	κ/ε	κ/ε	$(\kappa/\varepsilon) + (\nu/\varepsilon)^{1/2}$	κ/ε
χ	$-2\nu(\partial\sqrt{\kappa}/\partial x_j)^2$	0,0	0,0	0,0
E	$\bar{\varepsilon}$	$\bar{\varepsilon}$	ε	ε
ξ	$2\nu_t\nu \left[\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} \right) \right]^2$	$\exp[-(Ret/40)^2] * [-0,57(\varepsilon E)/\kappa + 0,5(\varepsilon^*)^2/\kappa - 2,25 \varepsilon/\kappa P_\kappa]$	$2\nu_t\nu \left[\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} \right) \right]^2$	0,0
σ_κ	1,00	1,00	1,00	1,40
σ_ε	1,30	1,45	1,30	1,30
C_1	1,44	1,50	1,44	1,40
C_2	1,92	1,83	1,92	1,80
C_μ	0,090	0,096	0,090	0,090

Tabela 2. Funções de amortecimento dos modelos avaliados

Modelo	f_μ	f_2
LS	$\exp[-3,4/(1,0+Ret/50)^2]$	$1,0 - 0,3\exp(-Ret^2)$
SA	$\left(1 + 3/Ret^{3/4}\right) \left[1 + 80\exp(-Red)\right] \left[1 - \exp\left(-Red/43 - Red^2/330\right)\right]^2$	1,00
YS	$\left[1 - \exp\left(-1,5 \times 10^{-3}Rey - 5,0 \times 10^{-7}Rey^3 - 10^{-10}Rey^5\right)\right]^{1/2}$	1,00
MKM	$\left(1 + 3,45/\sqrt{Ret}\right) \left[1 - \exp\left(-1,85 \times 10^{-3}Rey - 1,05 \times 10^{-4}Rey^2\right)\right]^{1/2}$	1,00

4. CONDIÇÕES DE CONTORNO

Em todas as superfícies sólidas, utilizou-se a condição de contorno de não deslizamento, para as velocidades e energia cinética turbulenta ($\bar{u} = \bar{v} = \kappa = 0$), enquanto a condição para ε é específica de cada modelo. Como o modelo LS resolve a forma reduzida da dissipação, sua condição de contorno é $\varepsilon_w = 0$. A condição $\varepsilon_w = 2\nu \left(\partial \sqrt{\kappa} / \partial n \right)_w^2$ é adotada pelos modelos YS e SA, enquanto o modelo MKM utiliza $\varepsilon_w = (4\nu \kappa_1 / y_1^2) - \varepsilon_1$, onde 'w' e '1' denotam, respectivamente, parede e primeiro ponto interno da malha. Já 'n' é a coordenada normal a parede. Na linha de simetria, fronteira superior ($y=6H$), impôs-se variação nula na direção transversal para \bar{u} , κ , e ε e nula a componente transversal da velocidade ($\bar{v} = 0$). O perfil de velocidade média axial na entrada, ($\bar{u}(y)$), é obtido do perfil de camada limite, para $Re_\theta = 670$, onde θ é espessura da camada limite da quantidade de movimento. A espessura da camada limite é $\delta_{99} = 1,2H$. O número de Reynolds, baseado na velocidade de corrente livre e altura do salto, é $Re = 5100$. Os perfis de κ e ε foram impostos como $\kappa = 0,005(\bar{u}(y))^2$ e $\varepsilon = 4,0 \times 10^2 \kappa^2$. O perfil de velocidade uniforme e o perfil com $Re_\theta = 595$ foram especificados para estudo comparativo dos resultados. Na saída adotou-se como condição de contorno a hipótese de difusão nula.

5. MÉTODO NUMÉRICO

As equações de governo (Eq. 1 a 4) 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).

Uma malha não uniforme, com 222x132 pontos nodais, foi utilizada nos cálculos. Concentrou-se os pontos nas regiões próximas a parede, garantindo-se um mínimo de 8 pontos na região de $y^+ < 11$ e 22 pontos na região de $y^+ < 50$.

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 da ordem de 10^{-11} . 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^{-4} .

6. DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

Inicialmente serão apresentados os resultados dos diversos modelos referentes ao ponto de recolamento, recirculação secundária, perfis de velocidade média, tensões de Reynolds, coeficiente de atrito e coeficiente de pressão, os quais foram obtidos com o perfil de velocidade de camada limite para $Re_\theta = 670$. Os resultados são comparados aos dados experimentais de Jovic e Driver (1994) e aos resultados da simulação direta de Le et al (1997).

