

MODELOS NÃO-LINEARES DO TENSOR DE REYNOLDS NA SIMULAÇÃO DE ESCOAMENTOS PARIETAIS

Paulo Seiji Kumon Zandonade – paulo@vortex.enm.unb.br

Universidade de Brasília, Departamento de Engenharia Mecânica
Campus Darcy Ribeiro – 70000-000 – Brasília, DF, Brasil

José Luiz Alves da Fontoura Rodrigues – fontoura@orion.enm.unb.br

Universidade de Brasília, Departamento de Engenharia Mecânica
Campus Darcy Ribeiro – 70000-000 – Brasília, DF, Brasil

***Resumo.** Dois modelos algébricos não-lineares do tensor de Reynolds são utilizados na simulação do escoamento turbulento sobre degrau, um caso onde o modelo linear para o tensor de Reynolds, baseado na hipótese de Boussinesq, produz resultados insatisfatórios. O objetivo deste trabalho é avaliar o desempenho de modelos não-lineares para o tensor de Reynolds, na simulação do escoamento turbulento sobre degrau, tomando como base de comparação os resultados experimentais da configuração de Driver & Seegmiller (1985). Um código de volumes finitos colocalizados foi utilizado para resolver as equações médias de Navier-Stokes, incompressíveis e permanentes, utilizando diferentes modelos do tensor de Reynolds para resolver o problema de fechamento. Os dados computacionais obtidos através do uso de três diferentes modelos explícitos para o tensor de Reynolds – hipótese de Boussinesq, Gatski-Speziale, Girimaji – são comparados com os dados experimentais. Os modelos não-lineares conseguem uma melhor representação do transporte da turbulência logo após a expansão abrupta. As distâncias de recolamento calculadas pelos métodos não-lineares se afastam dos valores experimentais por uma diferença máxima de 3%, valor pequeno frente aos mais de 20% característicos do modelo de Boussinesq. Como contrapartida, os modelos não-lineares consomem aproximadamente 50% mais tempo de processamento que o modelo de Boussinesq.*

***Palavras-chave:** Mecânica dos Fluidos, Turbulência, Simulação Numérica, Modelos de Turbulência, Modelos do Tensor de Reynolds.*

1. INTRODUÇÃO

Vários escoamentos turbulentos de interesse apresentam forte anisotropia nas componentes normais do tensor de Reynolds. No entanto, o modelo de turbulência mais utilizado em simulações industriais – modelo $k-\varepsilon$ em conjunto com a hipótese de Boussinesq – também conhecido como modelo $k-\varepsilon$ linear, é um modelo isotrópico incapaz de representar as diferenças de comportamento existentes entre as componentes

normais do tensor de Reynolds. Esta limitação do modelo $k-\varepsilon$ linear pode ser observada na simulação de escoamentos complexos como: escoamento sobre superfícies curvas, escoamento em dutos com escoamentos secundários, escoamento com fluido em rotação ou estratificado, escoamento tridimensional e escoamento com separação da camada limite. Este último caso, o escoamento com separação da camada limite, tem importantes aplicações em diversas áreas da engenharia.

O escoamento com expansão abrupta em um duto, ou escoamento sobre degrau, é o caso normalmente utilizado para testar a capacidade de um modelo de turbulência em simular a complexa região de recirculação após o degrau. A análise numérica desta geometria é normalmente utilizada para avaliar o desempenho de modelos de turbulência. Para o modelo $k-\varepsilon$ linear, os resultados numéricos existentes indicam um comportamento pobre, onde as distâncias de recolamento calculadas numericamente são sistematicamente subestimadas em relação aos dados experimentais existentes.

O desprezo pela anisotropia das tensões normais de Reynolds é apontado como um dos principais motivos da inacurácia do modelo $k-\varepsilon$ linear. O uso de fechamentos de segunda ordem resolve o problema da anisotropia, mas a solução de equações diferenciais parciais, para cada uma das seis componentes independentes do tensor de Reynolds, tem-se mostrado excessivamente dispendiosa para a análise numérica de escoamentos industriais, com os equipamentos computacionais disponíveis atualmente. A utilização de modelos não-lineares para o tensor de Reynolds, em conjunto com o modelo $k-\varepsilon$, é uma alternativa mais barata para os fechamentos de segunda ordem e modelam, ao menos em princípio, de forma correta a anisotropia das tensões normais de Reynolds.

O objetivo deste trabalho é uma avaliação comparativa entre os desempenhos dos modelos não-lineares e anisotrópicos de Gatski & Speziale (1993) e de Girimaji (1995) para o tensor de Reynolds, com a modelação linear clássica de Boussinesq, tomando como base de comparação resultados experimentais disponíveis.

