



INVESTIGAÇÃO DE MODELOS DE TURBULÊNCIA NO ESCOAMENTO DO VENTO EM PONTES

Malveira, Leandro

Kurokawa, Fernando Akira

Gallo, Carolina Carreiro

Corrêa, Laís

Nakao, Osvaldo Shigueru

malveira@usp.br

fernando.kurokawa@poli.usp.br

carolgallo@usp.br

la.correa13@gmail.com

nakao@usp.br

Departamento de Engenharia de Construção Civil, Escola Politécnica da USP

Av. Prof. Almeida Prado, trav.2, 83, Cidade Universitária, 05508-900, São Paulo, SP, Brasil.

Resumo. *Com as necessidades do mundo moderno, as estruturas vêm se tornando cada vez maiores, esbeltas, leves e flexíveis como por exemplo, as pontes estaiadas e suspensas que possuem longos vãos. Tais estruturas merecem especial atenção, devido aos problemas originados pela incidência de cargas imprevistas provocadas pelo vento em seu sistema estrutural. No caso de corpos alongados posicionados horizontalmente no escoamento, como vãos de pontes, as forças provenientes da interação fluido-estrutura podem gerar oscilações na estrutura. Essas oscilações alteram a rigidez e o amortecimento das estruturas, as quais podem levar ao surgimento do fenômeno de instabilidade, tendo como consequência a ruptura do tabuleiro dessa estrutura. Este trabalho visa investigar o comportamento do vento sobre seções transversais de pontes via simulação em CFD (Computational Fluid Dynamics) com o intuito de analisar os coeficientes aerodinâmicos e número de Strouhal inerentes da interação vento-estrutura. É de suma importância que se utilize um modelo de turbulência adequado, principalmente quando se pretende analisar a resposta dinâmica do tabuleiro onde é fundamental averiguar o efeito do desprendimento de vórtices. A simulação da*

interação fluido-estrutura foi feita utilizando a ferramenta ANSYS CFX na qual foram adotados os modelos de turbulência $k - \epsilon$ padrão, SST, LLR e LES Smagorinsky.

Palavras-chave: Dinâmica dos fluidos computacional, Coeficientes aerodinâmicos, Interação fluido-estrutura, Número de Strouhal, Desprendimento de vórtices.

1 INTRODUÇÃO

Com a evolução no ramo da engenharia civil, materiais mais resistentes vêm sendo desenvolvidos, permitindo a construção de estruturas mais esbeltas, leves e flexíveis. Além disso, com as necessidades do mundo moderno, as estruturas vêm se tornando cada vez maiores, como por exemplo, as pontes estaiadas e suspensas que possuem longos vãos. Dessa forma, tais estruturas merecem especial atenção, devido aos problemas originados pela incidência de cargas imprevistas provocadas pelo vento em seu sistema estrutural. A determinação das cargas induzidas pelo vento e sua respectiva ação dinâmica nessas estruturas demanda análises mais aprofundadas, em face da complexidade do fenômeno e o caráter absolutamente aleatório do seu comportamento (Miguel, 2003).

Estruturas como as pontes com longos vãos, principalmente aquelas em que a forma da seção transversal tem caráter decisivo no cálculo dos parâmetros de projeto, os efeitos da ação do vento devem ser considerados, identificados e quantificados (Blessmann, 2005). Assim, o estudo da ação do vento e sua interação com essas pontes, apresentam-se de forma preponderante e devem ser levados em conta ainda na fase de projetos. Estas devem ser projetadas para suportar as forças impostas pelo vento.

No caso de corpos alongados posicionados horizontalmente no escoamento, como vãos de pontes, as forças devidas ao vento são basicamente a força de arrasto, momento e de sustentação. Existem também, as forças provenientes da interação fluido-estrutura que podem gerar oscilações na estrutura. Essas oscilações alteram a rigidez e o amortecimento das estruturas, as quais podem levar ao surgimento do fenômeno de instabilidade, tendo como consequência a ruptura do tabuleiro dessa estrutura. Problemas de instabilidade são muito frequentes em estruturas flexíveis, como é o caso das pontes estaiadas e suspensas (Limas, 2007).

Quando há um fenômeno resultante apenas da ação do escoamento sobre a estrutura, ou seja, quando uma esteira de vórtices é desprendida de um corpo fixo incidente sobre ela, tem-se uma instabilidade denominada aerodinâmica. Mas, se um corpo imerso em um escoamento sofre deslocamentos em função das forças de interação na qual dão origem a deflexões sucessivas de características oscilatórias ou divergentes, identifica-se como uma instabilidade aeroelástica (Simiu e Scanlan, 1996).

Com base neste contexto, objetivo deste trabalho é investigar o comportamento do vento sobre seções transversais de pontes via simulação em CFD (*Computational Fluid Dynamics*) com o intuito de analisar os coeficientes aerodinâmicos e número de Strouhal inerentes da interação vento-estrutura. No entanto, algumas deficiências aparecem quando se pretende trabalhar com esses problemas. Em geral, os escoamentos são turbulentos com números de Reynolds elevados, o que se faz necessário o uso de um modelo de turbulência.

Dessa forma, é de suma importância que se utilize um modelo de turbulência adequado, principalmente quando se pretende analisar a resposta dinâmica do tabuleiro onde é fundamental averiguar o efeito do desprendimento de vórtices. Nesse sentido, pretende-se investigar os modelos: $k - \epsilon$ padrão, SST (Shear Stress Transport), LLR (Tensor de

Reynolds), modelo LES de Smagorinsky em problemas de fluido-estrutura *one way*. Vale ressaltar ainda que, apenas a primeira parte da interação fluido-estrutura foi analisada, ou seja, somente o módulo fluido, não sendo realizadas análises na estrutura após sua possível deformação. Neste trabalho foram realizadas simulações de um escoamento em torno de um perfil em seção fixa em que se considerou três tipos de perfis. O primeiro perfil é uma seção circular do cilindro. O segundo é uma seção quadrada do cilindro. E, o último uma seção transversal do tabuleiro da ponte suspensa *Great Belt East*.

2 METODOLOGIA

2.1 Equações governantes

As equações governantes que modelam escoamentos incompressíveis, transientes e isotérmicos são as equações de conservação de massa e de momento, dadas respectivamente por

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial(u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) + f_i, \quad i = 1, 2, \quad (2)$$

em que u_i são as componentes de velocidade, t é o tempo, ρ é a massa específica, p é a pressão, ν é a viscosidade cinemática, f_i representa as forças externas.

Em geral, os escoamentos são turbulentos com elevados números de Reynolds. Esses escoamentos são altamente instáveis, tridimensionais e cujo processo é dependente do tempo. Nesse regime de escoamento a viscosidade passa a ter uma característica randômica e por essa razão são necessárias maneiras que possam prever esse comportamento para que os termos das equações que envolvem a viscosidade sejam completos. Com isso se faz necessário o uso de um modelo de turbulência. De acordo com Wilcox (1993) existem na literatura vários modelos de turbulência.

2.2 Modelos de turbulência

Os modelos de turbulência investigados nesse trabalho são: $k - \varepsilon$ padrão, SST (*Shear Stress Transport*), LRR (Tensor de Reynolds), LES de Smagorinsky.

