FERNANDO AKIRA KUROKAWA

**CONTRIBUIÇÕES DAS INVESTIGAÇÕES DE TÉCNICAS
NUMÉRICAS PARA O DESENVOLVIMENTO DE MODELAGENS EM
CFD PARA PROBLEMAS DE ENGENHARIA CIVIL**

São Paulo

2019

FERNANDO AKIRA KUOKAWA

**CONTRIBUIÇÕES DAS INVESTIGAÇÕES DE TÉCNICAS
NUMÉRICAS PARA O DESENVOLVIMENTO DE MODELAGENS EM
CFD PARA PROBLEMAS DE ENGENHARIA CIVIL**

Texto sistematizado de trabalhos científicos apresentado à Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, como parte dos requisitos para a obtenção do título de Professor Livre-Docente junto ao Departamento de Engenharia de Construção Civil (PCC).

São Paulo

2019

Autorizo a reprodução e divulgação total ou parcial deste trabalho, por qualquer meio convencional ou eletrônico, para fins de estudo e pesquisa, desde que citada a fonte

Catálogo-na-publicação

Kurokawa, Fernando Akira

Contribuições das Investigações de Técnicas Numéricas para o Desenvolvimento de Modelagens em CFD para Problemas de Engenharia Civil / F. A. Kurokawa -- São Paulo, 2019.

133 p.

Tese (Livre-Docência) - Escola Politécnica da Universidade de São Paulo. Departamento de Engenharia de Construção Civil.

1.Dinâmica dos fluidos computacional 2.Modelos de turbulência 3.Métodos upwind de alta resolução 4.Simulação numérica 5.Interação fluido estrutura I.Universidade de São Paulo. Escola Politécnica. Departamento de Engenharia de Construção Civil II.t.

À minha esposa, Leide, dedico este trabalho.

AGRADECIMENTOS

Primeiramente, Àquele a quem devo a minha existência, minha família e minhas conquistas. Toda honra e toda a glória à Deus e Nosso Senhor Jesus Cristo por permitirem a conclusão de mais uma etapa em minha vida.

À minha amada esposa, Leide, pela compreensão e paciência nos momentos em que estive ausente, pelo apoio e afeto incondicional nas horas mais difíceis e pelas palavras de encorajamento, incentivo e superação.

A todos os meus colegas professores pelo incentivo, apoio e pelas sugestões para o encaminhamento do trabalho.

Aos professores externos, pelas parcerias e pelas contribuições para os avanços nas minhas pesquisas.

Às funcionárias e funcionários dos Departamentos da Engenharia Civil, Seção de Graduação, Pós-Graduação e Pesquisa que sempre foram prestativos e eficientes ao longo desses anos.

A todos que direta e indiretamente, contribuíram para a realização deste trabalho.

Ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) e à Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP) pelo apoio financeiro aos trabalhos que compõem essa pesquisa.

“Esperarei com paciência no Senhor, e
Ele se inclinou pra mim, e ouviu o meu
clamor”

Salmos: 40.1

RESUMO

A utilização de técnicas computacionais em dinâmica dos fluidos para a predição quantitativa das características de um escoamento vem crescendo exponencialmente nos últimos anos. Com o advento da tecnologia computacional tornaram-se possíveis a modelagem em CFD (*Computational Fluid Dynamics*) de inúmeros problemas complexos em diversas áreas da engenharia, como por exemplo, interação fluido-estrutura, escoamentos em canais, vertedouros e barragens, ventilação natural, entre outros. No entanto, algumas deficiências aparecem quando se pretende trabalhar com esses problemas utilizando a abordagem de CFD. Em geral, os escoamentos são turbulentos com números de Reynolds elevados, o que se faz necessário o uso de um modelo de turbulência. Além da escolha adequada do modelo, é preciso também tratar adequadamente os termos não lineares que aparecem nas equações de transporte introduzido por ele. Dentro deste cenário, propõe-se no presente texto sistematizar a pesquisa atual do proponente sobre as contribuições das investigações de métodos numéricos e modelos de turbulência para o desenvolvimento de modelagens computacionais para serem aplicados à problemas de engenharia de civil. Uma descrição abrangente de resultados de verificação e validação de métodos numéricos associados à modelos de turbulência para resolver problemas complexos são apresentados. Esses dados constataam que os métodos propostos são boas alternativas para desenvolver modelagens mais eficientes.

Palavras-chave: Dinâmica dos fluidos computacional. Modelos de turbulência. Métodos upwind de alta resolução. Simulação numérica. Interação fluido-estrutura.

ABSTRACT

The use of computational techniques in fluid dynamics for the quantitative prediction of flow characteristics has been growing exponentially in recent years. With the advent of computational technology, it became possible to model in Computational Fluid Dynamics many complex problems in several areas of engineering, such as fluid-structure interaction, spillways, dam-break flood, natural ventilation among others. However, some shortcomings arise when one intends to work with these problems using CFD approach. In general, the flows are turbulent with high Reynolds numbers, which makes it necessary to use a turbulence model. In addition to the adequate choice of the model, it is also necessary to adequately treat the nonlinear terms that appear in the transport equations. Within this scenario, in the presente text it is proposed in to systematize the current research of the proponent on the contributions of the investigations of numerical methods and turbulence models for the development of computational modeling to be applied to civil engineering problems. A comprehensive description of verification results and validation of numerical methods associated with turbulence models to solve complex problems are presented. These data show that the proposed methods are good alternatives to develop more efficient modeling.

Key-words: Computational fluid dynamics. Turbulence models. High-resolution upwind scheme. Numerical simulation. Fluid-structure interaction.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Complementação da técnica de CFD as análises teóricas e técnicas experimentais	25
Figura 2 – Campo de velocidades do escoamento ao redor de uma seção circular obtido com os modelos de turbulência: (a) LES, (b) $k-\varepsilon$ e (c) $k-\omega$ SST	27
Figura 3 – Efeitos de dissipação e dispersão numérica	28
Figura 4 – Separação da camada limite	40
Figura 5 – Relação entre o grau de modelagem e o custo computacional das modelagens de turbulência	42
Figura 6 – Exemplos de suavização e oscilação numérica: solução computada com o método FOU (1ª ordem) e com o método Lax-Wendroff (2ª ordem) para o problema de advecção de escalar	47
Figura 7 – Diagrama de variáveis normalizadas mostrando os métodos QUICK, diferença central e FOU	49
Figura 8 – Região CBC em variáveis normalizadas	50
Figura 9 – Método ADBQUICKEST com $\theta = 0,5$ na região TVD.....	51
Figura 10 – Método TOPUS com $\alpha = -2,0,2$ na região TVD	52
Figura 11 – Posição dos pontos vizinhos D, U e R	53
Figura 12 – Solução computada com os métodos ADBQUICKEST e TOPUS para o problema de advecção de escalar.....	53
Figura 13 – Configuração esquemática 2D ilustrando a geometria do problema	56
Figura 14 – Comparação entre a solução numérica e analítica de Watson – caso 2D	57
Figura 15 – Comparação entre a solução numérica e analítica de Watson – caso 3D	58
Figura 16 – Comparação entre os resultados numéricos com os dados experimentais para a posição frontal do movimento da água (X_{max}) – caso 2D.....	59
Figura 17 – Configuração geométrica para o colapso de uma coluna de água	60
Figura 18 – Comparação entre os resultados numéricos nas quatro malhas com os dados experimentais para a posição frontal do movimento da água (X_{max}) – caso 3D	60
Figura 19 – Simulação numérica 2D do problema sluice gate mostrando as estruturas coerentes e sua interação com a superfície livre	61

Figura 20 – Geometria e parâmetros para o problema de um jato horizontal penetrando em uma porção de fluido estacionário.....	62
Figura 21 – Evolução do contorno de pressão mostrando as estruturas turbilhonares por todo o escoamento.....	63
Figura 22 – Geometria do problema do colapso de um bloco de fluido com obstáculo localizada no centro do tanque.....	64
Figura 23 – Simulação 3D do colapso de um bloco de água com obstáculo em diferentes tempos sem utilizar modelagem de turbulência.....	64
Figura 23 – Simulação 3D do colapso de um bloco de água com obstáculo em diferentes tempos utilizando o método ADBQUICKEST e o modelo $k-\varepsilon$	65
Figura 25 – Velocidade u^+ como função da distância normal à parede y^+ : comparação entre TLES, LES e DNS para $Re = 395$	67
Figura 26 – Velocidade u^+ como função da distância normal à parede y^+ : resultados TLES com diferentes passos de tempos.....	68
Figura 27 – Geometria do problema da cavidade cúbica	69
Figura 28 – Comparação dos perfis das velocidades médias u e v com os dados DNS e LES para $Re = 12000$	69
Figura 29 – Comparação dos perfis das velocidades médias u e v com os dados DNS e LES para $Re = 18000$	70
Figura 30 – Visualização do campo de velocidade, em dois diferentes recortes, para $Re = 18000$	70
Figura 31 – Visualização do campo de velocidade, em diferentes posições, para $Re = 18000$	71
Figura 32 – Domínio computacional e condições de contorno do escoamento ao redor da seção circular	74
Figura 33 – Campos de pressões, de velocidades e linhas de corrente para os modelos de turbulência LES, $k-\varepsilon$ e SST com $Re = 40$	75
Figura 34 – Campos de pressões, de velocidades e linhas de corrente do escoamento em torno da seção circular usando os modelos de turbulência LES, $k-\varepsilon$ e SST com $Re = 1000$	76
Figura 35 – Domínio computacional e condições de contorno do escoamento ao redor da seção quadrada.....	78

Figura 36 – Campos de pressões, de velocidades e linhas de corrente do escoamento em torno da seção quadrada usando os modelos de turbulência LES, $k-\varepsilon$ e SST com $Re = 22000$	79
Figura 37 – <i>Layout</i> da sala cirúrgica do HU/USP	86
Figura 38 – Posicionamento dos confortímetros com a sala desocupada	87
Figura 39 – Modelo computacional da sala cirúrgica e células de monitoramento....	88
Figura 40 – Plano transversal ilustrando os vetores de velocidade na região da mesa cirúrgica.....	90
Figura 41 – Plano longitudinal ilustrando os vetores de velocidade na região da mesa cirúrgica.....	90
Figura 42 – Vetores de velocidade em um plano perpendicular ao difusor	91
Figura 43 – Campo de velocidade da sala cirúrgica.....	92
Figura 44 – Campo de temperatura da sala cirúrgica	92
Figura 45 – Plano transversal do Modelo 6 ilustrando os vetores de velocidade na região da mesa cirúrgica	95
Figura 46 – Plano longitudinal do Modelo 6 ilustrando os vetores de velocidade na região da mesa cirúrgica	96
Figura 47 – Ponte <i>Tacoma Narrows</i> : (a) movimento torcional; (b) movimento flexional e (c) instante do colapso da ponte	100
Figura 48 – Representação esquemática dos graus de liberdade e forças aeroelásticas em uma placa plana	102
Figura 49 – Elevação, detalhe do pilar e seção transversal da ponte suspensa <i>Great Belt East</i>	106
Figura 50 – Domínio computacional e condições de contorno adotadas nas simulações do escoamento ao redor da seção do tabuleiro da ponte suspensa <i>Great Belt East</i>	106
Figura 51 – Campos de velocidades e de pressões do escoamento ao redor da seção fixa do tabuleiro da ponte para os modelos LES, $k-\varepsilon$ e SST.	107
Figura 52 – Gráficos da distribuição temporal dos deslocamentos torcionais para os modelos de turbulência LES, SST e $k-\varepsilon$ para a série de velocidades reduzidas do vento	111
Figura 53 – (a) Curva do coeficiente de <i>flutter</i> $A2^*$ em função de UR pelo método FOM e (b) curva da taxa de incremento/decaimento γ_d em função de UR pelo método DM para o modelo LES.....	113

Figura 54 – (a) Curva do coeficiente de <i>flutter</i> $A2^*$ em função de UR pelo método FOM e (b) curva da taxa de incremento/decaimento γ_d em função de UR pelo método DM para o modelo SST	113
Figura 55 – (a) Curva do coeficiente de <i>flutter</i> $A2^*$ em função de UR pelo método FOM e (b) curva da taxa de incremento/decaimento γ_d em função de UR pelo método DM para o modelo k- ϵ padrão.....	114