2. FORMULAÇÃO TEÓRICA

O escoamento turbulento médio é descrito pelas equações de Reynolds:

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} - \nabla \cdot \overline{\rho \mathbf{u}' \mathbf{u}'} \quad (2)$$

em que ρ é a massa específica, \mathbf{u} é a velocidade, p é a pressão, $\boldsymbol{\tau}$ é o tensor de tensões viscosas e \mathbf{u}' é a flutuação de velocidade. A barra superior representa o operador média.

O tensor de Reynolds, representado pelo termo $-\overline{\rho \mathbf{u}' \mathbf{u}'}$, pode ser calculado através dos modelos descritos na seqüência do trabalho.

2.1. Modelos para o tensor de Reynolds

Os modelos para o tensor de Reynolds analisados neste trabalho foram: linear (hipótese de Boussinesq), Gatski & Speziale (1993) e Girimaji (1995). Estes modelos são descritos abaixo.

Modelo linear (hipótese de Boussinesq). O modelo mais antigo utilizado para a representação do tensor de Reynolds é baseado na hipótese de Boussinesq (1877). Este modelo, linear e isotrópico, é representado pela Eq. (3).

$$-\rho \overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'} = \frac{2}{3} \rho k \mathbf{I} - 2\mu_T \mathbf{S} \quad (3)$$

em que k é a energia cinética de turbulência, \mathbf{I} é o tensor identidade, μ_T é a viscosidade turbulenta e \mathbf{S} é o tensor taxa de deformação.

Modelo Gatski & Speziale (1993). O modelo Gatski & Speziale (1993) é baseado na simplificação de um modelo de fechamento de segunda ordem, o modelo SSG (Speziale *et al.*, 1991). O modelo SSG é simplificado para um sistema de equações algébricas através do uso da hipótese de Rodi (1972), e a solução deste sistema é encontrada através de bases de integridade (Pope, 1975) e linearização do sistema de equações através da utilização de uma razão constante de produção para dissipação da energia cinética de turbulência. Uma aproximação do tipo Padé foi utilizada para regularizar a expressão resultante, nos casos onde a razão de produção-dissipação não é constante. A equação constitutiva para o tensor de Reynolds, obtida neste caso, pode ser observada na Eq. (4).

$$-\rho \overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'} = \frac{2}{3} \rho k \mathbf{I} - \rho \frac{6(1+\eta^2)\alpha_1 k}{3+\eta^2+6\zeta^2\eta^2+6\zeta^2} [\mathbf{S}^* + (\mathbf{S}^* \mathbf{W}^* - \mathbf{W}^* \mathbf{S}^*) - 2(\mathbf{S}^{*2} - \frac{1}{3}\{\mathbf{S}^{*2}\} \mathbf{I})] \quad (4)$$

em que α_1 é um parâmetro do modelo, \mathbf{S}^* é o tensor taxa de deformação adimensional e \mathbf{W}^* é o tensor vorticidade adimensional. As variáveis $\eta = (S_{ij}^* S_{ij}^*)^{\frac{1}{2}}$ e $\zeta = (W_{ij}^* W_{ij}^*)^{\frac{1}{2}}$ representam os invariantes do tensor de Reynolds.

Girimaji (1995). Mais recentemente, Girimaji (1995) resolveu o problema de inconsistência da formulação de Gatski & Speziale (1993) para escoamentos onde inexista equilíbrio entre produção e dissipação, por um método mais avançado que a regularização da expressão final através de uma aproximação de Padé. No caso da expressão obtida na Eq. (4), o valor da razão de produção para a dissipação de energia cinética turbulenta é fornecido explicitamente através do seu valor de equilíbrio. Girimaji (1995) resolve as equações algébricas conseguidas após a aplicação da hipótese de Rodi através de um método não-linear que trata implicitamente a razão entre produção e dissipação de energia cinética turbulenta. A equação resultante para a tensão de Reynolds é dada pela Eq. (5).

$$-\rho \overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'} = \frac{2}{3} \rho k \mathbf{I} - (G_1 \mathbf{s} + G_2 (\mathbf{s} \mathbf{W} - \mathbf{W} \mathbf{s}) + G_3 (\mathbf{s}^2 - \frac{1}{3}\{\mathbf{s}^2\} \mathbf{I})) \quad (5)$$

em que \mathbf{s} é o tensor taxa de deformação adimensional e \mathbf{W} é o tensor vorticidade adimensional. Note que a adimensionalização utilizada no modelo Gatski & Speziale é diferente daquela utilizada no modelo Girimaji.