Modelo $k - \varepsilon$ padrão. O modelo de turbulência $k - \varepsilon$ (Yakhot e Orszag, 1986; Yakhot et al. 1992) está entre os modelos conhecidos como duas equações (Eger, 2010), em que as escalas de velocidade e de comprimento são obtidas através da solução de duas equações de transporte. A variável k representa a energia cinética turbulenta e o ε é a taxa de dissipação em que as equações de transporte são dadas, respectivamente, por

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial(k u_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\left(\mu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + P - \varepsilon, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial(\varepsilon u_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\left(\mu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{\kappa} P - C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{\kappa}, \quad (4)$$

na qual P é o termo da produção da média da energia cinética turbulenta, σ_κ e σ_ε são os coeficientes de difusão turbulenta, $C_{1\varepsilon}$ e $C_{2\varepsilon}$ são constantes empíricas. A viscosidade turbulenta ν_t é calculada por $\nu_t = \rho C_\mu \frac{\kappa^2}{\varepsilon}$ em que C_μ é uma constante empírica.

As constantes do modelo foram obtidas a partir da correlação de dados experimentais de diversos escoamentos turbulentos, sendo dadas por: $C_\mu = 0.09$, $C_{1\varepsilon} = 1.44$, $C_{2\varepsilon} = 1.92$, $\sigma_\kappa = 1.0$ e $\sigma_\varepsilon = 1.3$.

Modelo SST (Shear Strees Transport). O modelo SST é também conhecido com uma adaptação do modelo BSL (*Baseline k - ω*). Esse modelo foi proposto por Menter (1994) no qual faz uso de dois outros modelos, $k - \varepsilon$ e $k - \omega$ (Launder e Spalding, 1974; Yakhot et al. 1992). Na região externa do escoamento utiliza-se a formulação do modelo $k - \varepsilon$, em que se mostra pouco eficiente. E, na região próxima à parede, utilizam-se as equações de transporte do modelo $k - \omega$.

O modelo de turbulência SST é composto por duas equações de transporte, sendo uma a equação da energia cinética turbulenta (k), Eq. (5), e a outra a taxa de dissipação específica de energia cinética turbulenta (ω), Eq. (6).

A equação da energia cinética turbulenta (k) é dada por

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial(\kappa u_i)}{\partial x_i} = \frac{\tilde{P}_k}{\rho} - \beta^* \omega \kappa + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\mu + \sigma_\kappa \nu_t) \frac{\partial \kappa}{\partial x_i} \right], \quad (5)$$

em que, u_i são as componentes de velocidade, ρ é a massa específica, μ é a viscosidade molecular, ν_t é a viscosidade turbulenta. O termo \tilde{P}_k é dado por $\tilde{P}_k = \min(P_k, 10\varepsilon)$, na qual $\varepsilon = \omega^* \beta^* \kappa$, com P_k dado por

$$P_k = \nu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right).$$

E, a equação da taxa de dissipação de energia cinética turbulenta, ω , para o modelo SST é expressa por

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial(\omega u_i)}{\partial x_i} = \alpha S^2 - \beta \omega^2 + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\mu + \sigma_\omega \nu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] + 2(1 - F_1) \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial \kappa}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i}, \quad (6)$$

em que F_1 é definido por

$$F_1 = \tanh \left\{ \left\{ \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{\kappa}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4\rho \sigma_{\omega 2} \kappa}{CD_{\kappa \omega} y^2} \right] \right\}^4 \right\},$$

na qual,

$$CD_{\kappa\omega} = \max\left(2\rho\sigma_{\omega 2}\frac{1}{\omega}\frac{\partial\kappa}{\partial x_i}\frac{\partial\omega}{\partial x_i}, 10^{-10}\right),$$

em que y é a distância da superfície de não deslizamento. Além disso, a viscosidade turbulenta é calculada da seguinte forma

$$\nu_t = \rho \frac{\alpha_1 \kappa}{\max(\alpha_1 \omega \sqrt{S_{ij} S_{ij}}, F_2)},$$

na qual $\sqrt{S_{ij} S_{ij}}$ representa uma medida invariante do tensor taxa de deformação e F_2 é determinada por

$$F_2 = \tanh\left\{\left[\max\left(\frac{2\sqrt{\kappa}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega}\right)\right]^2\right\}.$$

As demais constantes são dadas na Tabela 1. Essas constantes são oriundas dos modelos $\kappa - \varepsilon$ e $\kappa - \omega$ com alguns ajustes (Menter, 2003).

Tabela 1. Constantes das equações do modelo de turbulência SST

β	α_1	β_1	$\sigma_{\kappa 1}$	$\sigma_{\omega 1}$	α_2	β_2	$\sigma_{\kappa 2}$	$\sigma_{\omega 2}$
0.09	5/9	3/40	0.85	0.5	0.44	0.0828	1	0.856

Modelo LRR (Equação de Transporte do Tensor de Reynolds). O modelo LRR (Launder, Reece e Rody, 1975) foi um dos primeiros modelos de segunda ordem a ser formulado, utilizando-se um processo de eliminação da flutuação da pressão através da equação de Poisson. Conhecidos na literatura como modelos de fechamento direto ou de segunda ordem (Launder e Shima, 1989), as equações de transporte para o Tensor de Reynolds podem ser obtidas a partir das equações de Navier Stokes e das equações médias de Reynolds. Para escoamentos incompressíveis tem-se que

$$\frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial t} + \bar{u}_l \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_l} = D_{ij} + P_{ij} + \Phi_{ij} - \varepsilon_{ij},$$

em que

- D_{ij} é o termo do transporte difusivo dado por

$$D_{ij} = \frac{\partial}{\partial x_l} \left[\nu \frac{\partial}{\partial x_l} (\overline{u'_i u'_j}) \right] - \frac{\partial}{\partial x_l} \left[\overline{u'_i u'_j u'_l} + \frac{p'}{\rho} (\delta_{lj} u'_i + \delta_{li} u'_j) \right];$$

- P_{ij} é o termo de produção de tensão

$$P_{ij} = - \left[\overline{u'_i u'_l} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_l} + \overline{u'_j u'_l} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_l} \right];$$

- Φ_{ij} é o termo de pressão

$$\Phi_{ij} = \frac{p'}{\rho} \left[\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right];$$

- ε_{ij} é o termo de dissipação viscosa

$$\varepsilon_{ij} = 2\nu \left[\frac{\partial u'_i}{\partial x_l} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_l} \right].$$

A correlação pressão deformação pode ser decomposta em dois termos distintos como $\Phi_{ij} = \Phi_{ij,1} + \Phi_{ij,2}$, em que o termo $\Phi_{ij,1}$ representa a contribuição das interações das flutuações da velocidade (turbulência pura) para a redistribuição

$$\Phi_{ij,1} = -C_{LRR,1} \frac{\varepsilon}{k} \left[\overline{u'_i u'_j} - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \right].$$

E, o termo $\Phi_{ij,2}$ é a contribuição dependente do gradiente de velocidade média (deformação média)

$$\Phi_{ij,2} = -C_{LRR,2} \left(P_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} P_{kk} \right).$$

O modelo LRR foi modificado, conforme Gibson e Launder (1978), cuja finalidade foi de incorporar os efeitos de parede $\Phi_{ij} = \Phi_{ij,1} + \Phi_{ij,2} + \Phi_{ij,W}$.

O termo $\Phi_{ij,W}$ é responsável pela redistribuição da tensão normal nas proximidades da parede, onde ele amortece a tensão normal perpendicular à parede e aumenta as tensões cisalhantes paralelas à parede

$$\Phi_{ij,W} = C_{LRR,3} \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u'_i u'_m} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} \overline{u'_i u'_k} n_j n_k - \frac{3}{2} \overline{u'_i u'_k} n_i n_k \right) f_W + C_{LRR,4} \left(\phi_{km,2} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} \phi_{km,2} n_j n_k - \frac{3}{2} \phi_{jk,2} n_i n_k \right) f_W.$$

na qual n_i é o componente unitário da direção i normal à parede e a função f_W realiza o amortecimento da contribuição do termo $\Phi_{ij,W}$ a medida que o escoamento se afasta da parede e é dada por $f_W = \frac{k^{2/3}}{2.5d}$, em que d é a distância da parede.