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Constantes das equações do modelo de turbulência $k-\varepsilon$ padrão	38
Tabela 2 – Constantes das equações do modelo de turbulência $k-\omega$ SST	40
Tabela 3 – Constantes das equações do modelo algébrico não linear	41
Tabela 4 – Caracterização do escoamento com desprendimento de vórtices ao redor de cilindros em relação ao número de Reynolds.....	72
Tabela 5 – Constantes físicas e geométricas utilizadas nas simulações do escoamento ao redor da seção circular	75
Tabela 6 – Resultados dos coeficientes aerodinâmicos (C_D e C_L), do número de Strouhal (St) para o escoamento ao redor da seção circular.....	77
Tabela 7 – Constantes físicas e geométricas utilizadas nas simulações do escoamento no entorno do perfil em seção quadrada.....	78
Tabela 8 – Resultados dos coeficientes aerodinâmicos (C_D e C_L), do número de Strouhal (St) para o escoamento ao redor da seção quadrada	79
Tabela 9 – Desempenho computacional apresentado pelos modelos de turbulência LES, $k-\varepsilon$ e SST para os escoamentos ao redor de uma seção circular e seção quadrada.....	80
Tabela 10 – Valores das condições de contorno aplicada a sala cirúrgica com a sala vazia.....	86
Tabela 11 – Dados de velocidade e temperatura medidos em campo.....	87
Tabela 12 – Comparação entre a solução numérica da velocidade nas três malhas e os valores experimentais.....	89
Tabela 13 – Comparação entre a solução numérica da temperatura nas três malhas e os valores experimentais.....	89
Tabela 14 – Detalhes dos cinco modelos modificados.....	93
Tabela 15 – Constantes físicas e geométricas utilizadas nas simulações do escoamento ao redor da seção fixa do tabuleiro da ponte	107
Tabela 16 – Resultados dos coeficientes aerodinâmicos para o escoamento ao redor da seção fixa do tabuleiro da ponte para ângulo de ataque do vento $\alpha = 0^\circ$	108
Tabela 17 – Número de Strouhal para o escoamento ao redor da seção fixa do tabuleiro da ponte com ângulo de ataque do vento $\alpha = 0^\circ$	109
Tabela 18 – Desempenho computacional apresentado pelos modelos de turbulência LES, $k-\varepsilon$ e SST para o escoamento ao redor da seção fixa do tabuleiro da ponte .	109

Tabela 19 – Constantes físicas e propriedades utilizadas nas simulações do escoamento ao redor da seção móvel do tabuleiro da ponte	110
Tabela 20 – Dados de projeto utilizados nas simulações do escoamento ao redor da seção móvel do tabuleiro da ponte.....	111
Tabela 21 – Velocidades críticas de <i>flutter</i> dos modelos de turbulência LES, SST e k- ϵ	114
Tabela 22 – Velocidade crítica de <i>flutter</i> para o tabuleiro da ponte <i>Great Belt East</i> obtidas através de simulações numéricas.....	115

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

ADBQUICKEST	<i>Adaptative Bounded Quadratic Upstream for Convective Kinematics with Estimated Streaming Terms</i>
ADM	<i>Approximate Deconvolution Model</i>
CBC	<i>Convection Boundedness Criterion</i>
CFD	<i>Computational Fluid Dynamics</i>
CFL	Número de Courant
CUBISTA	<i>Convergent and Universally Bounded Interpolation Scheme for the Treatment of Advection</i>
DNS	<i>Direct Numerical Simulation</i>
DM	<i>Direct Method</i>
EDP	Equação Diferencial Parcial
EPUS	<i>Eight-Degree Polynomial Upwind Scheme</i>
FOM	<i>Free Oscillations Method</i>
FOU	<i>First Order Upwind</i>
GENSMAC	<i>Generalized Simplified-Marker-and-Cell</i>
HLPA	<i>Hybrid-Linear Parabolic Approximation</i>
LES	<i>Large Eddy Simulation</i>
MVF	Método dos Volumes Finitos
NBR	Norma Brasileira Recomendada
NVD	<i>Normalized Variable Diagram</i>
QUICK	<i>Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinematics</i>
SMART	<i>Sharp and Monotonic Algorithm for Realistic Transport</i>
SMAC	<i>Simplified-Marker-and-Cell</i>
SGS	<i>Subgrid Scales</i>

SST	<i>Shear Stress Transport</i>
RANS	<i>Reynolds Average Navier-Stokes</i>
RFS	<i>Resolved Filter-Scale</i>
RSFS	<i>Resolved Subfilter-Scale</i>
SDPUS	<i>Six-Degree Polynomial Upwind Scheme</i>
TLES	<i>Temporal Large Eddy Simulation</i>
TOPUS	<i>Third-Order Polynomial Upwind Scheme</i>
TVD	<i>Total Variation Diminishing</i>
USFS	<i>Unresolved Subfilter-Scale</i>
VONOS	<i>Variable-Order Non-Oscillatory Scheme</i>
WACEB	<i>Weighted-Average Coefficient Ensuring Boundedness</i>

LISTA DE SÍMBOLOS

Letras Gregas Maiúsculas

Δ	Largura do filtro
Δt	Passo de tempo
Δx	Espaçamento espacial
ψ	Variável convectada
$\hat{\psi}_{f,D,U,R}$	Variáveis normalizadas de Leonard
$\psi_{f,D,U,R}$	Variáveis não normalizadas

Letras Gregas Minúsculas

α	Ângulo de incidência do vento
$\ddot{\alpha}, \dot{\alpha}, \alpha$	Componente de deslocamento angular, 1ª e 2ª derivada
α_R	Constante empírica do modelo algébrico não linear
α_T	Coeficiente de difusividade térmica
$\alpha_{k-\omega}$	Constante empírica do modelo $k - \omega$ SST
$\alpha_{k-\varepsilon}$	Constante empírica do modelo $k - \omega$ SST
$\beta_{k-\omega}$	Constante empírica do modelo $k - \omega$ SST
β_T	Coeficiente de expansão térmica
γ_d	Taxa de incremento/decaimento
γ^k	Amplitude de um período de oscilação
$\dot{\gamma}$	Taxa de deformação local
δ_{ij}	Tensor Delta de <i>Kronecker</i>
δ^{exp}	Decremento logarítmico médio
ε	Taxa de dissipação da energia cinética turbulenta
$\zeta_{\alpha,h}$	Taxa de amortecimento
ζ^{exp}	Amortecimento experimental
μ	Viscosidade dinâmica
ρ	Massa específica de um fluido
σ_κ	Coeficientes de difusão turbulenta do modelo $k - \varepsilon$
σ_ε	Coeficientes de difusão turbulenta do modelo $k - \varepsilon$
$\sigma_{k,k-\omega}$	Constante empírica do modelo $k - \omega$ SST

$\sigma_{\omega,k-\omega}$	Constante empírica do modelo $k - \omega$ SST
$\sigma_{k,k-\varepsilon}$	Constante empírica do modelo $k - \omega$ SST
$\sigma_{\omega,k-\varepsilon}$	Constante empírica do modelo $k - \omega$ SST
τ	Tensão de cisalhamento
τ_w	Tensão de cisalhamento na parede
τ_{ij}	Tensor de tensões cisalhantes, em notação indicial
θ	Número de Courant
ν	Viscosidade cinemática
ν_t	Viscosidade turbulenta
ω	Taxa de dissipação específica de energia cinética turbulenta
$\omega_{\alpha,h}$	Frequência circular natural
ω_{ae}	Frequência de oscilação circular

Letras Romanas Maiúsculas

A_i^*	Coeficiente de <i>flutter</i>
A_1	Coeficiente empírico do modelo algébrico não linear
A_2	Coeficiente empírico do modelo algébrico não linear
B	Comprimento do tabuleiro da ponte
C_D	Coeficiente de arrasto
C_L	Coeficiente de sustentação
C_M	Coeficiente de momento
$CD_{\kappa\omega}$	Termo de difusão cruzada
$C_{1\varepsilon}$	Coeficiente empírico do modelo $k - \varepsilon$
$C_{2\varepsilon}$	Coeficiente empírico do modelo $k - \varepsilon$
C_μ	Coeficiente empírico do modelo $k - \varepsilon$
$C_{1\tau}$	Coeficiente empírico do modelo algébrico não linear
$C_{2\tau}$	Coeficiente empírico do modelo algébrico não linear
$C_{3\tau}$	Coeficiente empírico do modelo algébrico não linear
C_s	Constante de Smagorinsky
D	Dimensão característica do perfil
$\bar{F}_D$	Força de arrasto médio
$\bar{F}_L$	Força de sustentação médio

F_1	Função de mistura
F_2	Função de mistura para a viscosidade turbulenta
F_i	Forças externas do escoamento
Fr	Número de Froude
G	Função filtro
H_i^*	Coeficiente de <i>flutter</i>
K	Frequência reduzida
L_{ae}	Esforço aeroelástico na direção vertical
L	Escala de comprimento
$\bar{M}_T$	Momento torcional médio
M_{ae}	Esforço aeroelástico do movimento torcional
M_{ij}	Tensor submalha modelado
P_k	Termo de produção de energia cinética turbulenta
Pr	Número de Prandtl
Re	Número de Reynolds
St	Número de Strouhal
$\bar{S}_{ij}$	Tensor taxa de deformação médio
T	Variável de temperatura
T_{ref}	Temperatura de referência
U	Escala de velocidade
U_0	Velocidade inicial do escoamento
U_R	Velocidade reduzida do escoamento
U_{cr}	Velocidade crítica de <i>flutter</i>
V_f	Velocidade de convecção local

Letras Romanas Minúsculas

a_1	Constante empírica do modelo de turbulência
a, b_θ	Constante do modelo ADBQUICKEST
b_{tab}	Distância do centro elástico do perfil aerodinâmico
cf	Frequência natural de vibração
f_v	Frequência de desprendimento de vórtices
$\ddot{h}, \dot{h}, h$	Componente de deslocamento vertical, 1ª e 2ª derivada
I	Momento de inércia por unidade de comprimento

k	Energia cinética turbulenta
m	Massa
p	Pressão
$\bar{p}_e$	Pressão efetiva média
q	Pressão dinâmica
t	Variável de tempo
$\langle u, v \rangle$	Velocidade médias
u_τ	Velocidade de atrito
$u_{i,j}$	Componente da velocidade, em notação indicial
$\bar{u}$	Componente filtrada da velocidade
u'	Componente residual da velocidade
$\overline{u'_i u'_j}$	Tensor de Reynolds
y^+	Distância normal à parede

SUMÁRIO

SUMÁRIO.....	21
1	INTRODUÇÃO24
1.1	PRINCIPAIS ÁREAS DE ATUAÇÃO.....25
1.2	HIPÓTESE, MOTIVAÇÃO E TEMAS PRINCIPAIS DA PESQUISA.....26
1.3	ESTRUTURAÇÃO DO TEXTO.....29
2	FUNDAMENTOS TEÓRICOS E TEMA DA PESQUISA.....30
2.1	EQUAÇÕES MATEMÁTICAS DA DINÂMICA DOS FLUIDOS.....30
2.2	MODELAGEM DA TURBULÊNCIA.....33
2.2.1	Simulação numérica direta (DNS)33
2.2.2	Simulação de grandes escalas (LES).....34
2.2.3	Equações de Navier-Stokes com médias de Reynolds (RANS).....36
2.2.3.1	Modelo $k - \varepsilon$ padrão38
2.2.3.2	Modelo $k - \omega$ SST38
2.2.3.3	Modelo algébrico não linear para tensões de Reynolds41
2.2.4	Desempenho computacional das modelagens de turbulência42
2.2.5	Simulação de grandes escalas com filtragem temporal (TLES)43
2.3	MÉTODOS PARA APROXIMAR OS TERMOS NÃO LINEARES46
2.3.1	Variáveis Normalizadas, restrição TVD e critério CBC.....47
2.3.2	Alguns métodos <i>upwind</i> de alta resolução50
2.3.3	Método ADBQUICKEST e TOPUS.....51
3	INVESTIGAÇÕES DE MODELOS DE TURBULÊNCIA E DE MÉTODOS NUMÉRICOS.....55
3.1	SIMULAÇÃO NUMÉRICA USANDO MÉTODOS DE ALTA RESOLUÇÃO E MODELOS DE TURBULÊNCIA BASEADOS NA ABORDAGEM RANS55
3.1.1	Escoamento turbulento 2D e 3D do jato incidente56
3.1.2	Escoamento 2D e 3D do colapso de uma coluna de fluido59