Os coeficientes da Eq. (5) são calculados através das Eqs. (6), (7) e (8).

$$G_1 = \begin{cases} \frac{L_1^0 L_2}{(L_1^0)^2 + 2\eta_2 (L_4)^2} & \text{para } \eta_1 = 0 \\ \frac{L_1^0 L_2}{(L_1^0)^2 + \eta_1 L_1^1 L_2 - \frac{2}{3}\eta_1 (L_3)^2 + 2\eta_2 (L_4)^2} & \text{para } L_1 = 0 \\ -\frac{p}{3} + \left(-\frac{b}{2} + \sqrt{D}\right)^{\frac{1}{3}} + \left(-\frac{b}{2} - \sqrt{D}\right)^{\frac{1}{3}} & \text{para } D > 0 \\ -\frac{p}{3} + 2\sqrt{-\frac{a}{3}} \cos\left(\frac{\theta}{3}\right) & \text{para } D < 0 \text{ e } b < 0 \\ -\frac{p}{3} + 2\sqrt{-\frac{a}{3}} \cos\left(\frac{\theta}{3} + \frac{2\pi}{3}\right) & \text{para } D < 0 \text{ e } b > 0 \end{cases} \quad (6)$$

$$G_2 = \frac{-L_4 G_1}{(L_1^0 - \eta_1 L_1^1 G_1)} \quad (7)$$

$$G_3 = \frac{2L_3 G_1}{(L_1^0 - \eta_1 L_1^1 G_1)} \quad (8)$$

em que L_1^0, L_1^1, L_2, L_3 e L_4 representam coeficientes constantes derivados de um modelo de fechamento de segunda ordem. Os termos a, b, p, D e θ representam variáveis necessárias para a solução do problema não-linear, cuja descrição está em Girimaji (1995). Os termos restantes, $\eta_1 = s_{ij}s_{ij}$ e $\eta_2 = W_{ij}W_{ij}$, representam os invariantes do tensor de Reynolds.

2.2. Modelo $k-\varepsilon$

Além de uma equação constitutiva para o tensor de Reynolds, é necessário o uso de um modelo para calcular as escalas de comprimento e velocidade da turbulência. O modelo $k-\varepsilon$ tem sido o mais utilizado para este propósito e é definido, na forma original de Launder e Spalding (1974), através das Eqs. (9) e (10).

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho u_j k - \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] = P - \rho \varepsilon \quad (9)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho u_j \varepsilon - \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (10)$$

em que ε é a dissipação de energia cinética, os σ 's são os números de Prandtl turbulentos para as respectivas equações, P é a produção de energia cinética e os C 's são coeficientes constantes da equação de dissipação.

3. MÉTODO NUMÉRICO

O método numérico descrito por Ferziger & Peric (1996) foi a opção empregada para simular o escoamento turbulento analisado neste trabalho. Este método resolve as equações de Reynolds permanentes, bidimensionais, em conjunto com um modelo de turbulência de duas equações. As equações são discretizadas por uma malha de volumes finitos colocados para a pressão e velocidade, utilizando a interpolação Rhie-Chow (Rhie & Chow, 1985) para os fluxos de massa. O acoplamento de pressão e velocidade é conseguido através do método SIMPLE (Caretto *et al.*, 1972). O esquema de

interpolação SMART (Waterson & Deconick, 1994) foi utilizado no cálculo dos fluxos convectivos e interpolação linear foi utilizada para calcular os fluxos difusivos.

As condições de contorno na entrada são retiradas dos dados experimentais, sendo estes dados interpolados linearmente para obtenção dos valores nodais da malha computacional. A dissipação de energia cinética, quantidade não disponível nos dados experimentais, é estimada através da relação normalmente encontrada na literatura, Eq. 11 (Versteeg e Malalasekera, 1995).

$$\varepsilon = \frac{3k^{3/2}}{H} \quad (11)$$

Na saída do domínio computacional são utilizadas as condições de gradiente nulo. Um duto reto com $60H$ de comprimento é colocado na saída para evitar a influência deste contorno sobre a simulação na região de interesse. As condições nos contornos sólidos são determinadas através da lei de parede clássica, apesar da inadequação desta formulação para regiões com recirculação de fluido.

O critério de convergência para o método SIMPLE, em todas as simulações efetuadas, foi a redução da norma L_1 dos resíduos iniciais de todas as equações em, no mínimo, cinco (5) ordens de grandeza. O código foi compilado utilizando o *Lahey-Fujitsu Fortran95 Linux Express v5.5*, e as simulações foram efetuadas em um computador *Pentium II 400 MHz*, funcionando com sistema operacional *Linux Conectiva 4.0*. O número de iterações e o tempo de processamento, necessários para a convergência de cada modelo, podem ser observados na Tabela 1.

Tabela 1. Número de iterações e tempo de processamento

Modelo de Turbulência	Iterações	Tempo de Processamento(s)
Linear	6059	5,39E4
Gatski-Speziale	8008	8,07E4
Girimaji	8278	8,39E4

Um estudo simples de independência dos resultados em relação à malha foi realizado apenas para o caso linear. Uma malha com 419×160 volumes de controle foi utilizada para aferir se a malha original de 211×80 continha a resolução necessária para captar a física do problema. A diferença entre os dois casos foi mínima ($<1\%$), demonstrando que a resolução da malha de 211×80 é suficiente para este problema.