As funções de invariantes das tensões de Reynolds $C_{LRR,1}$, $C_{LRR,2}$, $C_{LRR,3}$ e $C_{LRR,4}$ são definidas como

$$C_{LRR,1} = 1 + 2.58A\sqrt{A_2} \{1 - \exp[-(0.0067Re_t)^2]\};$$

$$C_{LRR,2} = 0.75\sqrt{A_2};$$

$$C_{LRR,3} = -\frac{2}{3}C_{LRR,1} + 1.67;$$

$$C_{LRR,4} = \max \left[\frac{\frac{2}{3}C_{LRR,2} - \frac{1}{6}}{C_{LRR,2}}, 0 \right].$$

O número de Reynolds turbulento Re_t é definido por $Re_t = (k^2/\nu\varepsilon)$ e, o parâmetro A e as invariantes A_2 e A_3 são dadas por

$$A = \left[1 - \frac{9}{8}(A_2 - A_3) \right]; A_2 = a_{ik}a_{ki}; A_3 = a_{ik}a_{kj}a_{ji},$$

na qual o tensor anisotrópico a_{ij} é dado por

$$a_{ij} = - \left(\frac{-\overline{u'_i u'_j} + \frac{2}{3}k\delta_{ij}}{k} \right).$$

Modelo LES Smagorinsky. Joseph Smagorinsky (1963) foi o primeiro pesquisador a descrever o modelo de sub malhas (SGS). As tensões turbulentas do modelo de sub malha são modeladas como médias do modelo SGS

$$\left(\overline{\rho u_j u_i} - \tilde{\rho} \tilde{u}_j \tilde{u}_i \right) = \tau_{sgs} - \frac{1}{3} \tau_{ii} \delta_{ij} = -2\mu_{sgs} \bar{S}_{ij} = \mu_{sgs} \left[\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right] = \frac{1}{3} \tau_{ii} \delta_{ij}. \quad (7)$$

O modelo é baseado na viscosidade turbulenta isotrópica dada por

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right).$$

A viscosidade cinemática ν_{sgs} , da Eq. (7) é definida como sendo $\nu_{sgs} = \nu l$, na qual ν e l são a viscosidade cinemática e o comprimento de escala, respectivamente. A viscosidade dinâmica está relacionada com a viscosidade dinâmica através de $\nu_{sgs} = \frac{\mu_{sgs}}{\rho}$ em que

$$\mu_{sgs} = \rho (C_{sgs} \Delta)^2 |\bar{S}| = \rho (C_{sgs} \Delta)^2 \sqrt{2 \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}}.$$

A constante C_{sgs} , que é devida aos efeitos do escoamento médio, cisalhamento e deformações, varia entre 0.1 e 0.24.

2.3 Interação fluido estrutura

Interação fluido estrutura é um complexo fenômeno de interação entre dois meios contínuos, em que a ação do fluido do entorno do sólido produz carregamentos estáticos e dinâmicos que tendem a deformar elasticamente a estrutura, induzindo à vibração (Mannini, 2006). Se essa vibração apresentar deslocamentos significativos, então ela é capaz de interferir no fluxo do fluido no entorno do sólido, alterando o seu comportamento aerodinâmico.

Os coeficientes aerodinâmicos de arrasto (C_D), sustentação (C_L) e momento torsional (C_M) são importantes parâmetros adimensionais de um escoamento, que dependem das características geométricas da seção transversal do objeto, do ângulo de incidência do fluido na estrutura e também do número de Reynolds do escoamento. Esses coeficientes são dados respectivamente por

$$C_D = \frac{\bar{F}_D}{\frac{1}{2} \rho U^2 A},$$

$$C_L = \frac{\bar{F}_L}{\frac{1}{2}\rho U^2 A},$$

$$C_M = \frac{\bar{M}_T}{\frac{1}{2}\rho U^2 A^2},$$

na qual, F_D e F_L são as forças médias de arrasto e sustentação respectivamente, M_T é o momento torsional médio, ρ é a densidade do fluido, U é a velocidade média e A é área de referência.

Em corpos sem nenhuma forma aerodinâmica imersos em um escoamento com um determinado número de Reynolds, nota-se que na esteira a jusante do sólido surge uma formação caracterizada pelo desprendimento alternado de “redemoinhos” denominados vórtices (Blessmann, 2005). Esse fenômeno, conhecido como vórtices de Von Kármán, ocorre com uma frequência característica e dá origem a forças periódicas e oblíquas em relação à direção do fluido. Os componentes dessas forças tendem a produzir oscilações que ocorrem na frequência de desprendimento de cada par de vórtices (Limas, 2007). A relação linear entre esta frequência de desprendimento dos vórtices (f_v) e a velocidade do escoamento define outro parâmetro adimensional do escoamento denominando número de Strouhal (St), expresso por

$$St = \frac{f_v A}{U}.$$

O número de Strouhal é dependente das características geométricas do sólido e do número de Reynolds e tem valor aproximado de 0.2 para placas planas, como o tabuleiro de uma ponte (Righi, 2003).

2.4 Condições iniciais e de contorno

Neste trabalho, para as condições iniciais todas as variáveis são prescritas no início dos cálculos (condição de Dirichlet). Na entrada do domínio (“inlet”), as velocidades são prescritas e na saída do domínio (“outlet”), assume-se que o escoamento está completamente desenvolvido com pressão estática igual zero Pa. Nas paredes superior e inferior do domínio, foi imposta a condição de não deslizamento e nas paredes frontal e posterior a condição de simetria foi imposta.

2.5 Metodologia numérica

As equações governantes, juntamente com as condições de contorno, são resolvidas numericamente no ambiente de simulação ANSYS CFX[®] 17.0 que emprega uma forma generalizada do método dos volumes finitos baseado em elementos.

O método de solução numérica empregado pela ferramenta é método parcialmente acoplado. Para envolver a pressão na equação de conservação da massa o software utiliza o esquema de interpolação Rhie-Chow (Rhie e Chow, 1983) para as velocidades desta equação. Os termos transientes das equações são aproximados pelo método de Euler Implícito de 2^o ordem. Os termos difusivos são por diferenças centrais enquanto que os termos advectivos são discretizados usando-se o esquema *Upwind* de 2^a ordem.

Além disso, o CFX pode ser utilizado juntamente com os módulos componentes da plataforma *Workbench* da ANSYS, cujo ambiente integra diversas aplicações como o gerador de modelos e geometrias *Design Modeler*, o gerador de malha *ICEM CFD*, a ferramenta de configuração e pré-processamento CFD pré, o *solver* CFX e a ferramenta de pós processamento CFD *post*.

A máquina utilizada para as simulações do prisma em seção circular e quadrada é um microcomputador *Intel Core i7-6700*, 3.40 GHz, memória RAM de 16 Gb, 1 Tb de disco rígido e sistema operacional *Windows 10 Pro* de 64 bits. Já as simulações da seção transversal da ponte foram realizadas em estação de trabalho *Intel Xeon E5-2620 v2*, 2.10 GHz, memória RAM de 64 Gb, 1 Tb de disco rígido e sistema operacional *Windows 8.1 Pro* de 64 bits.

3 ESTUDO DE CASO

A fim de investigar os modelos de turbulência: $k - \epsilon$, SST, LRR Reynolds Stress e LES em problemas de fluido-estrutura, com corpos imersos, foram realizadas simulações de um escoamento em torno de um perfil em seção fixa. Neste trabalho, foram considerados três tipos de perfis. O primeiro perfil é uma seção circular do cilindro. O segundo é uma seção quadrada do cilindro. E, o último uma seção transversal do tabuleiro da ponte suspensa *Great Belt East*.