3.1.3	Problema <i>sluice gate</i>	61
3.1.4	Jato planar numa porção de fluido em repouso	62
3.1.5	Escoamento 3D do colapso de um bloco de fluido com obstáculos	63
3.1.6	Comentários	66
3.2	SIMULAÇÃO DE GRANDES ESCALAS DE ESCOAMENTOS TURBULENTOS COM FILTRAGEM TEMPORAL (TLES)	66
3.2.1	Escoamento em canal turbulento	66
3.2.2	Escoamento em uma cavidade cúbica com tampa deslizante	68
3.3	SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE ESCOAMENTOS COM DESPRENDIMENTOS DE VÓRTICES	71
3.3.1	Escoamento ao redor de uma seção circular	74
3.3.2	Escoamento ao redor de uma seção quadrada.....	77
3.3.3	Comentários	80
4	DESENVOLVIMENTO DE MODELAGENS COMPUTACIONAIS APLICADOS À PROBLEMAS DE ENGENHARIA CIVIL.....	82
4.1	MODELAGEM DO ESCOAMENTO DO AR EM UMA SALA CIRÚRGICA..	82
4.1.1	Colocação do problema.....	83
4.1.2	Motivação e objetivo dessa pesquisa	83
4.1.3	Equacionamento matemático, modelo de turbulência e método computacional	85
4.1.4	Desenvolvimento do modelo	85
4.1.5	Validação da modelagem computacional	88
4.1.6	Modelos modificados.....	93
4.1.7	Comentários	96
4.2	MODELAGEM DO ESCOCAMENTO DO VENTO EM PONTES SUSPENSAS.....	98
4.2.1	Colocação do problema.....	98

4.2.2	Motivação e objetivo dessa pesquisa	101
4.2.3	Equacionamento matemático, modelos de turbulência e método computacional	101
4.2.3.1	Equações da dinâmica dos fluidos	102
4.2.3.2	Equações do movimento do tabuleiro	102
4.2.4	Modelo de seção transversal do tabuleiro da ponte suspensa	105
4.2.4.1	Seção rígida e sem deslocamentos	107
4.2.4.2	Seção móvel com dois graus de liberdade	110
4.2.5	Comentários	115
5	CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS	117
	REFERÊNCIAS	121

1 INTRODUÇÃO

Com o advento da tecnologia computacional e das técnicas numéricas tornou-se possível a modelagem computacional de inúmeros problemas complexos em diversas áreas da engenharia. A modelagem computacional consiste na simulação de soluções de problemas, que permite desenvolver modelos matemáticos para sua descrição e elaborar ferramentas computacionais para obtenção dessas soluções (FORTUNA, 2012; MALISKA, 2014). Uma importante modelagem que vem sendo muito solicitada para fornecer soluções de problemas como hidrodinâmica, projetos de edificações e pontes, aeronaves, navios e veículos espaciais, entre outros é a dinâmica dos fluidos computacional.

A dinâmica dos fluidos computacional, tradicionalmente conhecida pela sigla CFD (*Computational Fluid Dynamics*), é uma área da computação científica que estuda métodos computacionais para simulação de fenômenos que representem o comportamento dos fluidos em movimento com ou sem troca de calor (FORTUNA, 2000; MALISKA, 2014). Todos os cálculos são efetuados por intermédio de computadores, que simulam a interação de fluidos em superfícies definidas por suas condições de contorno. Assim, a modelagem baseada na abordagem de CFD, a partir de condições de contorno bem definidas, é capaz de simular qualquer escoamento de fluido através de canais, tubulações e até mesmo ao redor de determinados corpos (rígidos ou móveis).

Em geral, a CFD objetiva obter as distribuições de velocidades, pressões, temperaturas em todo domínio do espaço e do tempo. Através desses parâmetros é possível avaliar a viabilidade para redução dos custos de materiais e operacionais do projeto, melhorando seu desempenho.

Com a introdução das ferramentas baseadas na técnica de CFD foram apresentadas soluções à dificuldade de se fazer um estudo experimental dos problemas. Uma importante vantagem proveniente dessa técnica em relação às técnicas experimentais é uma maior flexibilidade e versatilidade para a obtenção dos resultados. Isso permite uma imediata alteração de qualquer parâmetro físico e geométrico, proporcionando o dinamismo e rapidez necessários ao desenvolvimento das pesquisas e com custo muito inferior de recursos financeiros (BATCHELOR, 1991; FOX e MCDONALD,

1995). Porém, deve-se salientar que CFD é uma complementação às análises teóricas (analíticas) e técnicas experimentais, e jamais uma substituição às duas abordagens (Figura 1).

Figura 1 – Complementação da técnica de CFD as análises teóricas e técnicas experimentais

Fonte: Fortuna (2000).

Outro aspecto relevante no uso de CFD é que todos os resultados fornecidos pelas simulações devem ser sempre avaliados em relação à física do problema. Erros numéricos e de programação ou de condições de contorno podem levar uma simulação fornecer soluções aparentemente corretas, mas fisicamente incompatíveis (FORTUNA, 2000). Dessa forma, é necessária realizar as etapas de validação e/ou a verificação dos resultados. A validação e/ou verificação é feita comparando os resultados das simulações com resultados analíticos e/ou experimentais (AIAA, 1998; BLOCKEN *et al.*, 2009).

1.1 PRINCIPAIS ÁREAS DE ATUAÇÃO

As primeiras pesquisas de CFD foram realizadas nas áreas aeroespacial, automotiva e nuclear (CHAFFIN e BERRY, 1994; BAKKER *et al.*, 2001). Com a capacidade de modelar problemas complexos e com o advento da tecnologia computacional, CFD é uma área em expansão e com uma ampla gama de aplicações nas diversas áreas como engenharia ambiental, naval e oceânica, de petróleo, metalúrgica, além de biomédica, medicina, indústria têxtil, astrofísica, injeção em moldes entre outras (FALCONER e GUIYI, 1992; HUNT, 1993; ANNIMOS *et al.*, 1994; TOMÉ e MCKEE, 1994).

A CFD também tem sido empregada em várias operações de processamento de alimentos, como secagem, refrigeração, esterilização, mistura e trocadores de calor.

Neste caso, a modelagem em CFD é utilizada para prever o fluxo de ar e velocidade durante a secagem, otimizar o processamento de mistura de alimentos para minimizar a entrada de energia e encurtar o tempo de processamento. Além disso, modelar a transferência de calor e massa na refrigeração de alimentos (XIA e SUN, 2002).

Embora existam algumas limitações, é também possível aplicar CFD na modelagem de escoamento multifásico, como por exemplo, misturas gás-sólido. Os modelos com base nessa técnica podem ajudar a entender as interações complexas entre as diferentes fases e fornecer informações transientes detalhadas que as abordagens experimentais não são capazes de fornecer (PATIL, 2005).

Em particular na área de engenharia civil, notam-se também a utilização de CFD em várias aplicações como: sistemas hidráulicos; escoamento em canais, vertedouros e barragens; ventilação natural e conforto térmico; escoamento do concreto fresco, além de escoamento em meios porosos e escoamento do vento em estrutura (edifícios e pontes).

Essas aplicações e entre outras, demonstram o grande potencial da técnica de CFD para simular escoamentos de fluidos envolvendo problemas complexos nas diversas áreas da engenharia, inclusive na engenharia civil.

1.2 HIPÓTESE, MOTIVAÇÃO E TEMAS PRINCIPAIS DA PESQUISA

Apesar de toda a gama de aplicação e flexibilidade que a técnica de CFD oferece, existem situações muito complicadas de serem modeladas, como por exemplo, o fenômeno da turbulência, na qual se faz necessário o uso de um modelo de turbulência. Existem na literatura diferentes modelos de turbulência e, portanto, o uso desses diferentes modelos em um mesmo tipo de escoamento, podem fornecer soluções numéricas diferentes, como se pode observar na Figura 2.

Outra situação difícil de ser tratada são os fenômenos conhecidos como dissipação (suavização de gradientes) e dispersão (oscilação não física) numérica. Esses dois fenômenos são puramente numéricos, sendo as principais fontes causadoras de erros na solução computacional. Problemas em que há forte influência dos termos não lineares das equações diferenciais parciais, dependendo do método computacional escolhido para fazer o tratamento numérico, esses fenômenos podem alterar a

solução do problema. Um exemplo desses fenômenos pode ser visto na Figura 3 em que é ilustrado o efeito dissipativo e dispersivo do método numérico (em azul).

Figura 2 – Campo de velocidades do escoamento ao redor de uma seção circular obtido com os modelos de turbulência: (a) LES, (b) $k - \varepsilon$ e (c) $k - \omega$ SST

Figura 3 – Efeitos de dissipação e dispersão numérica do método (linha azul). A linha vermelha é referente a solução analítica do problema.

Fonte: Adaptado de Kurokawa (2009).

Complicações adicionais surgem quando se pretende modelar numericamente o fenômeno de turbulência pois, além da escolha adequada de um modelo de turbulência, é preciso também tratar adequadamente os termos não lineares que aparecem nas equações de transporte introduzido por esse modelo.

Como a maioria dos problemas de interesse na engenharia civil são caracterizados por possuírem fortes fenômenos de convecção especialmente aqueles em regime turbulento como, interação vento-estrutura, escoamento do ar em ambientes, escoamento em barragens, entre outras, é fundamental alcançar uma modelagem precisa do fluxo turbulento.

Diante desse contexto, obter a solução numérica de problemas complexos apresenta grandes desafios que estão associados a estabilidade da solução numérica para resolver descontinuidades ou choques, ser computacionalmente simples, econômico e convergente, além de reproduzir adequadamente o fenômeno da turbulência. Com isso, uma boa avaliação dos modelos de turbulência e dos métodos computacionais faz-se necessária para que se alcance uma melhoria na solução numérica dessas equações.

Portanto, estudar, analisar e investigar métodos numéricos e modelos de turbulência, além de, desenvolver modelagens computacionais baseada na técnica de CFD para

problemas práticos da engenharia civil, constituem os temas principais do presente texto sistematizado.

1.3 ESTRUTURAÇÃO DO TEXTO

O texto foi estruturado de modo a sistematizar a pesquisa em duas partes. A primeira parte é sistematizada nos trabalhos de Costa *et al.* (2015), Costa *et al.* (2016), Queiroz *et al.* (2017), Kurokawa *et al.* (2018) e Corrêa *et al.* (2018), por serem representativos na evolução de uma das linhas de pesquisa do proponente referente a investigação de métodos numéricos e de modelos de turbulência. A pesquisa é complementada com a segunda parte, sistematizada nos trabalhos de Silva *et al.* (2016), Silva (2016) e Costa (2017), através de resultados do desenvolvimento de modelagens computacionais baseadas na abordagem de CFD aplicados à problemas de engenharia de civil, referente a outra linha de pesquisa do proponente.

O restante deste documento foi estruturado em quatro capítulos. No Capítulo 2 é apresentado os fundamentos teóricos necessários para o entendimento da pesquisa descrita neste texto. As investigações de métodos numéricos associados à modelos de turbulência são abordadas no Capítulo 3. O desenvolvimento de modelagens computacionais, bem como suas aplicações, é apresentado no Capítulo 4. Conclusões e propostas de trabalhos futuros são descritas no Capítulo 5.

2 FUNDAMENTOS TEÓRICOS E TEMA DA PESQUISA

Neste capítulo são apresentados os fundamentos teóricos necessários para o entendimento da pesquisa. Primeiramente, são apresentadas as equações diferenciais parciais que governam os fluidos. Em seguida, são descritas as principais abordagens de modelagem da turbulência. Por fim, são abordados os principais métodos numéricos para aproximar os termos não lineares das equações diferenciais.

2.1 EQUAÇÕES MATEMÁTICAS DA DINÂMICA DOS FLUIDOS

A modelagem em CFD consiste na solução numérica de uma série de equações diferenciais parciais (EDP's) não lineares, baseadas nos princípios físicos da conservação de massa, da quantidade de movimento e da energia. Essas equações, juntamente com as equações de estado, formam um sistema fechado que pode ser resolvido após a especificação das condições iniciais e de contorno adequadas (FORTUNA, 2000).

De acordo com as propriedades físicas relevantes do problema como viscosidade e densidade do fluido, o escoamento pode ser classificado em duas categorias: incompressível e compressível. O escoamento é considerado compressível quando o número de Mach, grandeza adimensional que expressa a razão entre a velocidade do fluido e velocidade do som no fluido, é superior a 0,3. Caso contrário, o escoamento é incompressível (FLETCHER, 1992).

Considerando ρ a massa específica de um fluido newtoniano e que o escoamento é incompressível, homogêneo e isotérmico, as equações matemáticas das leis de conservação são as equações instantâneas de quantidade de movimento, classicamente conhecida como Navier-Stokes, e da continuidade, expressas, respectivamente, por:

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

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \quad i, j = 1, 2, 3, \quad (2)$$

em que u_i são as componentes de velocidade, t é o tempo, p é a pressão, ν é a viscosidade cinemática e F_i representa as forças externas.