A posição, na qual a tensão de cisalhamento na parede se anula ($\tau_w = 0$), indica os seguintes pontos de recolamento, para a recirculação principal: (a) modelo LS: 5,43H; (b) modelo SA: 6,41H; (c) modelo MKM: 5,17H; (d) modelo YS: 5,04H. O ponto de recolamento medido experimentalmente varia entre 6,0H e 6,1H, enquanto a simulação direta obteve 6,28H. Da análise dos resultados, verificou-se que o modelo YS é o que apresenta a menor região de recirculação principal. Já o modelo SA é o que prediz a maior região, sendo esta inclusive maior que a experimental e a da simulação direta.

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, a chamada região de recirculação secundária. Na simulação direta esta região se estende até 1,76H na

direção x e até $0,8H$ na direção y . Nos modelos testados foram obtidos os seguintes limites, em x e y respectivamente, para a referida região: (a) modelo LS: $0,88H$ e $0,32H$; (b) modelo SA: $0,64H$ e $0,11H$; (c) modelo MKM: $0,45H$ e $0,11H$; (d) modelo YS: $0,55H$ e $0,11H$. Verifica-se assim que todos os modelos subpredizem a região de recirculação secundária, sendo o modelo de Launder e Sharma aquele que mais se aproxima da simulação direta. O modelo SA, apesar de prever uma região de recirculação principal maior que a simulação direta, subavalia a recirculação secundária.

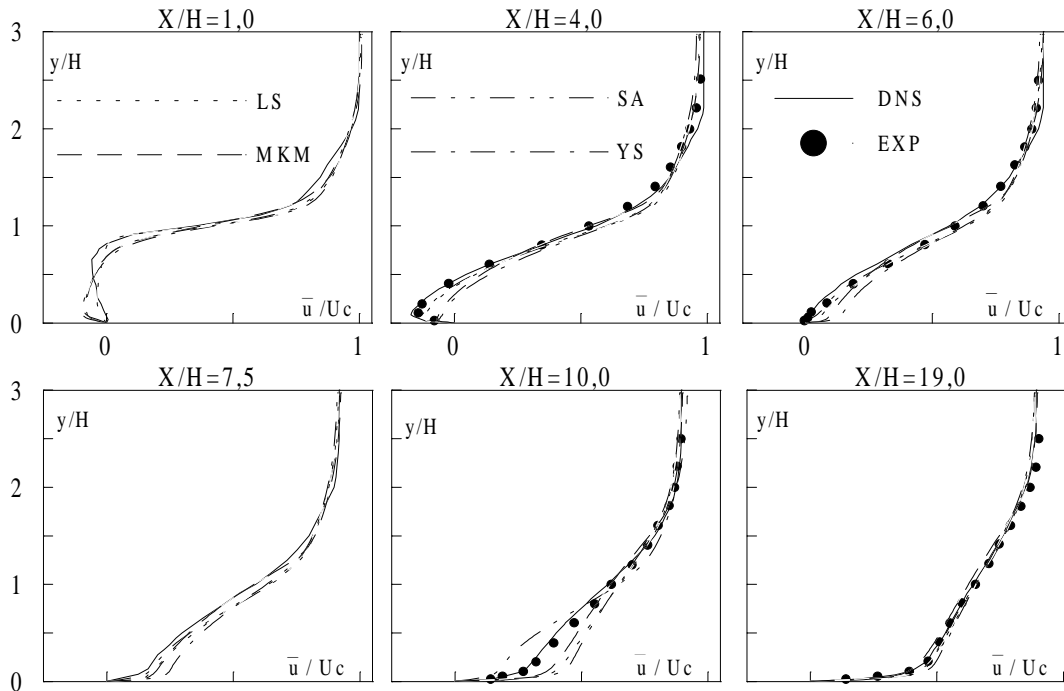


Figura 2 – Perfil de velocidade média (\bar{u}/U_c)