As três seções fixas empregadas nos escoamentos possuem as mesmas características e configurações apresentadas no trabalho de Braun (2007) com objetivo de estabelecer um comparativo entre os seus resultados com os obtidos neste trabalho.

3.1 Escoamento sobre uma seção circular do cilindro

O primeiro problema a ser analisado é do escoamento de um fluido viscoso incidindo sobre uma seção circular de um cilindro. Este exemplo foi escolhido para verificar se os modelos de turbulência para análise do escoamento são capazes de reproduzir os fenômenos relacionados à formação e desprendimento de vórtices.

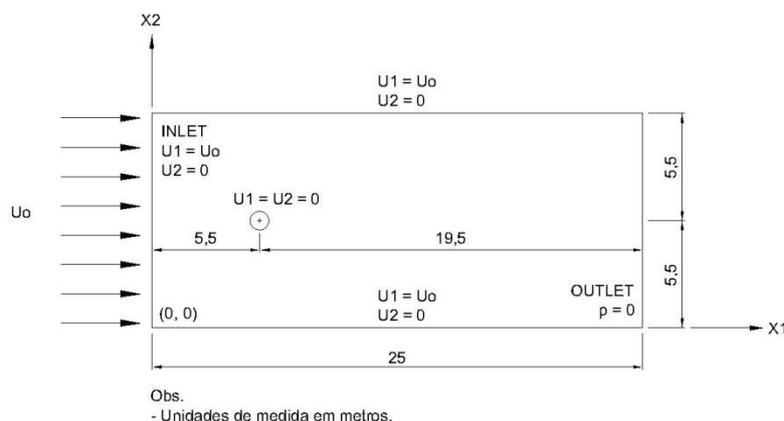


Figura 1. Ilustração esquemática do domínio computacional e condições de contorno do escoamento sobre uma seção circular

De acordo com Braun (2007), nesse problema envolvendo seções circulares, para números de Reynolds em torno de 40, é observada a formação de dois vórtices simétricos e

estacionários na região de recirculação logo após o cilindro. E, para números de Reynolds superior a 40 é observada uma esteira de vórtices, os quais são desprendidos alternadamente dos pontos de separação do escoamento sobre a envoltória do cilindro. Dessa forma, foram analisados dois números de Reynolds: $Re = 40$ e $Re = 1000$.

Na Fig. 1 estão apresentados o domínio computacional e as condições de contorno utilizadas para este problema. A seção circular possui diâmetro de 1.0 m na qual o seu centro se encontra na posição (5.5,5.5). Os campos de velocidade e pressão são iniciados totalmente em repouso.

O domínio computacional foi discretizado utilizando o gerador de malhas, o ANSYS ICEM CFD. Para os dois casos, empregou-se uma malha estruturada com 66215 nós e 52020 elementos, conforme mostra a Fig. 2. Nota-se uma discretização mais refinado próximo à seção circular do cilindro, o que leva a capturar com maior precisão, a região de camada limite e de altos gradientes de velocidade e pressão em torno do corpo.

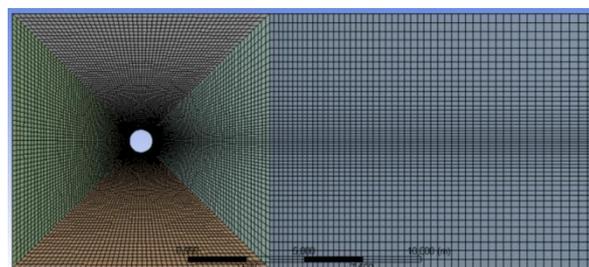


Figura 2. Malha gerada no ICEM CFD com detalhe do refinamento ao redor do cilindro

Embora o escoamento seja considerado bidimensional, foram empregados elementos volumétricos na geração da malha, devido às características do *solver* do ANSYS CFX, criando um elemento unitário na dimensão desprezada do domínio (eixo Z). Os parâmetros do fluido e as constantes geométricas envolvidas no problema estão apresentadas na Tabela 2. As simulações computacionais transcorreram em regime transiente durante 30 s, com um passo de tempo $\Delta t = 1.8 \times 10^{-4}$ s.

Tabela 2. Seção circular: constantes físicas e geométricas utilizadas nas simulações

Propriedades	Valor	
	$Re = 40$	$Re = 1000$
Densidade do fluido (ρ)	1.0 Kg/m ³	1.0 Kg/m ³
Viscosidade dinâmica (μ)	0.25 Ns/m ²	0.01Ns/m ²
Velocidade de entrada (U_0)	10.0 m/s	10.0 m/s
Dimensão característica/ diâmetro do cilindro (D)	1.0 m	1.0 m

3.2 Escoamento sobre uma seção quadrada do cilindro

O segundo problema analisado é do escoamento turbulento sobre uma seção quadrada cujo número de Reynolds é $Re = 22000$. O objetivo desse exemplo é verificar os efeitos causados pela ação de um escoamento em contato com sólido com arestas angulosas e as implicações sobre o padrão de circulação ao redor do mesmo.

A Fig. 3 mostra o domínio computacional e as condições de contorno utilizadas para este problema. O lado do quadrado é de 1.0 m na qual o seu centro se encontra na posição $(7.0,7.0)$. Novamente, os campos de velocidade e pressão são iniciados totalmente em repouso.

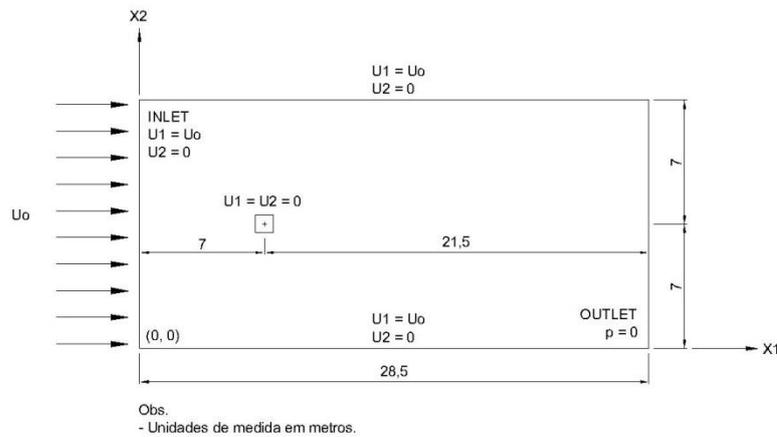


Figura 3. Ilustração esquemática do domínio computacional e condições de contorno do escoamento sobre uma seção quadrada

As características geométricas e as constantes físicas utilizadas nas simulações são apresentadas na Tabela 3.

Tabela 3. Seção quadrada: constantes físicas e geométricas utilizadas nas simulações

Propriedades	Valor
Densidade do fluido (ρ)	1.0 Kg/m^3
Viscosidade dinâmica (μ)	$4.5 \times 10^{-4}\text{ Ns/m}^2$
Velocidade característica (U_0)	10.0 m/s
Dimensão característica – Lado do quadrado (D)	1.0 m

Para este problema, a malha adotada nas simulações também foi do tipo estruturada com 49626 nós e 32554 elementos, conforme ilustra a Fig. 4. O modelo também é um pseudo 2D, com dimensão unitária no eixo Z. O regime do escoamento também é transiente e o tempo total de 30 s e com um passo de tempo $\Delta t = 4.0 \times 10^{-4}\text{ s}$.