Em alguns casos de escoamentos não isotérmicos, além das equações de Navier-Stokes e continuidade (Eqs. (1) e (2)) considera-se ainda a equação da Energia¹, dada por:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial(Tu_j)}{\partial x_j} = \alpha_T \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right), \quad (3)$$

sendo T é a temperatura e α_T é o coeficiente de difusividade térmica do fluido. Como o escoamento não é isotérmico, variações na temperatura do fluido causam alterações em suas propriedades. Neste caso, é preciso adotar um modelo que seja válido para problemas com pequenas variações de temperatura. A grande maioria utiliza a aproximação Boussinesq, o qual assume uma relação linear entre a massa específica (ρ) e a temperatura (T) (GRAY e GIORGINI, 1976; GRIEBEL *et al.*, 1997). Sendo assim, na Eq. (1), F_i corresponde ao termo de empuxo dado por $F_i = [1 - \beta_T(T - T_{ref})]g_i$, em que β_T é o coeficiente de expansão térmica e T_{ref} é a temperatura de referência.

As grandezas adimensionais utilizadas são: número de Reynolds (Re), número de Froude (Fr) e número de Prandtl (Pr). Re representa a razão entre as forças inerciais e as forças viscosas do escoamento e sua magnitude indica a importância para o escoamento das forças inerciais ($Re > 1$) e das forças viscosas ($Re < 1$). Fr é a razão entre as forças inerciais e gravitacionais e Pr a razão entre a viscosidade cinemática ν e a difusividade térmica α do fluido. Esses números são parâmetros fundamentais em escoamentos incompressíveis não isotérmicos e com superfície livre e surgem quando as Eqs. (1), (2) e (3) são adimensionalizadas², podendo ser reescritas na forma adimensional como sendo:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial(u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) + \frac{1}{Fr} F_i, \quad (4)$$

¹ Deduções detalhadas da equação de energia podem ser encontradas em livros de mecânica dos fluidos, como por exemplo, FLETCHER, 1992.

² Deduções detalhadas da adimensionalização das equações podem ser encontradas em Kurokawa (2009).

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial(Tu_j)}{\partial x_j} = \frac{1}{RePr} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right), \quad (6)$$

em que $Re = (LU)/\nu$, $Fr = U/(\sqrt{Lg_i})$ e $Pr = \nu/\alpha$, sendo L uma escala de comprimento e U uma escala de velocidade.

Para o caso em que o fluido é não newtoniano, as Eqs. (1) e (2) se tornam:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial(u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu(\dot{\gamma}) \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu(\dot{\gamma}) \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] + F_i, \quad (7)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (8)$$

na qual $\nu(\dot{\gamma})$ representa a viscosidade cinemática aparente (função conhecida de $\dot{\gamma}$) que pode ser expressa como:

$$\nu(\dot{\gamma}) = \frac{\eta(\dot{\gamma})}{\rho} = \frac{\tau/\dot{\gamma}}{\rho}, \quad (9)$$

em que $\dot{\gamma}$ é a taxa de deformação local dada por:

$$\dot{\gamma} = \sqrt{2tr(S_{ij})^2}, \quad (10)$$

sendo S_{ij} o tensor taxa de deformação:

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \quad (11)$$

Os fluidos não newtonianos possuem como característica a não linearidade da relação entre a tensão de cisalhamento e a taxa de deformação. Eles podem ser modelados por inúmeras equações constitutivas, dependendo do tipo de fluido que se quer modelar. Existem na literatura, vários modelos para representar a viscosidade de fluidos newtonianos generalizados sendo que, os mais utilizados são os modelos *Cross*, *Power Law*, *Bingham* e *Herschel-Bulkley*.

2.2 MODELAGEM DA TURBULÊNCIA

Nesta seção, uma breve descrição das principais abordagens da modelagem da turbulência, incluindo o equacionamento matemático de cada uma delas, são apresentadas e discutidas. São discutidas também as vantagens e desvantagens de cada uma dessas modelagens. Por fim, é apresentada uma promissora modelagem de turbulência que vem sendo investigada pelo proponente em conjunto com outros pesquisadores.

Em geral, os escoamentos são turbulentos com número de Reynolds elevado. Esses escoamentos são caracterizados pela flutuação dos campos de velocidade, na qual pode ser definido com uma condição de fluxo caótica, flutuante e aleatória. Além disso, eles são altamente instáveis, tridimensionais e são um processo dependente do tempo (ASYIKIN, 2012).

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, há a necessidade de escolha de uma modelagem de turbulência.

Na literatura, existem três principais abordagens para modelagem de turbulência: Simulação Numérica Direta (*Direct Numerical Simulation* – DNS), Simulação de Grandes Escalas (*Large Eddy Simulation* – LES) e Equações de Navier-Stokes com Médias de Reynolds (*Reynolds Average Navier Stokes* – RANS).

2.2.1 Simulação numérica direta (DNS)

A técnica mais natural e direta para resolver o escoamento turbulento é a simulação numérica direta. Nessa técnica, as equações de Navier-Stokes (Eq. (1)) são resolvidas numericamente sem nenhuma modelagem. Entretanto, a malha deve ser suficientemente refinada sendo necessário pequenos passos de tempo para capturar todo o espectro de escalas turbulentas. Isso resulta em um campo completo do escoamento, livre de qualquer tipo de modelagem, com apenas erros de aproximação numérica. Devido à exigência de uma resolução espacial e temporal muito pequena, o uso dessa técnica é limitado à escoamentos com baixo ou moderado número de Reynolds. Como a turbulência é caracterizada por um grande número de escalas

espaciais e temporais, os quais aumentam com número de Reynolds, a simulação torna-se inviável em muitos problemas.

Assim, as simulações utilizando as modelagens LES e RANS são as melhores alternativas de predição numérica para escoamentos turbulentos. Essas duas modelagens fazem com que as equações de Navier Stokes e da continuidade sejam decompostas em uma componente filtrada e uma componente flutuante. Porém, devido a essa decomposição, há o aparecimento das tensões de Reynolds (segunda ordem ou superior), obtendo-se mais incógnitas do que equações. Isso configura um problema matematicamente indeterminado ou de fechamento. Consequentemente, é necessário que as tensões de Reynolds sejam modeladas por equações adicionais de modo a obter o fechamento do problema.

2.2.2 Simulação de grandes escalas (LES)

A ideia básica da abordagem LES é separar as pequenas das grandes escalas. Essa separação funciona como um processo de filtragem do tipo espacial das equações de Navier-Stokes (DAVIDSON, 2017). As grandes escalas (filtradas) são resolvidas diretamente através de um método numérico e as pequenas escalas (residual) de turbulência são modeladas pela técnica submalha (*subgrid scales* – SGS). Por esse motivo, modelos simples podem ser aplicados independentes da geometria. Uma breve descrição da filtragem espacial é descrita a seguir.

Na filtragem espacial, o campo de velocidade é decomposto em uma componente filtrada $\bar{u}(x, t)$ e uma componente residual $u'(x, t)$, sendo definida por (POPE, 2000):

$$u(x, t) = \bar{u}(x, t) + u'(x, t). \quad (12)$$

A componente filtrada $\bar{u}$ é obtida através da expressão (LEONARD, 1974):

$$\bar{u}(x, t) = \int_V u(x', t) G(x, x') dx', \quad (13)$$

sendo $u(x', t)$ a variável a ser filtrada, $G(x, x')$ a função filtro, V o volume de controle do elemento da malha e x' a posição do elemento de volume dx' . Detalhes sobre a filtragem espacial e a função filtro podem ser encontrados em Côrrea (2016).

Após o processo de filtragem espacial e com a introdução do tensor de tensões submalha, τ_{ij} , as equações de Navier-Stokes e da continuidade (Eqs. (1) e (2)) assumem a seguinte forma:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \tau_{ij} \right) + F_i, \quad (14)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0, \quad (15)$$

em que τ_{ij} é modelado em função da viscosidade turbulenta expressa por:

$$\tau_{ij} = -2\nu_t \bar{S}_{ij} + \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij}, \quad (16)$$

na qual ν_t é a viscosidade turbulenta, δ_{ij} é o delta de Kronecker e $\bar{S}_{ij}$ é o tensor taxa de deformação do escoamento médio (campo filtrado), dado por:

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right). \quad (17)$$

Nos últimos anos, o modelo mais utilizado para determinar a viscosidade turbulenta (ν_t) é o LES de Smagorinsky (1963), devido à simplicidade de implementação e por não necessitar de um tempo de processamento excessivo (MURAKAMI, 1997; PETRY e AWRUCH, 1997; BRAUN, 2002, TSANG *et al.*, 2014). A viscosidade turbulenta, ν_t , do modelo Smagorinsky é determinada por:

$$\nu_t = (C_S \cdot \Delta)^2 \cdot |\bar{S}|, \quad (18)$$

sendo C_S a constante de Smagorinsky, Δ a largura do filtro (proporcional ao espaçamento da malha) e $|\bar{S}| = \sqrt{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}}$. A constante de Smagorinsky é um parâmetro obtido analiticamente por Lilly (1967) como sendo $C_S = 0,18$. No entanto, esse valor foi questionado por Deardorff (1970) que verificou para o seu problema o amortecimento das grandes escalas da turbulência.

Assim, variantes do modelo submalha de Smagorinsky têm sido apresentadas na literatura, como por exemplo, o modelo Dinâmico (GERMANO *et al.*, 1991). Esse e outros modelos dessa classe de modelagem não serão abordados neste texto. Mais

detalhes sobre a abordagem LES podem ser encontrados em Lesieur e Metais (1996) e Pope (2000).

2.2.3 Equações de Navier-Stokes com médias de Reynolds (RANS)

A modelagem RANS, em que a média de Reynolds é um caso particular de filtro, é utilizada para simplificar a modelagem submalha. Isso significa que as informações sobre flutuações turbulentas são obtidas das tensões de Reynolds (HINZE, 1975). Nesse caso, as equações de Navier-Stokes e da continuidade são dadas por:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \overline{u'_i u'_j} \right) + F_i, \quad (19)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0, \quad (20)$$

em que $\overline{u'_i u'_j}$ representa os efeitos da turbulência sobre o escoamento médio $\bar{u}_i$ e é chamado de tensões de Reynolds. As Equações (19) e (20) são classicamente chamadas de Equações Médias de Reynolds. Entretanto, com as tensões de Reynolds, há a introdução de seis incógnitas adicionais configurando um problema matematicamente indeterminado. Assim, essas tensões precisam ser modeladas por equações adicionais para o fechamento das equações.

Embora existam na literatura uma variedade de modelos para esse fechamento, o mais popular utiliza a hipótese de Boussinesq (BOUSSINESQ, 1877). Essa hipótese relaciona, empiricamente, o tensor de Reynolds com o campo médio de velocidade, que segundo Kolmogorov, é dado por:

$$-\overline{u'_i u'_j} = \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{3} \overline{u'_i u'_i} \delta_{ij}, \quad (21)$$

resultando nas seguintes equações médias de Navier-Stokes:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}_e}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) + \frac{1}{Fr^2} g_i + \frac{1}{Re} \frac{\partial (2\nu_t \bar{S}_{ij})}{\partial x_j}, \quad (22)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0, \quad (23)$$

na qual $\bar{p}_e$ é a pressão efetiva média.

Porém, o sistema de Eqs. (22) e (23) continua indeterminado necessitando de mais uma hipótese adicional para o fechamento. No contexto da hipótese de Boussinesq, o problema de fechamento é encontrar uma equação para a viscosidade turbulenta (ν_t) que aparece na Eq. (21). Os modelos dependentes dessa viscosidade são descritos algebricamente em função de outras grandezas derivadas de equações diferenciais. Os principais modelos dessa classe são (WILCOX, 1993):

- a) Modelos algébricos: uma equação algébrica baseada em escalas turbulentas é empregada para determinar o valor da viscosidade turbulenta;
- b) Modelos a uma equação: uma equação diferencial de transporte é resolvida, geralmente para a energia cinética turbulenta (κ) juntamente com um comprimento de escala característico;
- c) Modelos a duas equações: utilizam duas equações diferenciais de transporte de propriedades turbulentas, sendo uma a equação da energia cinética turbulenta (κ) juntamente com a equação da taxa de dissipação da energia cinética turbulenta (ε), ou mesmo, a equação da frequência de passagem de grandes estruturas turbulentas (ω).

Existem também os modelos que não dependem da viscosidade turbulenta, mas não serão abordados neste trabalho. No presente texto, são apresentados somente os modelos à duas equações e algébricos pois estes, simulam escoamentos complexos muito melhor que os modelos a uma equação (LAUNDER e SPALDING, 1974; YAKHOT e ORSZAG, 1986; YAKHOT *et al.* 1992; SILVEIRA NETO, 2002; VERSTEEG e MALALASEKERA, 2006).

Dentre os modelos a duas equações, existem uma grande variedade de modelos de turbulência. Os mais conhecidos são do tipo: $k - \varepsilon$ e $k - \omega$ (WILCOX, 1993). Dentre os modelos $k - \varepsilon$, o mais popular em aplicações práticas está o $k - \varepsilon$ padrão de Launder e Spalding (1974). E, o mais popular dentre os $k - \omega$ é o $k - \omega$ SST (Shear Stress Transport).