4. CASO TESTE

O experimento de Driver & Seegmiller (1985) é utilizado como caso teste deste estudo. Este experimento analisa o escoamento incompressível sobre um degrau bidimensional, com uma razão de expansão de 1:1,125. A medição da velocidade média e tensões de Reynolds foi efetuada com o uso de um anemômetro a laser. O experimento foi realizado com ar nas condições atmosféricas de pressão e temperatura, com velocidade uniforme na entrada de $44,2 \text{ m/s}$ (U , velocidade de referência), resultando em um número de Reynolds, baseado na altura do degrau, de $Re = 3,6 \times 10^5$ e um número de Mach, $Ma = 0,128$, correspondente a um escoamento incompressível.

A configuração experimental foi construída a partir de um duto retangular com $1,0$ metro de comprimento, $15,1 \text{ cm}$ de largura e $10,1 \text{ cm}$ de altura na entrada, utilizado para desenvolver uma camada limite turbulenta, seguido por um degrau com $1,27 \text{ cm}$ de altura (H) e um duto de saída. A grande razão de aspecto entre a largura do túnel e a

altura do degrau serve para minimizar os efeitos tridimensionais na região de recirculação do escoamento. Já a pequena razão de expansão do duto tem como propósito minimizar o gradiente de pressão, devido à expansão súbita, no escoamento distante do degrau (*freestream*).

5. RESULTADOS

Uma das principais variáveis de interesse, na simulação do escoamento sobre o degrau, é a distância necessária para o recolamento do escoamento após o degrau. As distâncias adimensionais (x/H) de recolamento, para os diferentes modelos de turbulência, podem ser observadas na Tabela 2.

Tabela 2. Distância para o recolamento do escoamento após o degrau

Modelo de Turbulência	Sigla	Distância para o Recolamento (x/H)
Experimental	EXP	6,26
Linear	LIN	4,64
Gatski-Speziale	GS	6,34
Girimaji	GM	6,08

É fácil observar que as distâncias de recolamento estimadas pelos modelos não-lineares, Gatski-Speziale e Girimaji, são bem mais próximas ao resultado experimental do que a distância calculada através do modelo linear. Um comportamento semelhante do modelo linear é observado por Yoder e Geordiadis (1999), em que a configuração de Driver e Seegmiller é simulada utilizando o modelo $k-\varepsilon$ linear de Chien, um modelo que utiliza correções viscosas para permitir a integração do modelo até o contorno sólido, evitando o uso de leis de parede. Neste trabalho a distância de recolamento foi estimada em $x/H = 5,3$, ainda bem distante do valor experimental.

Ao observar a Fig. 1, contendo o perfil da velocidade (u) na direção longitudinal (x) do duto, pode-se perceber que os perfis numéricos calculados através dos modelos não-lineares fazem uma melhor estimativa na região acima do degrau ($y/H > 0$) e dentro da região de recirculação ($y/H < 0$ e $x/H < 5$). O modelo linear consegue uma melhor representação apenas na região após a recirculação e abaixo do degrau ($y/H < 0$ e $x/H > 5$). No entanto, a diferença entre os modelos não parece ser suficiente para justificar a diferença exagerada na estimativa do comprimento de recolamento.

Na Fig. 2, contendo o perfil da velocidade (v) na direção transversal (y) do duto, existe um indício da dificuldade do modelo linear em estimar a distância de recolamento. Na região de recirculação, como no perfil $x/H=3$, observa-se que o valor da velocidade v é superestimado, especialmente em direção à parede, gerando uma redução na distância de recolamento. Os perfis de v , calculados com os modelos não-lineares, são mais próximos aos valores experimentais, causando uma estimativa mais coerente para a distância de recolamento.

Observando a Fig. 3, onde encontram-se os perfis para a energia cinética de turbulência, pode-se observar que o modelo linear permite o transporte da turbulência na direção transversal (y) de forma mais acentuada do que observado nos dados experimentais, especialmente para longe da região de recirculação. Os modelos não-lineares, por outro lado, fazem uma excelente estimativa da intensidade de turbulência acima do degrau ($y/H > 0$), mas subestimam a intensidade de turbulência dentro da região de recirculação logo após o degrau.