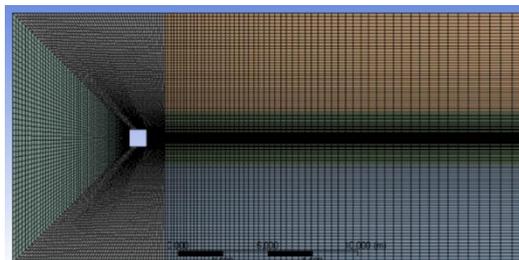


Figura 4. Malha gerada no ICEM CFD para o caso da seção quadrada

3.3 Escoamento sobre uma seção transversal do tabuleiro de uma ponte

O terceiro problema é de um escoamento do vento sobre uma seção transversal do tabuleiro de uma ponte. O perfil escolhido é de um modelo seccional da ponte suspensa *Great*

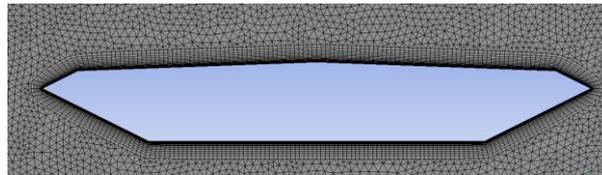


Figura 7. Malha gerada no ICEM CFD com detalhe do refinamento no contorno do tabuleiro.

Nessas simulações computacionais adotou-se o ar atmosférico como fluido, em que suas características bem como outros parâmetros do escoamento são apresentadas na Tabela 4.

Tabela 4. Seção transversal de ponte: constantes físicas e geométricas utilizadas nas simulações

Propriedades	Valor
Densidade do fluido (ρ)	1.32 Kg/m^3
Viscosidade dinâmica (μ)	$5.78 \times 10^{-4} \text{ Ns/m}^2$
Velocidade de inlet (U_0)	40.0 m/s
Dimensão característica seção transversal (D)	31.0 m

O número de Reynolds utilizado na simulação é de 3×10^5 com passo de tempo de 1.15×10^{-4} segundos. O escoamento se desenvolve em regime transiente e o tempo total da simulação é de 30 segundos.

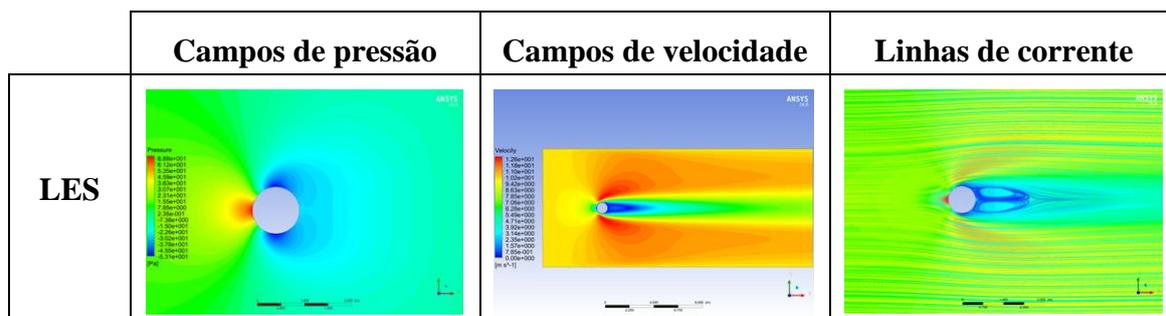
4 RESULTADOS NUMÉRICOS

Nesta seção são apresentados os resultados obtidos das simulações do escoamento sobre uma: seção circular, seção quadrada e seção transversal da ponte Great Belt East utilizando os modelos de turbulência $k - \epsilon$, SST, LRR Reynolds Stress e LES Smagorinsky.

Os resultados obtidos nas simulações foram os coeficientes aerodinâmicos de arrasto (C_D), sustentação (C_L) e número de Strouhal (St) nos quais foram comparados com os resultados do trabalho de de Braun (2007). Além disso, são apresentados também os campos de pressão, campo de velocidade e linhas de corrente para caracterização do fenômeno de desprendimento de vórtices.

4.1 Escoamento sobre uma seção circular de um cilindro

Na Fig. 8 estão ilustrados os resultados referentes aos campos de pressão, velocidade e linhas de corrente para os modelos LES Smagorinsky, $k - \epsilon$, SST, LRR Reynolds Stress, respectivamente, para o caso em que $Re = 40$. Já na Fig. 9 estão ilustrados os resultados para o caso em que $Re = 1000$.



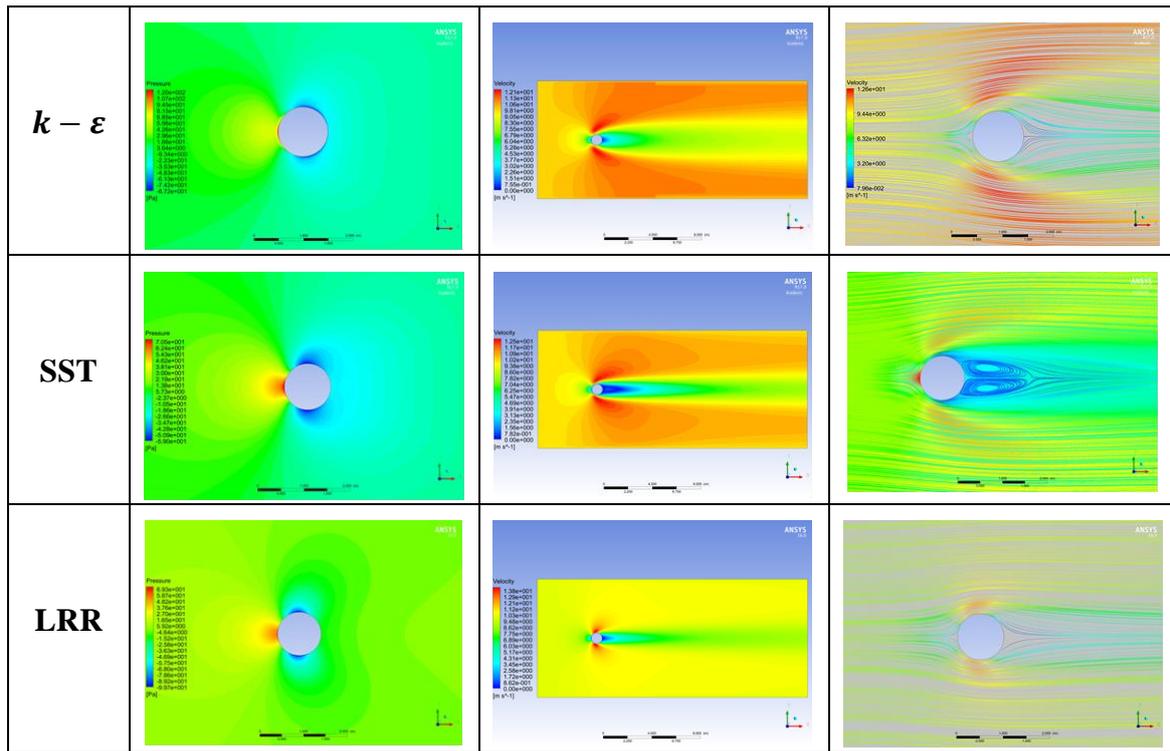
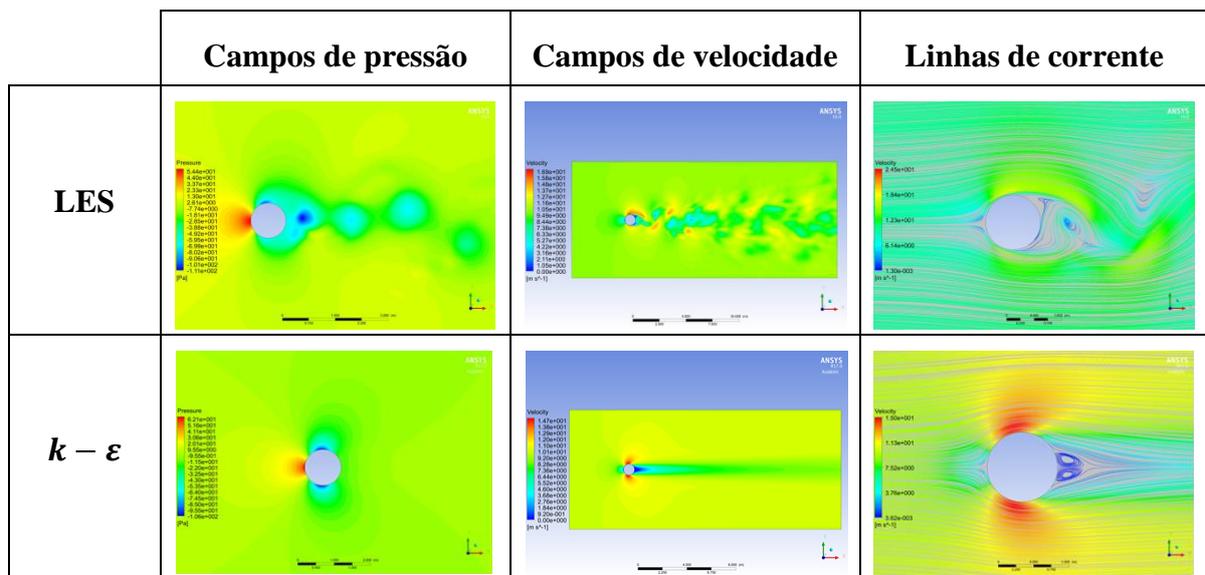