A seguir, são apresentadas uma breve descrição das formulações matemáticas dos modelos $k - \varepsilon$ padrão e $k - \omega$ SST.

2.2.3.1 Modelo $k - \varepsilon$ padrão

As duas equações de transporte deste modelo são dadas por:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial(k\bar{u}_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \varepsilon, \quad (24)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial(\varepsilon\bar{u}_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} P_k - C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k}. \quad (25)$$

em que P_k representa o termo de produção da energia cinética turbulenta e ν_t a viscosidade turbulenta e são dadas, respectivamente, por:

$$P_k = 2\nu_t \bar{S}_{ij} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j}, \quad (26)$$

$$\nu_t = C_\mu \frac{\kappa^2}{\varepsilon}, \quad (27)$$

na qual $\bar{S}_{ij}$ é o tensor deformação do escoamento médio dado pela Eq. (17), σ_k e σ_ε são os coeficientes de difusão turbulenta e, $C_{1\varepsilon}$, $C_{2\varepsilon}$ e C_μ são constantes empíricas. Essas constantes são determinadas de forma experimental através de resultados válidos para alguns tipos de escoamentos turbulentos (JONES e LAUNDER, 1972). A Tabela 1 representa os valores dessas constantes experimentais.

Tabela 1 – Constantes das equações do modelo de turbulência $k - \varepsilon$ padrão

$C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$	C_μ	σ_k	σ_ε
1,44	1,92	0,09	1,0	1,3

Fonte: Jones e Launder (1972); Rodi (1993).

2.2.3.2 Modelo $k - \omega$ SST

Este modelo foi inicialmente proposto por Menter (1994) para modelar a turbulência de escoamentos com gradientes adversos de pressão e separação da camada limite, na qual faz uso da formulação de dois modelos, o $k - \varepsilon$ e $k - \omega$ padrão (MENTER, 1994).

O modelo é composto pela equação de transporte da energia cinética turbulenta (k), e pela equação da taxa de dissipação específica de energia cinética turbulenta (ω), representadas, respectivamente, por:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial(k\bar{u}_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - C_\mu k \omega, \quad (28)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial(\omega\bar{u}_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \alpha \frac{\omega}{k} P_k - \beta \omega^2 + 2(1 - F_1) \frac{\sigma_\omega}{\sigma_\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i}, \quad (29)$$

sendo σ_k , σ_ω , α , β e C_μ constates empíricas do modelo. O termo F_1 é uma função (*blending function*) expressa por:

$$F_1 = \tanh \left\{ \min \left[\max \left\{ \frac{\sqrt{k}}{C_\mu \omega d}, \frac{500\nu}{d^2 \omega} \right\}, \frac{4\rho\sigma_{\omega 2} k}{CD_{k\omega} d^2} \right] \right\}, \quad (30)$$

em que d é a distância normal à parede, $\sigma_{\omega 2}$ é uma constante e $CD_{k\omega}$ é definindo por:

$$CD_{k\omega} = \max \left\{ 2\rho\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i}; 10^{-20} \right\}. \quad (31)$$

Neste modelo, a viscosidade turbulenta é definida por:

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega; |\bar{S}| F_2)}, \quad (32)$$

sendo a_1 uma constante empírica igual a 0,3 e $|\bar{S}|$ o módulo do tensor taxa de deformação do escoamento médio. O termo F_2 é definido por:

$$F_2 = \tanh \left\{ \left[\max \left(\frac{2\sqrt{k}}{C_\mu d}, \frac{500\nu}{d^2 \omega} \right) \right]^2 \right\}. \quad (33)$$

As constantes σ_k , σ_ω , α e β são determinadas pela expressão:

$$\phi = F_1 \phi_{k-\omega} + (1 - F_1) \phi_{k-\varepsilon}. \quad (34)$$

na qual $\phi_{k-\omega}$ corresponde aos coeficientes do modelo $k - \omega$ e $\phi_{k-\varepsilon}$ corresponde aos coeficientes do modelo $k - \varepsilon$. As constantes do modelo $k - \omega$ SST são apresentadas na Tabela 2 (MENTER *et al.*, 2003).

Tabela 2 – Constantes das equações do modelo de turbulência $k - \omega$ SST

C_μ	$\alpha_{k-\omega}$	$\beta_{k-\omega}$	$\sigma_{k,k-\omega}$	$\sigma_{\omega,k-\omega}$	$\alpha_{k-\varepsilon}$	$\beta_{k-\varepsilon}$	$\sigma_{k,k-\varepsilon}$	$\sigma_{\omega,k-\varepsilon}$
0,09	5/9	3/40	0,85	0,5	0,44	0,0828	1	0,856

Fonte: Menter *et al.* (2003).

Na região externa ao escoamento (corrente livre), o modelo $k - \omega$ SST SST emprega as características do modelo $k - \varepsilon$ com a função F_1 assumindo o valor $F_1 = 0$. E, na região próxima à parede (subcamada viscosa), o modelo utiliza as propriedades do modelo $k - \omega$ com $F_1 = 1$ (REZENDE, 2009).

A principal diferença entre os modelos $k - \varepsilon$ e $k - \omega$ SST está na solução próxima à parede. O modelo $k - \varepsilon$ assume a turbulência como isotrópica e, com isso, algumas simulações podem apresentar resultados inconsistentes, principalmente em escoamentos que apresentem o fenômeno conhecido como separação de camada limite (POPE, 2000; RECKTENWALD, 2009). Esse fenômeno surge em um determinado corpo sólido imerso em um escoamento quando esse fluxo apresenta número de Reynolds elevado e escoamento irrotacional no contorno do sólido, como é o caso do cilindro apresentado na Figura 4.

Figura 4 – Separação da camada limite

Fonte: Fitzpatrick (2015).

Por outro lado, o modelo $k - \omega$ permite melhorar a solução instável que ocorre próximo à parede devido a uma integração direta feita através da camada limite. (WILCOX, 1993). Este recurso é extremamente importante e necessário em aplicações de interação fluido-estrutura, devido ao campo do escoamento macroscópico ao redor do corpo ser profundamente afetado pela estrutura próxima à parede. Cabe ressaltar que, para explorar a capacidade dos modelos $k - \omega$ de se

fazer essa integração, a malha deve ser capaz de capturar os gradientes de velocidade e pressão na região próxima da parede (BRUSIANI *et al.*, 2013). De acordo com Menter *et al.* (2003), uma desvantagem é que o modelo $k - \omega$ provou ser altamente sensível às condições de contorno de entrada, que podem afetar sensivelmente a solução, mesmo em grandes domínios computacionais.

2.2.3.3 Modelo algébrico não linear para tensões de Reynolds

O modelo algébrico não linear para o tensor de tensões de Reynolds da Eq. (21) foi proposto por Shih *et al.* (1993) sendo definido por:

$$\begin{aligned} \overline{u'_i u'_j} = & \frac{2}{3} \kappa \delta_{ij} - \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \\ & + \frac{C_{1\tau}}{A_2 + \eta^3} \frac{\kappa^3}{\varepsilon^2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_k} \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \delta_{ij} \right) \\ & + \frac{C_{2\tau}}{A_2 + \eta^3} \frac{\kappa^3}{\varepsilon^2} \left[\left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_k} \right) - \frac{1}{3} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right)^2 \delta_{ij} \right] \\ & + \frac{C_{3\tau}}{A_2 + \eta^3} \frac{\kappa^3}{\varepsilon^2} \left[\left(\frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_i} \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_j} \right) - \frac{1}{3} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right)^2 \delta_{ij} \right], \end{aligned} \quad (35)$$

em que δ_{ij} é o delta de Kronecker, $C_{1\tau}$, $C_{2\tau}$, $C_{3\tau}$ e A_2 são as constantes do modelo e ν_t é a viscosidade turbulenta dada por:

$$\nu_t = \left(\frac{2/3}{A_1 + \eta + \alpha_R \cdot \xi} \right) \frac{\kappa^2}{\varepsilon}, \quad (36)$$

na qual α_R e A_1 são constantes, $\xi = \frac{\kappa}{\varepsilon} \sqrt{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}}$ e $\eta = 2\frac{\kappa}{\varepsilon} \sqrt{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}}$. As constantes do modelo estão apresentadas na Tabela 3.

Tabela 3 – Constantes das equações do modelo algébrico não linear

$C_{\tau 1}$	$C_{\tau 2}$	$C_{\tau 3}$	A_1	A_2	α_R
-4,0	13,0	-2,0	1,25	1000,0	0,9

Fonte: Shih *et al.* (1993).

Para avaliar o tensor algébrico na Eq. (35), são utilizadas as equações de transporte do modelo $k - \varepsilon$ padrão, dadas pelas Eqs. (24) e (25).

2.2.4 Desempenho computacional das modelagens de turbulência

Um importante aspecto da modelagem de turbulência que deve ser avaliado no momento da seleção do modelo é o dispêndio de esforço computacional para se obter a solução do método numérico para o escoamento turbulento. Esse custo computacional é geralmente expresso em unidades de tempo que o recurso computacional leva para resolver as equações pelo método numérico e apresentar a solução para o escoamento.

Evidentemente que o custo computacional está relacionado com nível tecnológico que o recurso computacional detém. Equipamentos mais avançados e com grande capacidade de processamento, o tempo necessário para obter a solução do sistema de equações tende a ser reduzido. Embora todo modelo de turbulência apresente sua demanda em face ao custo computacional, existem significativas diferenças de consumo desses recursos computacionais em função das características do modelo.

A Figura 5 ilustra o posicionamento das modelagens DNS, LES e RANS, ordenado e relacionado com seus respectivos custos computacionais em relação ao grau de modelagem requerido.

Figura 5 – Relação entre o grau de modelagem e o custo computacional das modelagens de turbulência

Fonte: Rezende (2009).

2.2.5 Simulação de grandes escalas com filtragem temporal (TLES)

Na abordagem LES (seção 2.2.2), algumas deficiências são encontradas em relação a filtragem espacial. Essa filtragem é uma problemática para malhas altamente estiradas ou malhas não estruturadas. Isso não ocorre nos filtros temporais que operam independentemente da discretização espacial. Frisch (1995) observou que a maioria dos dados experimentais em turbulência é obtida no domínio temporal recaindo para o domínio espacial através das hipóteses de Taylor. Assim, se a análise no domínio temporal é natural para experimentos, esta deve ser natural também para a simulação de escoamentos turbulentos. De acordo com Pruet (2008), todas essas deficiências não são encontradas quando se utiliza uma filtragem temporal. Nesse sentido, existem boas razões para se considerar uma filtragem temporal na simulação das grandes escalas.

Tendo como motivação estas e outras vantagens de se utilizar um filtro temporal, Pruet (2003) introduziu a teoria de TLES (*Temporal Large Eddy Simulation*), o qual é um modelo LES que, ao invés de usar um filtro espacial como nos demais modelos LES, utiliza-se as equações filtradas no domínio temporal.

TLES foi desenvolvido baseado em um modelo de deconvolução aproximado (*Approximate Deconvolution Model* - ADM) no domínio temporal, adaptado a partir do método de deconvolução espacial de Stolz (1999). Na aproximação ADM utiliza-se uma deconvolução aproximada de uma quantidade filtrada para obter uma solução não filtrada através de repetidas aplicações do processo de filtragem. A ideia central de TLES repousa sobre a premissa de que a remoção das altas frequências do espectro de frequência deve remover efetivamente os altos números de onda, de modo que TLES possa ser aplicado com uma resolução temporal e espacial mais grosseira que os demais modelos.

Na modelagem TLES, o tensor de Reynolds é aproximado por um tensor submalha modelado, o qual é obtido a partir de um campo de velocidade filtrado temporalmente. A teoria de TLES baseia-se na divisão das escalas temporais em três componentes (TEJADA *et al.*, 2007): a) escalas filtradas resolvidas (*Resolved Filter-Scale*, RFS); b) escalas submalha resolvidas (*Resolved Subfilter-Scale*, RSFS); c) escalas submalha não-resolvidas (*Unresolved Subfilter-Scale*, USFS).

A decomposição das escalas temporais nas componentes RFS, RSFS e USFS levam as equações de Navier-Stokes filtradas temporalmente (equações de TLES) a governarem o movimento da componente RFS. No entanto, estas equações contêm o tensor submalha, refletindo o efeito das componentes RSFS e USFS na componente RFS. A componente RSFS está associada ao tensor submalha e é aproximada através de uma deconvolução temporal, enquanto que, a componente USFS é aproximada através de uma viscosidade artificial na forma de uma regularização temporal.