As tensões normais do tensor de Reynolds, Figs. 4 e 6, demonstram que o modelo linear não consegue estimar bem o comportamento das flutuações na direção transversal (x) na região próxima ao degrau, mas faz as melhores estimativas na direção longitudinal (y). Não se pode apontar esta falha do modelo linear como sendo responsável pela subestimação da distância de recolamento, já que os resultados obtidos através do modelo Gatski-Speziale são ainda piores para a região próxima ao degrau e este modelo obteve o melhor resultado para a distância de recolamento. O único modelo a estimar as duas componentes de forma satisfatória é o modelo Girimaji, mas deve-se observar que os gradientes destas tensões é que entram na equação de conservação de movimento, e portanto perfis que diferem apenas por um valor constante geram termos de igual valor na equação de conservação.

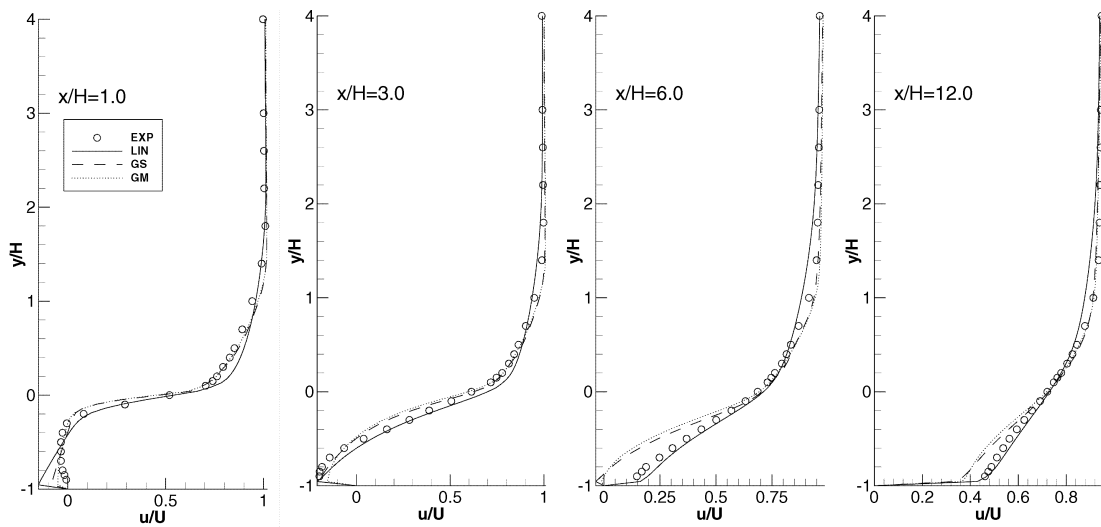


Figura 1 – Velocidade Adimensional u/U