Figura 8. Campos de pressão, campos de velocidade e linhas de corrente na região próxima a seção circular do cilindro para $Re = 40$

A partir da Fig. 8, pode-se observar que para $Re = 40$, o fenômeno relativo à formação de dois vórtices estacionários na região de recirculação logo após a seção circular é reproduzido numericamente apenas pelos modelos LES e SST. Já, os modelos $k - \epsilon$ e LRR não conseguiram reproduzir esse fenômeno.



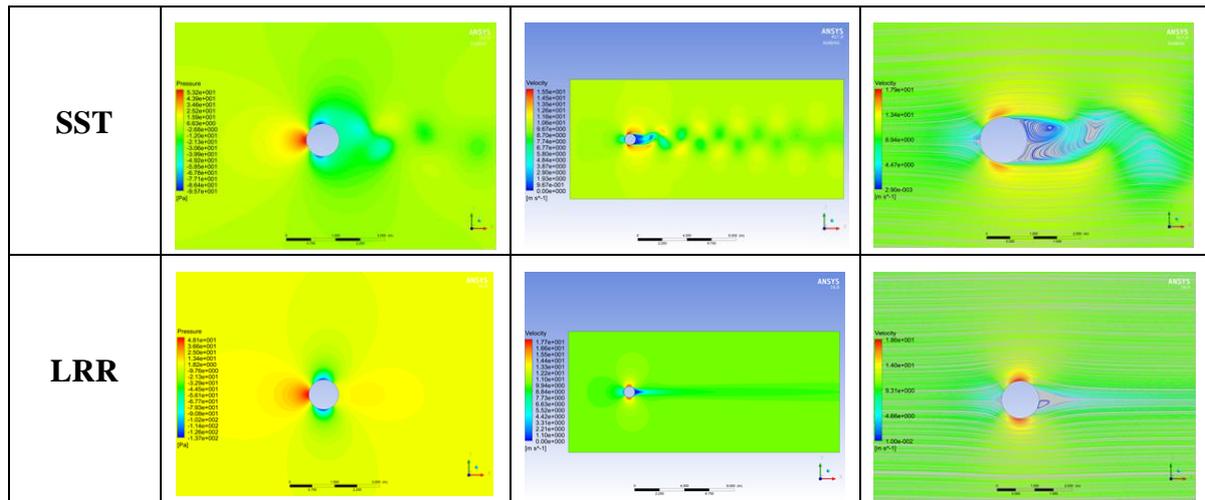


Figura 9. Campos de pressão, campos de velocidade e linhas de corrente na região próxima a seção circular do cilindro para $Re = 1000$

Para uma melhor investigação das diferenças apresentadas pelos modelos de turbulência empregados na simulação, foi determinado os coeficientes de arrasto (C_D) e sustentação (C_L) sobre a seção circular para os dois números de Reynolds. Foi calculado também o número de Strouhal (St) apenas para o caso $Re = 1000$, já que, para $Re = 40$ não há o desprendimento de vórtices.

Tabela 5. Resultados dos coeficientes aerodinâmicos e do número de Strouhal (St) para distintos modelos de turbulência

Modelo	Resultados							
	$Re = 40$				$Re = 1000$			
	C_D	C_L	St	n° Courant	C_D	C_L	St	n° Courant
LES	1.76	-	-	0.12	1.62	1.81	0.210	0.20
$k - \epsilon$	1.33	-	-	0.13	1.49	1.74	0.181	0.23
SST	1.75	-	-	0.13	1.63	1.80	0.215	0.23
LRR	1.40	-	-	0.19	1.37	1.79	0.195	0.25
Referência Braum (2007) - LES	1.76	-	-	-	1.62	1.82	0.217	-

A Tabela 5 mostra os resultados dos coeficientes aerodinâmicos de arrasto, sustentação e Strouhal em termos de valores médios juntamente com a referência de comparação. Pela tabela, também é possível notar que, tanto para $Re = 40$ quanto para $Re = 1000$, os resultados são satisfatórios para os modelos LES e SST. Além disso, o número de Strouhal obtido com o modelo SST é que melhor se aproxima do valor de referência.

4.2 Escoamento sobre uma seção quadrada

Os resultados do escoamento sobre uma seção quadrada do cilindro referente aos campos de pressão, velocidade e linhas de corrente para os modelos LES Smagorinsky, $k - \epsilon$, SST, LRR Reynolds Stress, no caso em que $Re = 22000$, estão mostrados na Fig. 10.

Pela Fig. 10 é possível observar a formação de uma esteira de vórtices para os quatro modelos. O desprendimento de vórtices ocorre de forma alternada apenas para os modelos

$k - \epsilon$ e SST, já para o modelo LES e LRR, esse fenômeno se dá de forma desordenada ocorrendo também uma dissipação.