Na modelagem TLES, o tensor residual τ_{ij} da Eq. (14) é aproximado por um tensor submalha modelado M_{ij} , em que seus termos são calculados através de uma deconvolução temporal de alta ordem dos campos de velocidade $\bar{u}_i$. O tensor submalha modelado é calculado por (PRUETT *et al.*, 2006):

$$M_{ij} = \overline{v_i v_j} - \bar{v}_i \bar{v}_j, \quad (37)$$

em que as velocidades v_i são calculadas por:

$$v_i = \sum_{m=0}^p C_m \bar{u}_i^{(m+1)}, \quad (38)$$

sendo $\bar{u}_i^{(1)} = \bar{u}_i$. A velocidade deconvoluída v_i aproxima a velocidade não-filtrada u_i através de uma combinação linear de múltiplos campos de $\bar{u}_i^{(m)}$ filtrados m vezes. Ainda na Eq. (38), p representa o grau desta deconvolução, denominada deconvolução primária, e C_m são os coeficientes desta deconvolução.

No entanto, o método de deconvolução ADM mostrou-se instável devido à insuficiente dissipação do modelo. Nesse sentido, Pruett *et al.* (2006) acoplou estabilidade ao ADM adicionando um termo dissipativo do lado direito da equação da quantidade de movimento, dado por $\chi(\bar{w}_i - \bar{u}_i)$ em que χ é um parâmetro de amortecimento arbitrário e $\bar{w}_i$ é um novo campo de velocidades, calculado analogamente a v_i através de uma deconvolução temporal das velocidades filtradas $\bar{u}_i$, da forma:

$$w_i = \sum_{m=0}^q D_m \bar{u}_i^{(m+1)}, \quad (39)$$

sendo q o grau desta deconvolução denominada deconvolução secundária, e D_m seus coeficientes. Portanto, as equações de Navier-Stokes e continuidade para a modelagem TLES são dadas por:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - M_{ij} \right) + \chi(\bar{w}_i - \bar{u}_i), \quad (40)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0. \quad (41)$$

Dessa forma, a aplicação da deconvolução temporal tem duas propostas: a) modelar o tensor residual por meio das Eqs. (37) e (38); b) gerar dissipação artificial de alta ordem através do termo de regularização.

Assim, o tensor submalha modelado M_{ij} , o qual representa as escalas submalhas resolvidas (RSFS), é calculado pela Eq. (37), em que as novas velocidades v_i são obtidas a partir da Eq. (38). Os campos de velocidade filtrados $\bar{u}_i$, a partir dos quais calcula-se o campo v_i , são obtidos a partir do seguinte sistema de equações diferenciais (PRUETT, 2008):

$$\frac{\partial \bar{u}_i^{(m+1)}}{\partial t} = \frac{\bar{u}_i^{(m)} - \bar{u}_i^{(m+1)}}{\Delta}, \quad 1 \leq m \leq p.$$

Para o cálculo dos termos $\bar{v}_i$, $\bar{v}_j$ e $\overline{v_i v_j}$, utiliza-se novamente a filtragem temporal, da forma:

$$\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial t} = \frac{v_i - \bar{v}_i}{\Delta},$$

$$\frac{\partial \overline{v_i v_j}}{\partial t} = \frac{v_i v_j - \overline{v_i v_j}}{\Delta}.$$

De maneira análoga, calcula-se o termo de regularização $\chi(\bar{w}_i - \bar{u}_i)$, em que o campo de velocidades w_i é dado pela Eq. (39). Sua filtragem temporal é obtida por meio de:

$$\frac{\partial \bar{w}_i}{\partial t} = \frac{w_i - \bar{w}_i}{\Delta}.$$

2.3 MÉTODOS PARA APROXIMAR OS TERMOS NÃO LINEARES

Os termos não lineares, também conhecidos na literatura como termos advectivos, são os principais causadores de dificuldades numéricas nas simulações e responsáveis por fenômenos complexos no escoamento. Esses termos são da forma:

$$\left(\frac{\partial(\psi u)}{\partial x} + \frac{\partial(\psi v)}{\partial y} + \frac{\partial(\psi w)}{\partial z} \right), \quad (42)$$

em que ψ pode representar uma das variáveis como velocidades, temperatura e turbulentas, ou seja, $u, v, w, T, \kappa, \varepsilon$ ou ω .

Nos últimos anos, uma grande variedade de métodos numéricos tem sido proposta para aproximar esses termos que estão presentes nas equações de Navier-Stokes e nas equações de transporte, descritas nas seções 2.2 e 2.3. Esses métodos são bastante utilizados para resolver problemas em dinâmica dos fluidos, principalmente para a classe de escoamentos incompressíveis e turbulentos. Embora muitos pesquisadores têm se atentado para tais problemas, não é possível até o presente momento, caracterizá-los por completo. A principal dificuldade em lidar numericamente com problemas altamente não lineares e complexos é conseguir soluções numéricas representativas e consistentes.

Nesse sentido, a escolha de um método numérico que leve em conta a velocidade de convecção local do escoamento, conhecido como método de advecção *upwind*, vem sendo uma das estratégias aplicada em CFD para tratar os termos advectivos (Eq. (42)). No entanto, esse tipo de tratamento também vem sendo uma das principais preocupações da comunidade científica moderna, pois essa classe de método afeta consideravelmente a estabilidade e a precisão da solução.

Por um lado, métodos *upwind* de primeira ordem como FOU (*First Order Upwind*) de Courant *et al.* (1952), a solução sofre suavização (dissipação numérica) devido a introdução de uma viscosidade numérica, amortecendo as oscilações físicas e não físicas (Figura 6a). Por outro lado, aplicar métodos clássicos de alta resolução, como Lax-Wendroff (LAX e WENDROFF, 1960), *upwind* de segunda ordem (WARMING e BEAM, 1976) ou diferenças centradas, a solução computada, em geral, apresenta

oscilações não físicas (dispersão numérica) em regiões de altos gradientes e descontinuidades (Figura 6b).

Figura 6 – Exemplos de suavização e oscilação numérica: solução computada com o método FOU (1ª ordem) e com o método Lax-Wendroff (2ª ordem) para o problema de advecção de escalar³

Fonte: Queiroz (2009).

2.3.1 Variáveis Normalizadas, restrição TVD e critério CBC.

A classe dos métodos numéricos *upwind* de alta resolução (maior ou igual a 2) é o mais popular em CFD para o tratamento numérico dos termos não lineares. Entre eles, a técnica baseada na combinação do contexto de NVD (*Normalized Variable Diagram*) de Leonard (1988); restrição TVD (*Total Variation Diminishing*), uma condição para estabilidade não linear de Harten (1983); e o critério CBC (*Convection Boundedness Criterion*) de Gaskell e Lau (1988) têm sido as mais utilizadas. A ideia desses métodos é obter máxima precisão em regiões suaves e ao mesmo tempo, controlar a dissipação numérica em regiões de gradientes elevados. As características deles são manter a estabilidade da solução numérica, capturar descontinuidades sem oscilação numérica, ser computacionalmente simples e econômico e convergente.

Para o entendimento de como os métodos *upwind* de alta resolução funcionam e quais as vantagens desses métodos, uma breve explicação sobre o que são variáveis normalizadas (NV), restrição TVD e o critério CBC é feita a seguir.

³ É um dos problemas mais simples decorrentes das leis de conservação dada pela equação linear de advecção dada por $\frac{\partial u}{\partial t} + a \frac{\partial u}{\partial x} = 0$ sujeitas a uma condição inicial e de contorno.

O conceito de variáveis normalizadas é de grande importância para o desenvolvimento de métodos de alta resolução pois, juntamente com a restrição TVD e CBC são capazes de obter métodos estáveis, limitados e resolver problemas com gradientes elevados com uma precisão maior. Considerando ψ a variável convectada, a variável normalizada de Leonard é definida por:

$$\hat{\psi}_{()} = \frac{\psi_{()} - \psi_R}{\psi_D - \psi_R}, \quad (43)$$

sendo ψ_D e ψ_R os valores não normalizados da variável ψ nos pontos D e R respectivamente. A partir da Eq. (43), observa-se que $\hat{\psi}_R = 0$ e $\hat{\psi}_D = 1$. Além disso, se $\hat{\psi}_U = 0$ então $\psi_U = \psi_R$ e, se $\hat{\psi}_U = 1$ então $\psi_U = \psi_D$. Com isso, qualquer método advectivo *upwind* que utilize somente os valores de ψ nos pontos D (*Downstream*), U (*Upstream*) e R (*Remote-upstream*) é representado na forma:

$$\hat{\psi}_f = \hat{\psi}_f(\hat{\psi}_U). \quad (44)$$

Um diagrama dessas variáveis baseado nas Eqs. (43) e (44) foi proposto por Leonard (1988) com o intuito de representar uma relação entre as variáveis $\hat{\psi}_f$ e $\hat{\psi}_U$, sendo de grande importância na investigação de um método advectivo.

Com esse diagrama, mostrou-se que para se derivar um método monotônico de alta resolução em NV com $0 \leq \hat{\psi}_U \leq 1$ as seguintes condições devem ser satisfeitas: a) para ser monotônico, o método deve passar pelos pontos $O(0,0)$ e $P(1,1)$; b) para atingir segunda ordem de precisão, deve passar pelo ponto $Q(0,5; 0,75)$; c) para alcançar terceira ordem de precisão, é preciso passar pelo ponto Q com inclinação de 0,75 (ver Figura 7).

De acordo com Leonard (1988), métodos em variáveis normalizadas que têm interseção com o segundo quadrante podem produzir oscilações numéricas, assim como passar pelo quarto quadrante pode ser altamente difusivo. Por esse motivo, a justificativa que o método deva passar pela origem $O(0,0)$. Já a explicação para que o método passe pelo ponto $P(1,1)$ é que, os métodos que utilizam NV e interceptam a reta $\hat{\psi}_U = 1$ acima de $\hat{\psi}_f = 1$ geram soluções com oscilações, e os que interceptam a reta $\hat{\psi}_U = 1$ abaixo de $\hat{\psi}_f = 1$ geram dissipação.

A Figura 7 estão ilustrados, por exemplo, os métodos QUICK (*Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinematics*), diferença central de segunda ordem e FOU em termos dessas variáveis.

Figura 7 – Diagrama de variáveis normalizadas mostrando os métodos QUICK, diferença central e FOU

Fonte: Adaptado de Côrrea (2011).

A representação dos métodos QUICK, *Upwind* de segunda ordem, diferença central de segunda ordem e FOU e em variáveis normalizadas são dados, respectivamente por:

- QUICK:

$$\hat{\psi}_f = \frac{3}{8}(1 + 2\hat{\psi}_U), \quad (45)$$

- *Upwind* de segunda ordem:

$$\hat{\psi}_f = \frac{1}{2}\hat{\psi}_U, \quad (46)$$

- Diferença central de segunda ordem:

$$\hat{\psi}_f = \frac{1}{2}(1 + \hat{\psi}_U), \quad (47)$$

- FOU:

$$\hat{\psi}_f = \hat{\psi}_U. \quad (48)$$

Intimamente ligada às variáveis normalizadas, o critério TVD objetiva conseguir com o tempo, variação limitada de propriedades físicas e impor um auto ajuste do método de acordo com os gradientes locais e, o critério CBC é para produzir uma solução limitada (Figura 8).

Figura 8 – Região CBC em variáveis normalizadas

Fonte: Adaptado de Kurokawa (2009).

2.3.2 Alguns métodos *upwind* de alta resolução

Na literatura existem inúmeros métodos *upwind* de alta resolução, em particular, destacam-se HLP (Hybrid-Linear Parabolic Approximation) de Zhu (1992), SMART (Sharp and Monotonic Algorithm for Realistic Transport) por Gaskell e Lau (1988), WACEB (Weighted-Average Coefficient Ensuring Boundedness) por Liu et al. (2000), VONOS (Variable-Order Non-Oscillatory Scheme) de Varonos e Bergeles (1988), CUBISTA (Convergent and Universally Bounded Interpolation Scheme for the Treatment of Advection) de Alves et al. (2003) e, os mais recentes, ADBQUICKEST (Adaptative Bounded Quadratic Upstream for Convective Kinematics with Estimated Streaming Terms) por Kaibara et al. (2005), TOPUS (Third-Order Polynomial Upwind Scheme) de Queiroz (2009), SDPUS-C1 (Six-Degree Polynomial Upwind Scheme) de Lima (2010) e EPUS (Eight-Degree Polynomial Upwind Scheme) por Corrêa (2011).

2.3.3 Método ADBQUICKEST e TOPUS

A seguir, são apresentadas uma breve descrição da formulação matemática, em variáveis normalizadas, dos métodos ADBQUICKEST e TOPUS, os quais fazem parte da pesquisa do proponente.