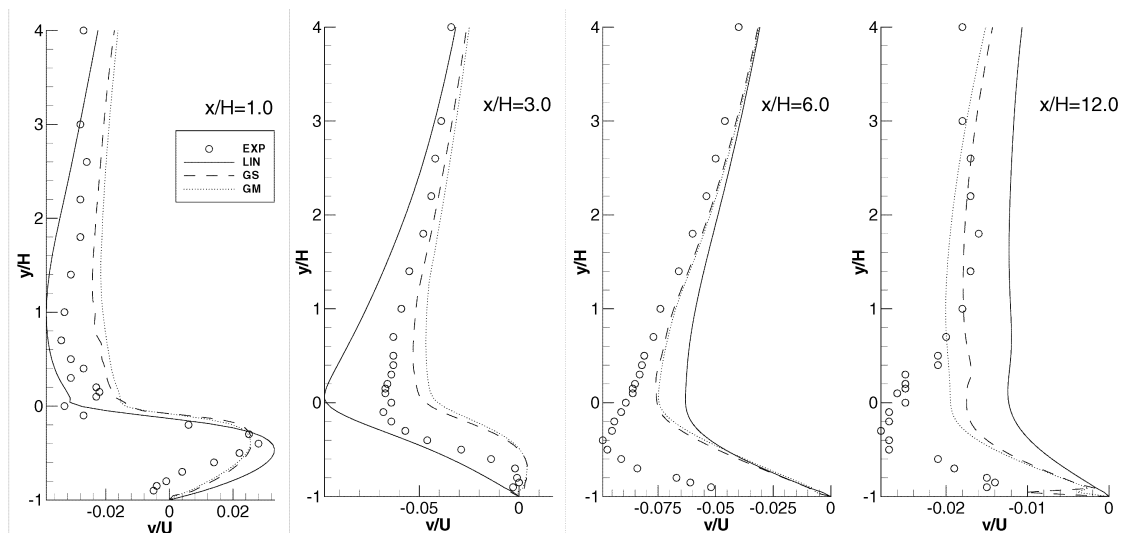


Figura 2 – Velocidade Adimensional v/U

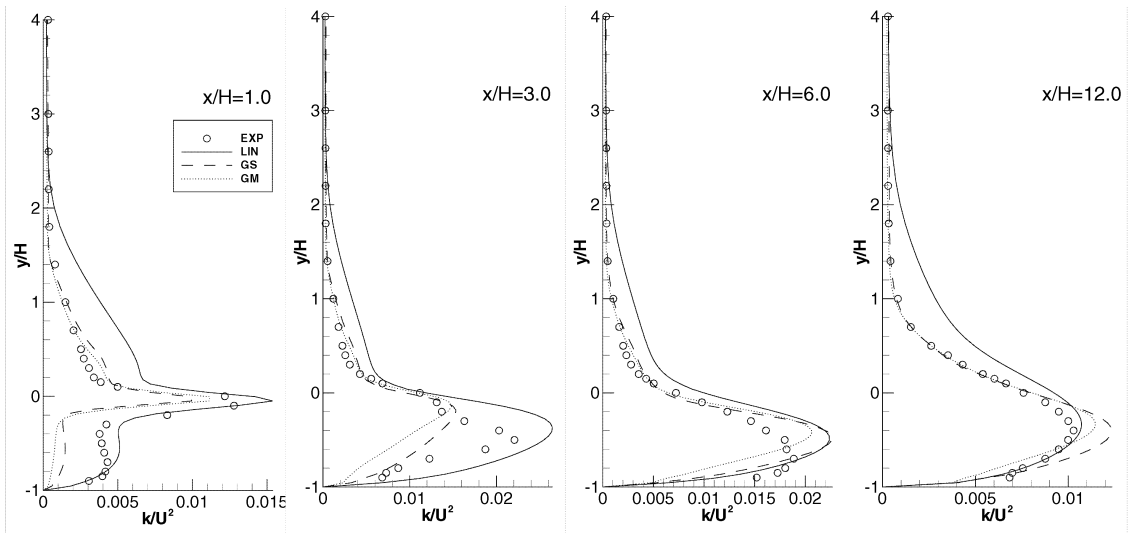


Figura 3 – Energia cinética de turbulência adimensional k/U^2

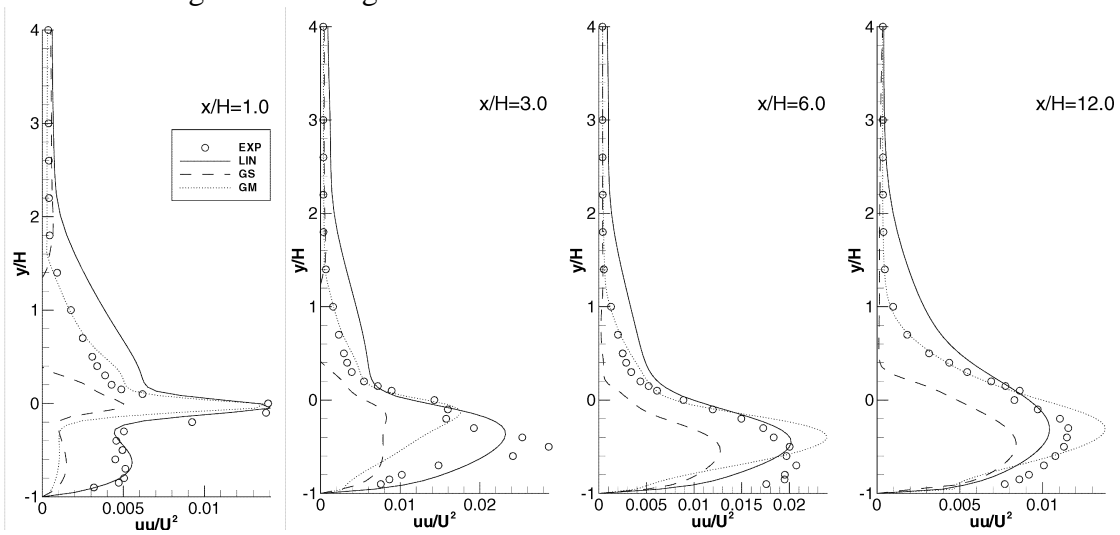


Figura 4 – Tensão de Reynolds adimensional $\overline{u'u'}/U^2$

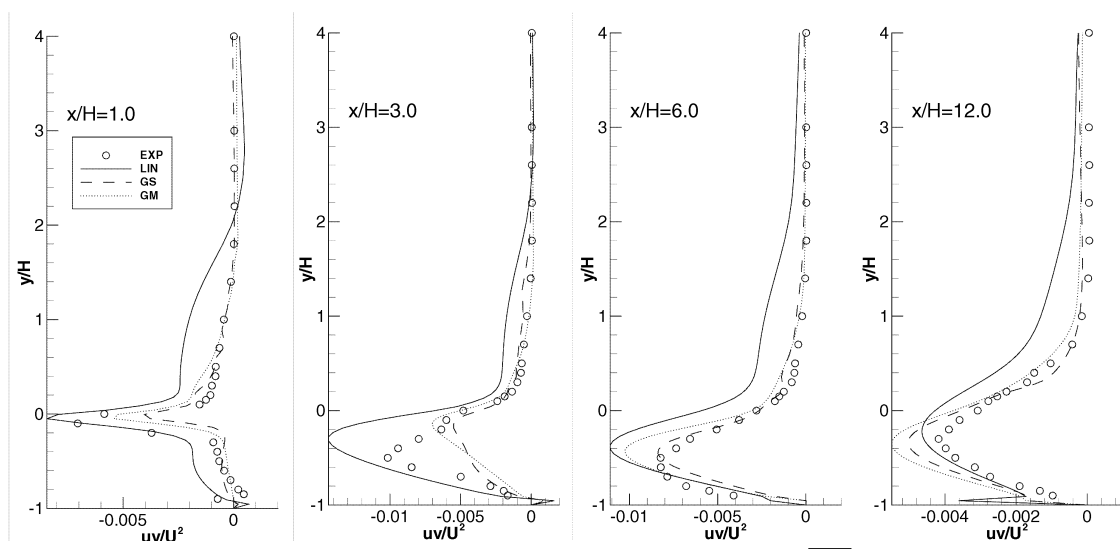


Figura 5 – Tensão de Reynolds adimensional $\overline{u'v'}/U^2$

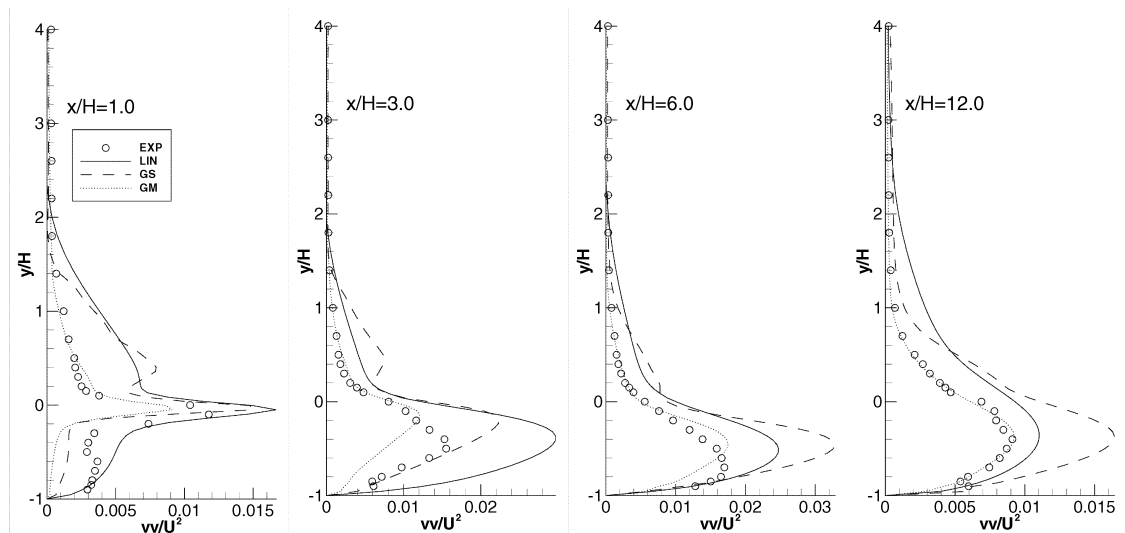


Figura 6 – Tensão de Reynolds adimensional $\overline{v'v'}/U^2$

A tensão cisalhante de Reynolds, Fig. 5, apresenta, novamente, a tendência do modelo linear em permitir que o distúrbio causado pela expansão abrupta se transporte com uma velocidade maior que aquela observada no caso experimental (observar $x/H=3$). Os modelos não-lineares não apresentam este transporte exagerado e seus perfis apresentam uma melhor correlação com os dados experimentais na região de recirculação.

6. CONCLUSÃO

Os resultados obtidos através dos modelos não-lineares para a distância necessária para o recolamento do escoamento mostraram-se mais próximos aos dados experimentais de Driver & Seegmiller (1985) que os resultados obtidos através do modelo linear. A péssima estimativa conseguida para a distância de recolamento resultante do modelo linear, 26% de erro em relação ao caso experimental, pode ser atribuído a combinação do uso da lei de parede clássica, sabidamente inadaptada a modelação de regiões de recirculação, com as deficiências da hipótese de Boussinesq agravadas pela recirculação. O modelo linear oferece uma boa estimativa da velocidade na direção longitudinal do duto (x) e as principais diferenças entre o modelo e os dados experimentais são observadas na região imediatamente após o degrau ($0 < x/H < 3$). O principal problema do modelo linear parece ser o transporte exagerado da turbulência na direção transversal (y) do duto.