A Figura 2 apresenta, em seis seções transversais selecionadas, a comparação dos perfis de velocidade média, preditos pelos modelos, com os dados experimentais e com os resultados da simulação direta (Le et al., 1997). Na seção $x/H=1,0$, a simulação direta ainda apresenta recirculação secundária, sendo que os modelos não conseguem reproduzir este comportamento. No modelo LS as velocidades negativas são menores, em relação aos outros modelos, mas a espessura da recirculação principal é a maior, aproximando-se da espessura gerada pela simulação direta. Isto talvez se dê pelo fato da simulação direta ainda ter recirculação secundária. De um modo geral, verifica-se que, próximo à parede, os modelos não conseguem reproduzir o comportamento obtido na simulação direta. Na altura correspondente à camada de cisalhamento, o modelo MKM é o que mais se aproxima da simulação direta. Na seção $x/H=4,0$, observa-se que, dentro da região de recirculação, os modelos MKM e YS afastam-se acentuadamente do padrão experimental e da simulação direta. Os melhores resultados, junto a parede, são os preditos pelos modelos LS e SA, sendo o último superior. Em $x/H=6,0$, todas as velocidades dos modelos YS, MKM e LS são positivas, já tendo sido iniciada, nestes modelos, a recuperação do escoamento. A antecipação da recuperação é mais efetiva no modelo YS. Em contrapartida, o modelo SA, a simulação direta e os dados experimentais ainda apresentam velocidades negativas, junto à parede, nesta seção. Na seção $x/H=7,5$, a recuperação do escoamento é efetiva em todos os modelos e na simulação direta. O comportamento do modelo SA é aquele que mais se aproxima da simulação direta, enquanto o modelo YS, ao gerar velocidades maiores junto a parede, se afasta efetivamente desse comportamento. Em $x/H=10,0$, o modelo LS, diferentemente das outras seções, apresenta, junto à parede, velocidades positivas maiores que as geradas pelo modelo MKM, mostrando assim uma maior recuperação do escoamento. O modelo SA, junto

à parede, se mostra, agora, atrasado em relação ao perfil da simulação direta. O seu comportamento, junto à parede, é totalmente diferente dos outros modelos, função destes terem uma recuperação antecipada do escoamento. Em $x/H=19,0$, os modelos reproduzem bem os dados experimentais e da simulação direta, sendo que os modelos SA e LS são os que predizem melhor o comportamento dos dados. O modelo SA, que em $x/h=10,0$ encontrava-se atrasado face aos referidos dados, prediz agora velocidades maiores, enquanto o modelo MKM está atrasado, confirmando uma tendência de recuperação lenta do perfil neste modelo.