- ADBQUICKEST:

$$\hat{\psi}_f = \begin{cases} \hat{\psi}_U, & \text{se } \hat{\psi}_U \notin [0,1], \\ (2 - \theta)\hat{\psi}_U, & \text{se } 0 < \hat{\psi}_U < a, \\ \hat{\psi}_U + \frac{1}{2}(1 - |\theta|)(1 - \hat{\psi}_U) - \frac{1}{6}(1 - \theta^2)(1 - 2\hat{\psi}_U), & \text{se } a \leq \hat{\psi}_U \leq b, \\ 1 - \theta + \theta\hat{\psi}_U, & \text{se } b < \hat{\psi}_U < 1, \end{cases} \quad (49)$$

em que a e b são constantes dadas por:

$$a = \frac{2 - 3|\theta| + \theta^2}{7 - 6\theta - 3|\theta| + 2\theta^2} \quad e \quad b = \frac{-4 + 6\theta - 3|\theta| + \theta^2}{-5 + 6\theta - 3|\theta| + 2\theta^2},$$

sendo θ um parâmetro livre conhecido na literatura como número de Courant (ou CFL) dado por $\theta = V_f \cdot \Delta_t / \Delta_x$, na qual Δ_t e Δ_x são respectivamente o espaçamento temporal e espacial. A Figura 9 mostra o comportamento do método ADBQUICKEST na região TVD.

Figura 9 – Método ADBQUICKEST com $\theta = 0,5$ na região TVD

Fonte: Adaptado de Kurokawa (2009).

A filosofia desse método em aproximar os termos não lineares (Eq. (42)), é garantir uma solução livre de oscilação nas proximidades de discontinuidades ou choques. No trabalho de Ferreira *et al.* (2009a) foi demonstrado que o ADBQUICKEST pode ser de segunda ou terceira ordem de precisão em regiões suaves, mas apenas de primeira ordem perto regiões com grandes gradientes.

- TOPUS:

$$\hat{\psi}_f = \begin{cases} \hat{\psi}_U, & \text{se } \hat{\psi}_U \notin [0,1], \\ \alpha \hat{\psi}_U^4 + (-2\alpha + 1) \hat{\psi}_U^3 + \left(\frac{5\alpha - 10}{4}\right) \hat{\psi}_U^2 + \left(\frac{-\alpha + 10}{4}\right) \hat{\psi}_U, & \text{se } \hat{\psi}_U \in [0,1], \end{cases} \quad (50)$$

em que $\alpha \in [-2,2]$. Para este método, Ferreira *et al.* (2012a) mostraram que a precisão é de terceira ordem no caso de advecção linear, de segunda ordem em regiões não lineares, e é livre de oscilações espúrias em torno de discontinuidades e gradientes elevados. A Figura 10 mostra o método TOPUS na região TVD.

Figura 10 – Método TOPUS com $\alpha = -2,0,2$ na região TVD

Fonte: Adaptado de Queiroz *et al.* (2017).

As variáveis $\hat{\psi}_f$ e $\hat{\psi}_U$ que aparecem nas Eqs. (45) e (46) são as variáveis normalizadas de Leonard (1988) (ver Eq. (43)) dadas por:

$$\hat{\psi}_f = \frac{\psi_f - \psi_R}{\psi_D - \psi_R}, \quad e \quad \hat{\psi}_U = \frac{\psi_U - \psi_R}{\psi_D - \psi_R}$$

na qual D , U e R representam os pontos vizinhos de uma variável genérica ψ referente a uma face f . Essa variável ψ é a mesma que aparece nos termos da Eq. (42) e, é aproximada de acordo com o sinal da velocidade de convecção local V_f sobre a face f . Se $V_f > 0$, então os pontos D , U e R são definidos como na Figura 11a. Caso contrário, os pontos são definidos como na Figura 11b.

Figura 11 – Posição dos pontos vizinhos D , U e R

Fonte: Kurokawa *et al.* (2018).

A Figura 12 ilustra um exemplo de solução computada utilizando os métodos ADBQUICKEST e TOPUS para o problema de advecção de escalar. Observa-se neste caso, que os métodos não apresentam oscilações e nem suavização numérica como os métodos FOU e Lax-Wendroff da Figura 6.

Figura 12 – Solução computada com os métodos ADBQUICKEST e TOPUS para o problema de advecção de escalar

Fonte: Kurokawa (2009); Queiroz (2009).

A motivação em continuar investigando esses métodos é que eles possuem um ajuste de ordem de precisão de acordo com a solução local, de modo que mantêm um comportamento limitado e estável. Vários trabalhos, como, Kurokawa *et al.* (2007);

Ferreira *et al.* (2009a); Ferreira *et al.*, (2009b); Ferreira *et al.*, (2012a); Ferreira *et al.* (2012b) mostraram ser bem-sucedidos em resolver uma variedade de problemas complexos, tais como: (a) advecção de escalares e equação de Euler 1D; (b) escoamentos incompressíveis com superfícies livres 2D e 3D em regime laminar.

3 INVESTIGAÇÕES DE MODELOS DE TURBULÊNCIA E DE MÉTODOS NUMÉRICOS

Neste capítulo é apresentado uma sistematização de trabalhos que estão relacionados com os temas de modelagem de turbulência e tratamento numérico de métodos de advecção e os principais resultados obtidos.

Essa primeira parte da pesquisa visa contribuir com a investigação de métodos numéricos e de modelos de turbulência, com o intuito de avaliar a efetividade, precisão e robustez de ambos. O objeto de estudo nessa linha de investigação é fazer a verificação e validação de métodos numéricos associados aos modelos de turbulência para resolver problemas considerados na literatura testes de *benchmarks* na área de CFD.

As contribuições para a primeira parte são demonstradas através de uma seleção de resultados numéricos de alguns problemas de difícil tratamento numérico das equações, que vem sendo investigados pelo proponente com participação de outros pesquisadores da área como, a professora Dra. Laís Côrrea da Universidade Federal de Grande Dourados, o professor Dr. Rafael A. B. de Queiroz da Universidade Federal de Juiz de Fora, professor Dr. Gilmar Mompean da Université de Lille da França, além da participação de alunos de pós-graduação e de iniciação científica.

3.1 SIMULAÇÃO NUMÉRICA USANDO MÉTODOS DE ALTA RESOLUÇÃO E MODELOS DE TURBULÊNCIA BASEADOS NA ABORDAGEM RANS

Aqui são apresentados resultados com validações e verificações de problemas 2D e 3D como, o colapso de uma coluna ou um bloco de fluido e o jato livre sobre uma superfície rígida. Esses problemas foram selecionados devido à existência de dados analíticos e experimentais disponível na literatura para comparação. No caso 2D, os resultados numéricos foram obtidos usando o método TOPUS e o modelo algébrico não linear. No caso 3D, usando-se o método ADBQUICKEST e o modelo $k - \varepsilon$ de turbulência.

Por fim, esta seção é finalizada mostrando simulações de problemas de grande complexidade e que aparecem com frequência em aplicações práticas na engenharia como, o problema *sluice gate* e jato num corpo de fluido em repouso no caso 2D e, o

problema de interação fluido-estrutura no caso 3D. O objetivo nessas simulações foi de verificar se a metodologia numérica adotada, combinando métodos de alta resolução e modelos de turbulência, é capaz de simular estruturas coerentes e suas interações com a superfície livre (QUEIROZ *et al.* (2017) e KUROKAWA *et al.* (2018)).

A ferramenta computacional utilizada nesses dois trabalhos foi o código *Freeflow* nas versões 2D (OLIVEIRA, 1999; CASTELO *et al.*, 2000) e 3D (TOMÉ e MCKEE, 1994). Essa ferramenta é um código genuinamente brasileiro para a simulação numérica de escoamentos incompressíveis 2D e 3D com superfícies livres. A implementação desse software é baseada no método GENSMAC-2D/3D (*Generalized Simplified-Marker-and-Cell*) (TOMÉ e MCKEE, 1994; TOMÉ *et al.*, 2000), que é uma extensão do método SMAC (*Simplified-Marker-and-Cell*). O código GENSMAC emprega a técnica de diferenças finitas pra resolver numericamente escoamentos incompressíveis em uma malha uniforme, empregando a velocidade e pressão como variáveis dependentes. Esta ferramenta vem sendo utilizada pelo proponente desde o seu doutorado, o qual continua investigando os métodos *upwind* de alta resolução e os modelos de turbulência implementados no código.

3.1.1 Escoamento turbulento 2D e 3D do jato incidente

O problema em questão é o de um jato livre incidindo perpendicularmente sobre uma superfície rígida impermeável e posterior espalhamento nas direções radiais, cuja geometria 2D e os principais parâmetros de simulação estão ilustrados na Figura 13.

Figura 13 – Configuração esquemática 2D ilustrando a geometria do problema

Fonte: Kurokawa *et al.* (2018).

Este problema representa um importante caso de teste para o desenvolvimento e verificação de modelos matemáticos de fluxo turbulento a partir de uma modelagem

de turbulência. Ele foi escolhido devido a existência de uma solução analítica de Watson (1964) para uma altura h da superfície livre.

No caso 2D, o problema requer resolver as equações médias de Reynolds (Eqs. (22) e (23)), juntamente com as Eqs. (35) e (36) do modelo algébrico não linear usando o método TOPUS. O número de Reynolds adotado é $Re = 5,0 \times 10^4$, na qual os parâmetros de escala são a velocidade máxima de injeção $U = 1.0 \text{ m/s}$ e o diâmetro do injetor $L = 0,01 \text{ m}$. Três diferentes malhas foram usadas na simulação. A Figura 14 ilustra a comparação entre a solução analítica de Watson (WATSON, 1964) e a numérica em três resoluções de malhas (200×50 , 400×100 e 800×200 células) para a altura h da superfície livre. Neste caso, a solução numérica mostrou boa concordância com a solução analítica de Watson, com pequenas diferenças em algumas regiões.

Figura 14 – Comparação entre a solução numérica e analítica de Watson – caso 2D

Fonte: Queiroz *et al.* (2017).

Para o caso 3D, o problema requer resolver as equações médias de Reynolds (Eqs. (22) e (23)) juntamente com as Eqs. (24) e (25) do modelo de $k - \varepsilon$ padrão usando o método ADBQUICKEST. O número de Reynolds adotado é $Re = \frac{\pi UD}{2\nu} = 5,0 \times 10^4$ cujo parâmetros de escala são os mesmos do caso 2D, ou seja, diâmetro do injetor $D = 0,01 \text{ m}$ e a velocidade máxima de injeção $U = 1,0 \text{ m/s}$. A Figura 15 mostra a

comparação entre a solução analítica de Watson e a numérica em três resoluções de malhas ($50 \times 50 \times 10$, $100 \times 100 \times 20$ e $200 \times 200 \times 40$ células) para a altura h da superfície livre, calculadas a partir do corte do plano xz na posição $y = 0,05 \text{ m}$ e no plano yz na posição $x = 0,05 \text{ m}$. Novamente, observa-se nessa figura a boa concordância entre os resultados, principalmente na malha de maior resolução. Existem algumas diferenças em certas regiões que podem ser atribuídos ao número insuficiente de pontos na malha.

Figura 15 – Comparação entre a solução numérica e analítica de Watson – caso 3D

(a) Corte do plano xz

(b) Corte do plano yz

Fonte: Kurokawa *et al.* (2018).

3.1.2 Escoamento 2D e 3D do colapso de uma coluna de fluido

Esse problema é clássico em engenharia civil e bastante útil para o entendimento do escoamento de água em barragens, em que há a formação de ondas de choque a jusante (ATAIE-ASHTIANI FARHADI, 2006; OZMEN-CAGATAY, 2011). Foi estudado experimentalmente pela primeira vez por Martin e Moyce (1952) com o objetivo de investigar o espalhamento horizontal do fluido. A partir daí vários pesquisadores investigaram experimentalmente (ver por exemplo, FRACCAROLLO e TORO, 1995; KOSHIZUKA e OKA, 1996; STANSBY *et al.*, 1988) e numericamente (ver por exemplo, KELECY e PLETCHER, 1997; CHOI *et al.*, 2005; KIM e LEE, 2003). Desde então, o problema tem sido usado como um teste bastante representativo para investigar o desempenho de métodos computacionais para escoamentos com superfícies livres.

Primeiramente são apresentados os resultados para o caso 2D. Neste caso, uma coluna de fluido de 0,05 m de largura e 0,10 m de altura em equilíbrio hidrostático foi considerada na modelagem. O número de Reynolds empregado é $Re = LU/\nu = 99.045,44$ com uma malha de 150×75 células. A Figura 16 ilustra a comparação dos resultados numéricos 2D e os dados experimentais de Martin e Moyce (1952) e Koshizuka e Oka (1996). Pode-se notar nessa figura que, os cálculos concordam razoavelmente bem com os dados experimentais, especialmente em comparação com os resultados de Martin e Moyce.