A melhoria na estimativa da distância de recolamento se deve a uma melhor modelagem do transporte da turbulência na região imediatamente após o degrau e não, como poderia se supor, por uma melhor representação da anisotropia das tensões normais do tensor de Reynolds. É importante ressaltar que o modelo que melhor estimou a distância de recolamento, o modelo Gatski-Speziale com apenas 1,3% de erro em relação ao resultado experimental, apresentou os piores resultados para as tensões normais de Reynolds na região de recirculação.

O modelo Girimaji, por outro lado, apresentou perfis próximos aos dados experimentais para a maior parte das situações analisadas, com um erro de apenas 2,8% na estimativa da distância de recolamento. Modelos não-lineares deste tipo, onde a razão de produção-dissipação da turbulência é tratada implicitamente, são indicados para a pesquisa futura sobre modelos do tensor de Reynolds na simulação de escoamentos complexos.

REFERÊNCIAS

- Boussinesq, J., 1877, Théorie de l'Écoulement Tourbillant, Mem. Présentés par Divers Savants Acad. Sci. Inst. Fr., vol. 23, pp. 46-50
- Caretto, L.S., Gosman, A.D., Patankar, S.V., Spalding, D.B., 1972, Two calculation procedures for steady, three-dimensional flows with recirculation, in Proceedings of the Third International Conference in Numerical Methods in Fluid Dynamics, Paris
- Driver, D.M., Seegmiller, H.L., 1995, Features of a reattaching turbulent shear layer in divergent channel flow, AIAA Journal, vol. 23, n. 2, pp. 163-171
- Ferziger, J.H., Peric, M., 1996, Computational Methods for Fluid Dynamics, Springer-Verlag, Berlin
- Gatski, T.B., Speziale, C.G., 1993, On explicit algebraic stress models for complex turbulent flows, J. Fluid Mech., vol. 254, pp. 59-78
- Girimaji, S.S., 1995, Fully-explicit and self-consistent algebraic Reynolds stress model, Relatório NASA-ICASE 95-82, Contrato NAS1-19480
- Lauder, B.E., Spalding, D.B., 1974, The numerical computation of turbulent flows, Computational Methods Applied to Mechanical Engineering, vol. 3, pp. 269-289
- Pope, S.B., 1975, A more general effective-viscosity hypothesis, J. Fluid Mech., vol. 72, pp. 331-340
- Rhie, C.M., Chow, W.L., 1983, Numerical study of the turbulent flow past an airfoil with trailing edge separation, AIAA Journal, vol. 21, n. 11, pp. 1525-1532
- Rodi, W., 1972, The prediction of free turbulent boundary layers by use of a two-equation model of turbulence, Tese de Doutorado, Department of Mechanical Engineering, Imperial College, Inglaterra
- Speziale, C.G., Sarkar, S., Gatski, T.B., 1991, Modeling the pressure-strain correlation of turbulence: An invariant dynamical systems approach, J. Fluid Mech., vol. 227, pp. 245-272
- Versteeg, H.K., Malalasekera, W., 1995, An introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method, Longman Scientific & Technical, E.U.A.
- Waterson, N.P., Deconick, H., 1994, Development of a Bounded Higher-Order Convection Scheme for General Industrial Applications, Relatório de Projeto 1994-33, von Karman Institute for Fluid Dynamics
- Yoder, D.A., Georgiadis, N.J., 1999, Implementation and Validation of the Chien k-epsilon Turbulence Model in the WIND Navier-Stokes Code, AIAA Paper 99-0745

NONLINEAR MODELS FOR THE REYNOLDS TENSOR IN THE SIMULATION OF WALL-BOUNDED FLOWS

Abstract. *Two nonlinear algebraic models for the Reynolds tensor are used in the simulation of the turbulent flow over a backwards-facing step, a case where the linear model for the Reynolds tensor, the Boussinesq hypothesis, is not valid and yields unsatisfactory results. The goal of this paper is to evaluate the performance of non-linear models of the Reynolds tensor in the experimental configuration of Driver & Seegmiller (1985). A collocated finite volume code was used to solve the time-averaged incompressible Navier-Stokes equations while using various models for the Reynolds tensor to solve the closure problem. The computational data obtained through three different explicit models for the Reynolds tensor – Boussinesq hypothesis, Gatski-Speziale, Girimaji – are compared with experimental data. The non-linear models achieve a more consistent representation of the transport of turbulence in the region immediately downstream of the sudden expansion, while consuming approximately 50% more computation time, when compared to the linear model. The improved representation of the transport of turbulence following the step allowed the estimation of the reattachment distance of the flow to within 3% of the experimental value, which may be compared with the 26% margin observed when applying the Boussinesq hypothesis.*

Keywords: *Fluid Mechanics, Turbulence, Numerical Simulation, Turbulence Models, Reynolds Tensor Models*