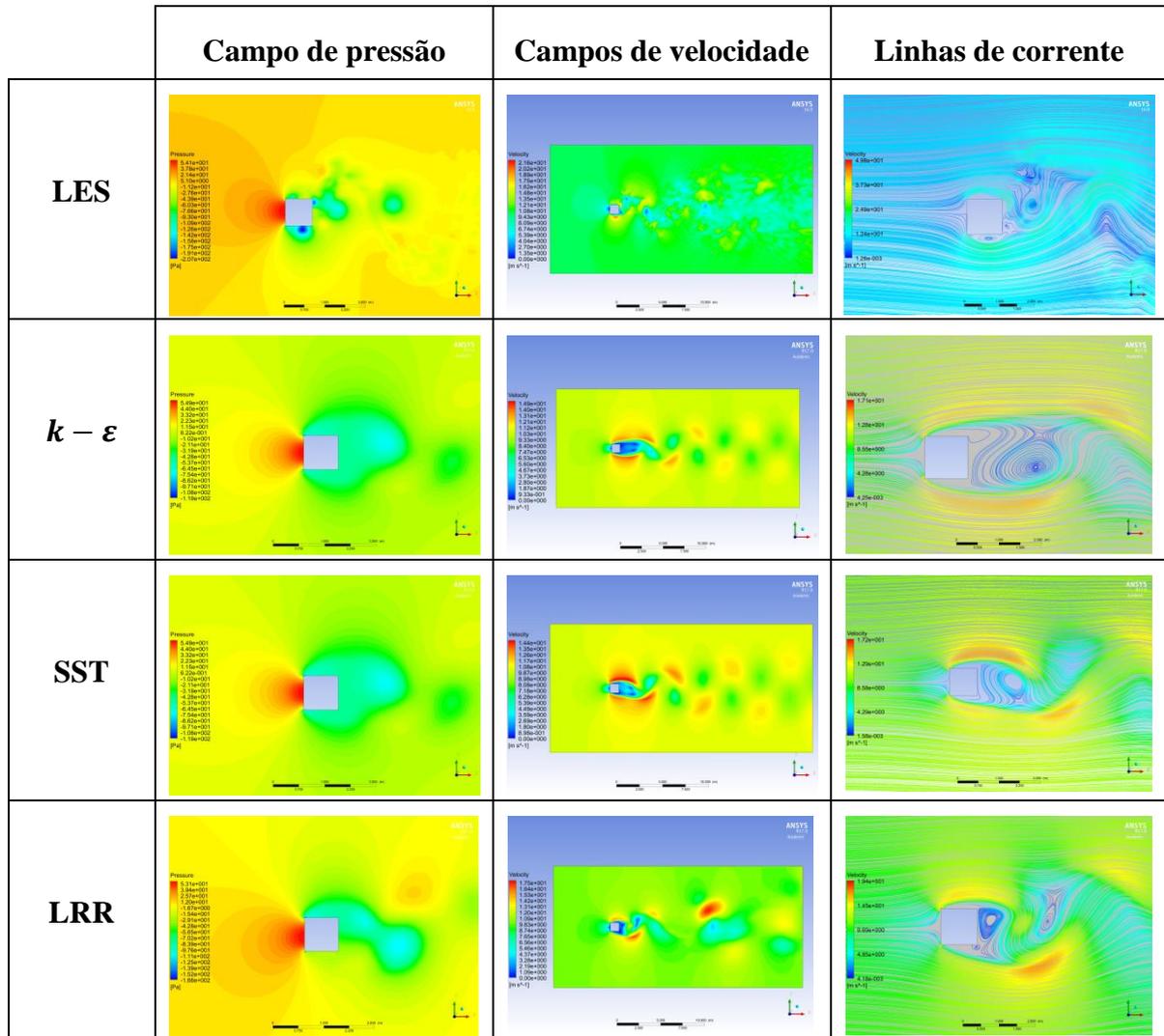


Figura 10. Campos de pressão, campos de velocidade e linhas de corrente na região próxima a seção quadrada do cilindro para $Re = 22000$

Tabela 6. Resultados dos coeficientes aerodinâmicos e do número de Strouhal (St) para distintos modelos de turbulência

Modelo	Resultados			
	$Re = 22000$			
	C_D	C_L	St	n° Courant
LES	2.28	1.15	0.110	0.21
$k - \epsilon$	2.16	1.08	0.150	0.41
SST	2.30	1.22	0.135	0.42
LRR	2.20	1.20	0.155	1.8
Referência Braum (2007) - LES	2.31	1.24	0.143	-

Na Tabela 7 estão apresentados os resultados para as respostas C_D e C_L de cada um dos modelos de turbulência, obtidos em termos de suas médias temporais, além do número de Strouhal. Os valores obtidos foram comparados novamente com os resultados numéricos de Braum (2007).

Pela Tabela 7, nota-se que as respostas para o perfil em seção quadrada, os resultados para C_D obtidos com os modelos LES e SST foram bastante satisfatórios. No entanto, para os resultados do número de Strouhal, o modelo LES não foi satisfatório, com destaque para o modelo SST, que melhor se aproximou dos resultados de referência.

4.3 Escoamento sobre uma seção transversal do tabuleiro de ponte

Os resultados do escoamento sobre uma seção transversal do tabuleiro da ponte suspensa *Great Belt East* para o ângulo de ataque do vento (α) igual a 0° estão apresentados na Fig. 11.

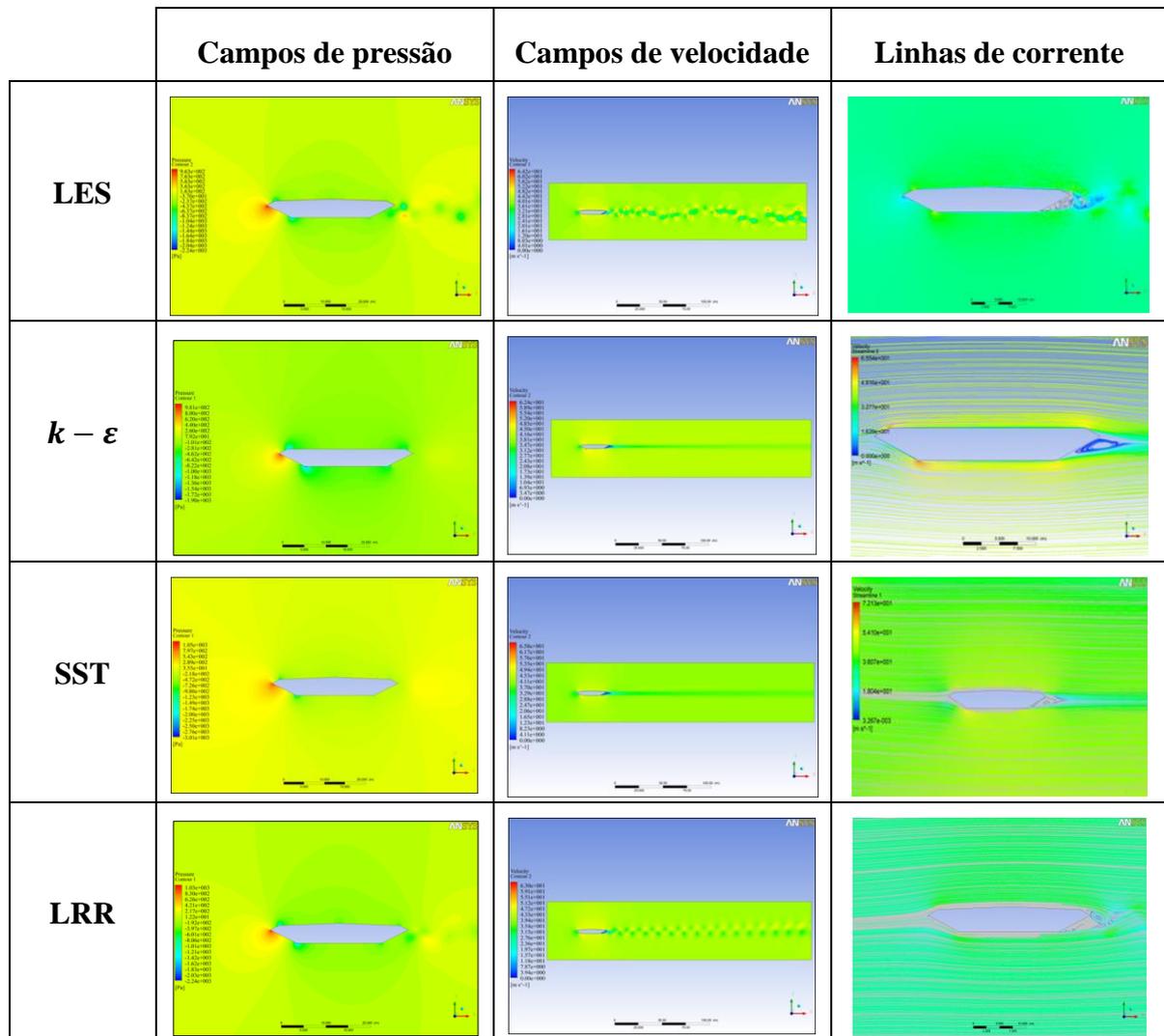


Figure 11. Campos de pressão, campos de velocidade e linhas de corrente na região próxima à seção transversal do tabuleiro de ponte para $Re = 3 \times 10^5$

Essa figura ilustra os campos de pressão, campos de velocidade e as linhas de corrente obtidas pelas simulações utilizando os quatro modelos de turbulência. Pode-se observar nessa figura a formação de uma esteira de vórtices na qual o desprendimento ocorre de forma

alternada para os modelos LES e LRR. No entanto, no modelo LES, o desprendimento não ocorre de forma regular como no modelo LRR.