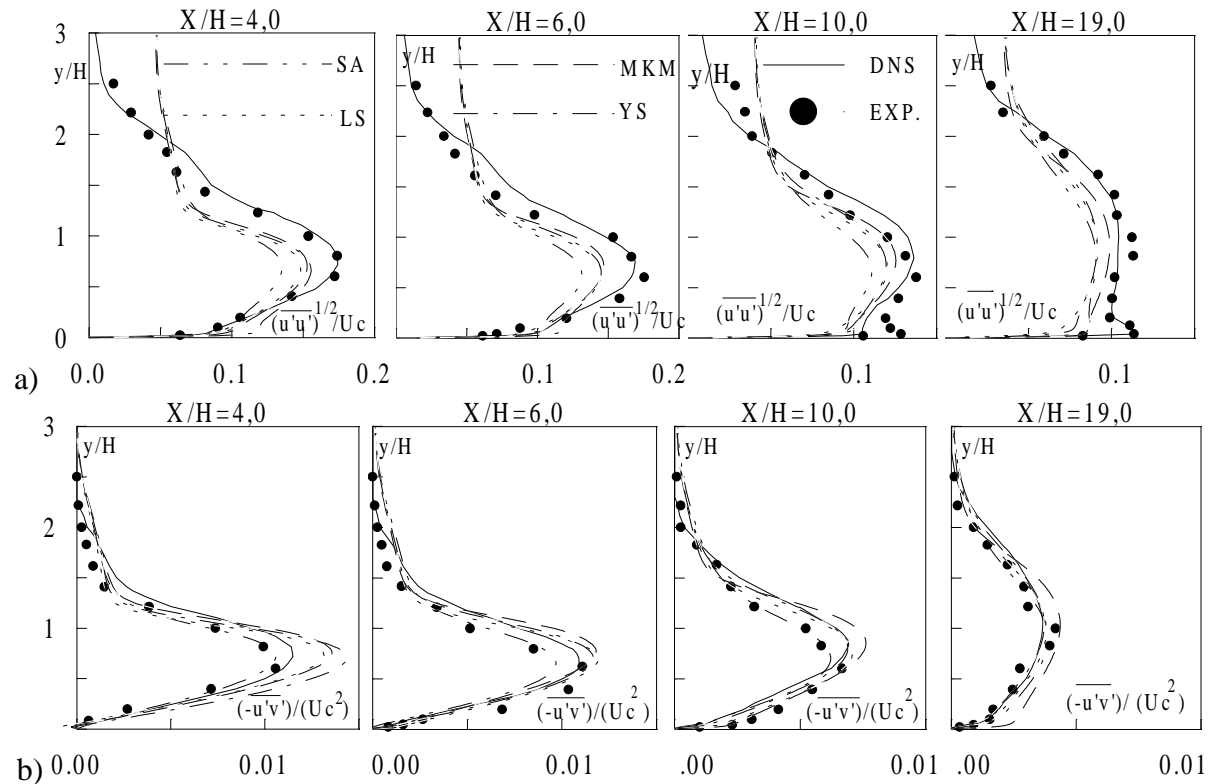


Figura 3 – Perfis de tensão de turbulência: a) $(\overline{u'u'})^{1/2}/U_c$; b) $(-\overline{u'v'})/(U_c^2)$

As predições dos modelos, para a tensão de turbulência $(\overline{u'u'})^{1/2}/U_c$, são apresentadas na figura 3:a). Na seção $x/H=4,0$, o modelo YS tem um pico relativo, junto à parede. Este comportamento não está presente na simulação direta, nos dados experimentais e nos outros modelos. Na região da parede, os modelos predizem tensões maiores que a simulação direta e os dados experimentais. Contudo, na região de recirculação, os modelos subavaliam esta estatística, embora qualitativamente os perfis reproduzam o perfil da simulação direta. Acima da ordenada $y/H=2$, os modelos voltam a gerar tensões maiores. Em $x/H=6,0$, junto à parede, os modelos, com exceção de YS, geram valores próximos aos preditos pela simulação direta. O modelo YS, nesta região, produz perfis maiores que o experimental e o da simulação direta. Já para $x/H=10,0$, na região da parede, a tensão é subavaliada por todos os modelos. O pico relativo, agora previsto tanto experimentalmente como na simulação direta, não é reproduzido pelos modelos LS e MKM, enquanto os modelos SA e YS o predizem levemente. Em $x/H=19,0$, o modelo SA reproduz qualitativamente o comportamento dos dados experimentais. Os modelos LS e YS subavaliam fortemente a referida tensão junto a parede.

Os perfis da tensão cisalhante turbulenta $(-\overline{u'v'})/(U_c^2)$, são comparados na figura 3:b). De um modo geral os modelos tem um bom desempenho na região da parede. As exceções são o perfil gerado por YS em $x/H=4,0$ e o perfil gerado pelo modelo MKM em $x/H=19,0$. Em $x/H=4,0$, os modelos LS e SA geram perfis próximos do experimental e da simulação direta, enquanto o modelo YS prediz as maiores tensões, afastando-se destes dados. Na região de máxima tensão, os modelos LS, YS e MKM predizem tensões maiores que os resultados da

simulação direta. Já o modelo SA obtém tensões menores, embora reproduza qualitativamente o comportamento da simulação direta e concorde com os dados experimentais. Em $x/H=6,0$, mais uma vez, as tensões dos modelos LS, YS e MKM são maiores que os dados experimentais e da simulação direta, enquanto o modelo SA subavalia esta estatística na região da camada de cisalhamento. Já para $x/H=10,0$, o máximo do modelo SA está próximo do experimental, enquanto o máximo dos outros modelos aproxima-se do previsto pela simulação direta. Na seção $x/H=19,0$, o modelo MKM não reproduz a tendência dos resultados obtidos por Le et al. (1997). Suas tensões são maiores que os dados experimentais e os resultados da simulação direta. Os outros modelos obtém bons resultados nesta seção.

O coeficiente de atrito (C_f), definido como $C_f = (2u_\tau^2 / \rho U c^2)$, onde u_τ é velocidade de atrito, foi levantado na parede inferior após o salto. As variações deste coeficiente identificam a localização das regiões de recirculação (principal e secundária) e refletem a precisão do processo difusivo junto à parede. Na figura 4:a), os resultados obtidos pelos modelos são representados. Verifica-se que tanto na região de recirculação secundária quanto na parte inicial da região de recirculação principal, os modelos não reproduzem bem a simulação direta. A partir do máximo inferior até aproximadamente $x/H=10$, o modelo SA prediz corretamente o comportamento obtido pela simulação direta. Na parte final do domínio, os modelos LS e YS aproximam-se da curva da simulação direta, enquanto o modelo SA afasta-se dessa curva. O modelo MKM é o que mais se distancia do padrão da simulação direta.

O coeficiente de pressão foi definido como $C_p = (P - P_c) / (U c^2)$, onde P_c é a pressão sobre a linha de centro na entrada. As variações deste coeficiente obtidas pelos modelos, na região após o salto, são comparadas, nas Figura 4:b). Os modelos LS e SA apresentam os melhores resultados. O modelo SA prediz muito bem os dados experimentais e o comportamento da simulação direta a partir de $x/H=2,5$. O modelo LS reproduz melhor o comportamento até $x/H=2,5$, afastando da curva de referência na região do ponto de recolamento.

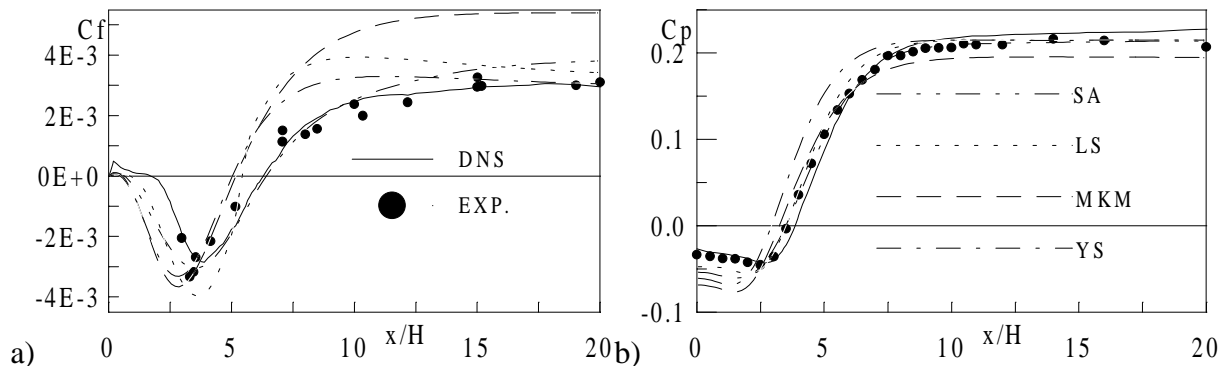


Figura 4 – Comparação dos coeficientes para $Re_\theta=670$: a) atrito; b) pressão

Na simulação do escoamento, tendo o perfil de velocidade uniforme e o correspondente a $Re_\theta=595$, como condição de entrada, utilizou-se somente os modelos LS e SA. Para o perfil uniforme, o modelo SA obteve um recolamento em $x/H=6,59$ e, para $Re_\theta=595$, o final da recirculação se deu em $x/H=6,33$, enquanto no caso original o modelo prediz $6,41$. O mesmo comportamento ocorreu com o modelo LS: a) perfil uniforme: $5,20H$; b) $Re_\theta=595$: $5,47H$; c) $Re_\theta=670$: $5,43H$. As figuras 5:a) e 5:b) mostram as curvas de coeficiente de atrito e pressão obtidas pelo modelo SA, para os diversos perfis. Verifica-se destas figuras que, para $Re_\theta=595$, as diferenças são pequenas, enquanto para o perfil uniforme a diferença é acentuada. O mesmo comportamento ocorreu com o modelo LS. O fato dos resultados apresentarem pequena diferença, entre $Re_\theta=670$ e $Re_\theta=595$, deve-se a extensão utilizada no canal de entrada, antes do salto ($10H$). Ensaios realizados com o modelo LS, em um configuração sem canal de entrada, mostraram diferenças mais efetivas. Investigou-se também a condição de entrada de κ e ϵ , verificando-se, neste caso, que praticamente não há influência sobre o escoamento.