A Tabela 7 mostra os resultados para as respostas C_D , C_L , C_M e número de Strouhal obtidas pelas simulações com os modelos de turbulência LES Smagorinsky, $k - \epsilon$, SST, LRR. As respostas foram obtidas em termos de suas médias temporais na quais foram comparados com os resultados numéricos de Braum e Awruch (2002), experimentais de Reinhold et al. (1992).

Tabela 7. Resultados dos coeficientes aerodinâmicos e do número de Strouhal (St) para distintos modelos de turbulência para $\alpha = 0^\circ$

Modelo	Resultados				
	$Re = 3 \times 10^5$				
	C_D	C_L	C_M	St	$n^\circ Courant$
LES	0.63	0.05	0.05	0.179	2.80
$k - \epsilon$	0.63	0.05	0.04	0.189	1.40
SST	0.63	0.06	0.05	0.176	1.44
LRR	0.63	0.05	0.05	0.180	1.90
Braum e Awruch (2002)	0.63	0.05	0.05	0.180	-
Reinhold et al. (1992)	0.58	0.05	0.05	-	-

Pode-se observar a partir dessa tabela que, os resultados dos coeficientes aerodinâmicos obtidos com os quatro modelos de turbulência estão em ótima concordância com os resultados de Braun e Awruch (2002). Além disso, é possível notar também que o número de Strouhal obtido pelos modelos LES e LRR, também está em ótima concordância, sendo que, o resultado obtido com o modelo LRR é o que melhor se aproxima de Braun e Awruch (2002).

Por fim, a Tabela 8 mostra os dados referentes ao desempenho computacional obtidos nas simulações do escoamento sobre a seção circular, seção quadrada do cilindro e seção do tabuleiro da ponte utilizando os quatro modelos de turbulência.

Tabela 8. Desempenho computacional obtido para cada modelo de turbulência para o caso do escoamento sobre: seção circular, seção quadrada e seção do tabuleiro da ponte

Modelo	Tempo de processamento [horas]			
	Seção circular		Seção quadrada	Tabuleiro ponte
	$Re = 40$	$Re = 1000$	$Re = 22000$	$Re = 3 \times 10^5$
LES	35.25	43.25	54.08	179.3
$k - \epsilon$	40.55	52.50	64.81	265.7
SST	54.16	58.36	55.83	206.2
LRR	96.72	134.36	75.33	302.5
Malha nós / elementos	66190 / 52080		94735 / 74724	141030 / 465735

5 CONCLUSÕES

Os estudos de caso apresentados neste trabalho tiveram como objetivo a investigação e a verificação do comportamento de quatro modelos de turbulência em escoamentos ao redor de corpos rombudos, cujos perfis também apresentam diferenças significativas na sua configuração geométrica.

Observou-se no caso com perfil em seção circular que os modelos de turbulência LES Smagorinsky e SST foram os mais adequados para simulação com estas características, tanto com números de Reynolds mais baixos, quanto para valores mais elevados. Esses dois modelos conseguiram reproduzir os fenômenos dos vórtices estacionários e o desprendimento de vórtices, com destaque para o modelo SST.

Já no perfil de seção quadrada, verificou-se que, além dos modelos LES e SST, os modelos $k - \varepsilon$ e LRR agora conseguem representar de forma mais adequada este tipo de escoamento. Esses modelos conseguiram representar de forma bastante evidente o desprendimento de vórtices na esteira do escoamento, com destaque também para o modelo SST.

Por fim, foi analisado o perfil da ponte Great Belt East, cuja seção se assemelha a uma placa plana. Nesse problema, os modelos de turbulência LES Smagorinsky e LRR foram os que conseguiram reproduzir o fenômeno do desprendimento de vórtice, com destaque para o modelo LRR.

REFERENCES

- Blessmann, J., 2005. Introdução ao Estudo da Ação Dinâmica do Vento. 2. ed. Editora da Universidade. UFRGS, Porto Alegre, Brasil.
- Braun, A. L., 2002. Um modelo para a simulação numérica da ação do vento sobre seções de ponte. Dissertação (Mestrado). Escola de Engenharia, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre.
- Braun, A. L., 2007. Simulação numérica na engenharia do vento incluindo efeitos de interação fluido estrutura. Tese (Doutorado) Escola de Engenharia, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre.
- Eger, R. S., 2010. Modelação de escoamentos turbulentos sob a ação de rotação alternada. Dissertação (Mestrado). Universidade Federal de Santa Catarina, Santa Catarina.
- Gibson, M. M., & Launder, B. E., 1978. Ground effects on pressure fluctuations in the atmospheric boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 86, n. 3, pp. 491–511.
- Launder, B. E., & Spalding, D. B., 1974. The numerical computation of turbulent flows. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, pp. 269–289.
- Launder, B., Reece, G., & Rodi, W., 1975. Progress in the development of a reynolds-stress turbulence closure. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 68, n. 3, pp. 537–566.
- Launder, B., & Shima, N., 1989. Second-moment closure for the near-wall sublayer: development and application, *AIAA Journal* 27, pp. 1319–1325.
- Limas, L. F., 2007. Determinação da Influência de Seções Transversais na Resposta Dinâmica de Pontes Através de Ensaio em Túnel de Vento e Identificação de Sistemas. Tese (Doutorado), Escola de Engenharia, UFRGS, Porto Alegre, Brasil.
- Mannini, C., 2006. Flutter Vulnerability Assessment of Flexible Bridges. Tese (Doutorado). Department of Architecture, Civil Engineering and Environmental Sciences of the Technische Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig, Germany and Department of Civil Engineering, Faculty of Engineering of the University of Florence, Italy.
- Miguel, L. F. F., 2003. Estudo teórico e experimental de um edifício alto submetido a ação dinâmica do vento. Dissertação (Mestrado), Escola de Engenharia UFRGS, Porto Alegre.

Menter, F. R., 1993. Zonal two equation $k-\omega$ turbulence models for aerodynamic flows, AIAA Paper, pp. 93-2906.

Righi, M., 2003. Aeroelastic Stability of Long Span Suspended Bridges: Flutter Mechanism on Rectangular Cylinders in Smooth and Turbulent Flow. Tese (Doutorado). Department of Civil Engineering, Faculty of Engineering of the University of Florence, Italy.

Simiu, E., & Scanlan R.H., 1996. Winds Effects on Structures: Fundamentals and Application to Design. 3. ed., John Willey & Sons.

Smagorinsky, J., 1963. General circulation experiments with the primitive equations: I. the basic experiment. Monthly weather review, vol. 91, n. 3, pp. 99-164.

Yakhot, V., & Orszag, S. A., 1986. Renormalization group analysis of turbulence. Journal of Scientific Computing, vol. 1, p. 3-5.

Yakhot, V., Orszag, S. A., Tangam, S., Gatski, T. B., & Speziale, C. G., 1992. Development of turbulence models for shear flows by double expansion technique. The Physics of Fluids, vol. 4, p. 1510-1520.

Wilcox, D. C., 1993. Turbulence modeling for CFD. DCW Industries, Inc. California.