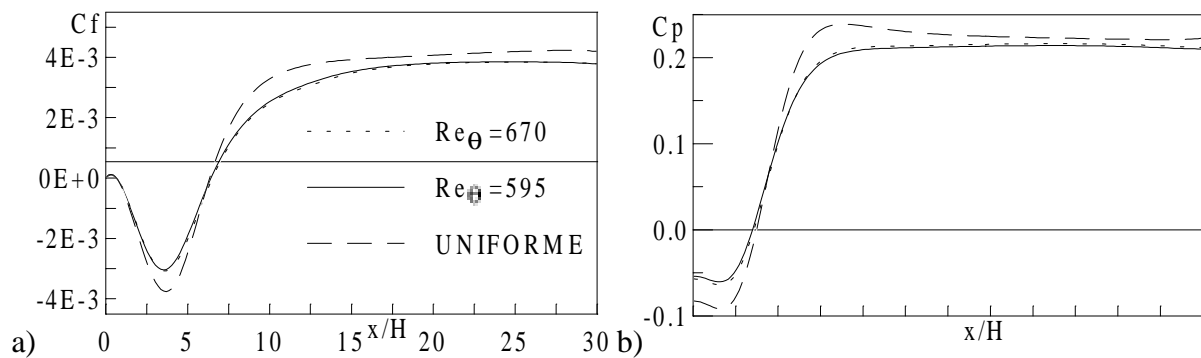


Figura 5 – Comparação dos coeficientes para dois Re_θ , modelo SA: a) atrito; b) pressão

7. CONCLUSÕES

Quatro modelos de turbulência de duas equações, tipo κ - ϵ , com extensão para a região da parede, foram empregados, para calcular um escoamento turbulento complexo ('backstep'), do qual dados experimentais e resultados de simulação direta encontravam-se disponíveis (Le et al.,1997). Os resultados indicam claramente um limitado desempenho dos vários modelos, para descrever, junto à parede, este tipo de escoamento. A análise global dos resultados revela uma performance superior dos modelos SA e LS. Contudo, registra-se que mesmo estes modelos obtiveram sucesso parcial na região da parede. Da simulação direta, sabe-se que o termo do gradiente de pressão-velocidade, da equação de κ , é muito significativo na região da parede ($y^+ < 10$) neste tipo de escoamento. É a difusão de pressão que irá contrabalançar a dissipação e os termos de transporte de turbulência, na região da parede (Le et al.,1997). Talvez a deficiência efetiva dos modelos venha do fato da difusão de pressão ser basicamente desprezada nestes modelos. Já do estudo comparativo dos resultados, obtidos com diversos perfis de velocidade na entrada, verificou-se que mesmo pequenas perturbações no perfil de velocidade provocam diferenças sensíveis nos resultados. Esta constatação indica que a definição do perfil de velocidade na entrada é fundamental para análise deste tipo escoamento.

8. REFERÊNCIA

- Chen, S., Lai, J., Milthorp, J., Mudford, N.,1998, A New modified Low-Reynolds-Number κ - ϵ Model, 29th AIAA Fluid Dynamics Conference;
- Jones, W. P., and Launder, B. E., 1972, The Prediction of Laminarization with Two-eq. Model of Turbulence, Int. J. Heat Mass Transfer, 15, pp. 178-203;
- Jovic, S., and Driver, D., 1994, Backward-facing step measurement at low Reynolds number, $Re_h = 5000$. NASA Tech. Mem. 108807;
- Launder, B. E., and Sharma, B. I., 1974, Application of the Energy Dissipation Model of Turb. to the Calc. of Flow Near a Spinning Disc, Lett.Heat Mass Transfer, 1, pp. 131-138;
- Le, H., Moin, P., and Kim, J., 1997, Direct Numerical Simulation of Turbulent Flow Over a Backward Facing Step, J. Fluid Mech., vol. 330,pp.349-374;
- Patankar, S. V., 1980, Numerical Heat Transfer e Fluid Flow, Mcgraw-Hill;
- Sakar, A., and So, R. M. C., 1997, A Critical Evaluation of Near-wall Two-Eq. Models Against Direct Numerical Simulation Data, Int. J. Heat and Fluid Flow 18, pp. 197-208;
- 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
- 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;
- Yang, Z., and Shih, T. H., 1993, New Time Scale Based κ - ϵ Model for Near-Wall Turbulence, AIAA J., 31, pp. 1191-1198.