Figura 16 – Comparação entre os resultados numéricos com os dados experimentais para a posição frontal do movimento da água (X_{max}) – caso 2D

Fonte: Queiroz *et al.* (2017).

Para a modelagem do problema 3D, considerou-se um bloco de água de $0,05\text{ m}$ de comprimento por $0,10\text{ m}$ de largura por $0,1\text{ m}$ altura em equilíbrio hidrostático confinado entre as paredes de um tanque de $0,3\text{ m}$ de comprimento, $0,10\text{ m}$ de largura e $0,16\text{ m}$ de altura como ilustra a Figura 17.

Figura 17 – Configuração geométrica para o colapso de uma coluna de água

Fonte: Kurokawa *et al.* (2018).

O número de Reynolds para este caso é o mesmo do 2D, $Re = LU/\nu = 99.045,44$, na qual é baseado no comprimento característico da altura da coluna de água ($L = 0,1\text{ m}$) e na velocidade característica dada por $U = \sqrt{gL} = 0,9045444\text{ ms}^{-1}$. A viscosidade cinemática utilizada é a da água $\nu = 1 \times 10^{-6}\text{ m}^2\text{s}^{-1}$.

Figura 18 – Comparação entre os resultados numéricos nas quatro malhas com os dados experimentais para a posição frontal do movimento da água (X_{max}) – caso 3D

Fonte: Kurokawa *et al.* (2018).

Para este caso, foram utilizadas quatro malhas diferentes ($60 \times 20 \times 32$, $75 \times 25 \times 40$, $300 \times 100 \times 160$ células). A validação da modelagem computacional foi feita comparando os resultados numéricos (nas quatro malhas) com os dados experimentais de Martin e Moyce (1952) e Koshizuka e Oka (1996) como mostra a Figura 18. É possível notar nessa figura a boa concordância entre os resultados, principalmente na malha mais refinada. Os resultados foram computados a partir do corte do plano xz na posição $y = 0,05 \text{ m}$.

3.1.3 Problema *sluice gate*

Para mostrar que o método TOPUS e o modelo algébrico não linear de turbulência é capaz de capturar estruturas de larga escala, apresenta-se a simulação de um outro tipo colapso de uma coluna de fluido, conhecido na literatura como *sluice gate* (HARLOW e WELCH 1965). Esse escoamento corresponde a um forte movimento de superfície livre gerado por uma eclusa. O problema é geralmente usado como um modelo para estudar escoamentos em estruturas hidráulicas (MOUZE *et al.*, 2005; SANKARANARAYANAN e SURESH RAO, 1996) onde se determinam os efeitos da superfície livre e a distribuição de pressão.

Figura 19 – Simulação numérica 2D do problema *sluice gate* mostrando as estruturas coerentes e sua interação com a superfície livre

Fonte: Queiroz *et al.* (2017).

Os parâmetros utilizados são os mesmos do problema do colapso da coluna de fluido 2D (seção 3.1.2). O objetivo na simulação deste problema foi verificar se a metodologia numérica é capaz de simular estruturas coerentes e suas interações com a superfície livre. É possível observar na Figura 19, a formação das estruturas coerentes no escoamento, ou seja, significa que as modelagens são capazes de reproduzir o fenômeno das grandes estruturas.

3.1.4 Jato planar numa porção de fluido em repouso

A geometria desse problema está ilustrada na Figura 20. Nesta simulação os seguintes parâmetros foram adotados: $D = 0,05\text{ m}$; velocidade do fluido no injetor $U = 2,0\text{ m/s}$; número de Reynolds $Re = 5,0 \times 10^4$; malha de 100×10 células.

Figura 20 – Geometria e parâmetros para o problema de um jato horizontal penetrando em uma porção de fluido estacionário

Fonte: Queiroz *et al.* (2017).

A simulação numérica mostrando o desenvolvimento do campo de pressão juntamente com a formação de par de vórtices com orientações contrárias (grandes estruturas) e a evolução das estruturas turbilhonares por todo escoamento estão ilustradas na Figura 21.

Observa-se nessa figura que, novamente, o código *Freeflow-2D*, equipado com o método TOPUS e modelo algébrico, é capaz de capturar as estruturas turbilhonares e as grandes estruturas de turbulência.

Figura 21 – Evolução do contorno de pressão mostrando as estruturas turbilhonares por todo o escoamento

Fonte: Queiroz *et al.* (2017).

3.1.5 Escoamento 3D do colapso de um bloco de fluido com obstáculos

Esse tipo de problema é um exemplo que envolve o colapso de um bloco de água com posterior interação com obstáculos. Esse exemplo envolve, análise da interação entre ondas em grandes escalas e estruturas (DALRYMPLE *et al.*, 2002; FONTAINE *et al.*, 2000), modelagem da quebra de ondas (LÖHNER *et al.*, 2007), entre outros. Ele foi escolhido com o intuito de mostrar que o modelo $k - \varepsilon$ juntamente com o método ADBQUICKEST é capaz resolver a interação de uma onda em grandes escalas com uma estrutura a número de Reynolds elevado ($Re = 514.655,22$).

A geometria desse problema consiste em um tanque de $1,6\text{ m}$ de comprimento, $0,6\text{ m}$ de largura e $0,6\text{ m}$ de altura que contém dois blocos de água em equilíbrio hidrostático e um obstáculo rígido de $0,12\text{ m} \times 0,12\text{ m} \times 0,6\text{ m}$. A dimensões do primeiro bloco de água é de $0,3\text{ m}$ de comprimento, $0,6\text{ m}$ largura, e $0,3\text{ m}$ de altura, e do segundo,

1,3 m de comprimento, 0,6 m largura e 0,03 m de altura. A estrutura rígida é colocada no fundo do tanque em posições diferentes. Neste presente texto, será mostrada apenas a posição central como ilustra a Figura 22. Outras posições, podem ser encontradas em Kurokawa *et al.* (2018).

Figura 22 – Geometria do problema do colapso de um bloco de fluido com obstáculo localizada no centro do tanque

Fonte: Kurokawa *et al.* (2018).

Figura 23 – Simulação 3D do colapso de um bloco de água com obstáculo em diferentes tempos sem utilizar modelagem de turbulência

Fonte: Ferreira *et al.* (2009).

Figura 24 – Simulação 3D do colapso de um bloco de água com obstáculo em diferentes tempos utilizando o método ADBQUICKEST e o modelo $k - \varepsilon$

Fonte: Kurokawa *et al.* (2018).

A Figura 23 mostra a simulação numérica desse problema usando somente o método ADBQUICKEST sem o modelo $k - \varepsilon$ e, a Figura 24 mostra a simulação desse mesmo problema usando as modelagens $k - \varepsilon$ e ADBQUICKEST. Comparando-se as duas figuras, observa-se que na Figura 23 não foi possível resolver a interação da onda após o impacto com a estrutura. Isso mostra que não basta empregar um método robusto para resolver discontinuidades e choques que ocorrem em um escoamento turbulento, mas é preciso também, acoplar um modelo de turbulência. Outra forma de resolver este problema é aplicar um refinamento de malha, o que seria inviável de serem executadas devido ao alto custo computacional.

3.1.6 Comentários

Os resultados numéricos obtidos pelo código *Freeflow*, versão 2D equipada com o método TOPUS e o modelo de turbulência algébrico não linear e o método ADBQUICKEST e o modelo $k - \varepsilon$ na versão 3D, foram comparados com dados experimentais e analíticos disponíveis na literatura e demonstraram boa concordância. Além disso, os códigos mostraram ser capazes de capturar as estruturas turbilhonares, as grandes estruturas de turbulência e a interação de ondas em larga escala com estruturas. Com esses dados, constata-se que a metodologia numérica apresentada é uma boa alternativa para resolver problemas de escoamentos de fluidos altamente complexos.

3.2 SIMULAÇÃO DE GRANDES ESCALAS DE ESCOAMENTOS TURBULENTOS COM FILTRAGEM TEMPORAL (TLES)

Apresentam-se aqui, a verificação, a validação e a discussão dos resultados numéricos utilizando a simulação do escoamento em um canal turbulento e do escoamento em uma cavidade cúbica com tampa deslizante. Os resultados numéricos foram obtidos através de uma recente e promissora modelagem de turbulência, o TLES, apresentada na seção 2.2.5. A ferramenta computacional utilizada para simular esses problemas, emprega a técnica de volumes finitos na qual os termos advectivos são aproximados pelo método QUICK de terceira ordem de Leonard (1979) (ver Eq. (45)). Esse código foi desenvolvido pelo professor Gilmar Mompean. Os resultados dessa pesquisa estão em Corrêa *et al.* (2018).

3.2.1 Escoamento em canal turbulento

A simulação deste escoamento é muito utilizada como teste para verificação de muitos modelos de turbulência, sendo que a simplicidade de sua geometria é muito atrativa para a investigação da turbulência. Diversos trabalhos com resultados experimentais e DNS para este problema já foram apresentados por vários pesquisadores (NIKURADSE, 1929; REICHARDT, 1938; DEARDORFF, 1970; KIM *et al.*, 1987; MOSER *et al.*, 1990).

O número de Reynolds adotado para este problema é de $Re = u_\tau h / \nu = 395$ na qual h representa a metade da altura do canal e $u_\tau = \sqrt{\tau_w / \rho}$ representa a velocidade de

atrito, sendo τ_w a tensão de cisalhamento na parede. Para a modelagem, considerou-se o domínio computacional de $2\pi h \times 2h \times \pi h$ em uma malha com $301 \times 97 \times 65$ células computacionais, sendo $1,05 \leq y^+ \leq 21,2$ o intervalo obtido para a distância normal à parede.

A Figura 25 mostra o perfil da velocidade $u^+ = \bar{u}/u_\tau$ em função da distância normal à parede $y^+ = yu_\tau/\nu$, comparando os resultados obtidos pela modelagem TLES com os resultados DNS de Thais (2011) e os resultados LES Smagorinsky e Dinâmica de implementados por Tsang *et al.* (2014). Observa-se a partir dessa figura que os resultados obtidos com o TLES estão mais próximos da solução DNS que os resultados apresentados pelos modelos LES.

Figura 25 – Velocidade u^+ como função da distância normal à parede y^+ : comparação entre TLES, LES e DNS para $Re = 395$

Fonte: Corrêa *et al.* (2018).

Considerando que TLES é uma modelagem de turbulência baseado na filtragem temporal, é importante apresentar a independência do modelo em relação a discretização temporal. Assim, na Figura 26 é mostrada a mesma simulação do escoamento do canal turbulento com três incrementos de tempos diferentes: $\Delta_t = 5 \times 10^{-4}$, $\Delta_t = 7,5 \times 10^{-4}$ e $\Delta_t = 1 \times 10^{-3}$. Observa-se nessa figura que os resultados do TLES são independentes da discretização temporal, sendo uma grande vantagem para o desempenho computacional.

Figura 26 – Velocidade u^+ como função da distância normal à parede y^+ : resultados TLES com diferentes passos de tempos

Fonte: Corrêa *et al.* (2018).

3.2.2 Escoamento em uma cavidade cúbica com tampa deslizando

O escoamento da cavidade é um dos problemas mais estudados na área de CFD e tem se tornado um importante teste para a validação de métodos numéricos. Apesar da falta de uma solução analítica, vários trabalhos numéricos estão disponíveis na literatura que fornecem um extenso banco de dados e que podem ser usados para verificar a precisão e a eficiência numérica.

Na literatura é possível encontrar inúmeros trabalhos que descrevem a física deste fenômeno e fornecem resultados numéricos para escoamentos laminares e turbulentos (KAWAGUTI, 1961; BURGGRAF, 1966; GHIA e SHIN, 1982, KOSEFF e STREET, 1984; JORDAN e RAGAB, 1994; LERICHE e GAVRILAKIS, 2000; SHANKAR e DESPHANDE, 2000). No entanto, nenhum resultado deste escoamento utilizando a modelagem TLES foi encontrado na literatura até a sua publicação, sendo, portanto, inéditos os resultados para esse problema até o momento.

Embora a geometria deste problema seja relativamente simples, o escoamento apresenta um fenômeno físico complexo, em que múltiplos vórtices contra rotativos surgem nas regiões próximas aos cantos e bordas da cavidade. Na maior parte do domínio, o escoamento é laminar na qual a turbulência se desenvolve próximo as

paredes da cavidade, surgindo recirculações de grandes escalas (BOUFFANAIS *et al.*, 2006).

Para a modelagem, considerou-se uma cavidade cúbica com domínio computacional de $\Omega = [0, 2h] \times [0, 2h] \times [0, 2h]$ e com uma condição de contorno de movimento imposta na posição $y = 2h$, ou seja, a parede superior (tampa) desliza-se com uma certa velocidade.

A geometria deste problema é apresentada na Figura 27. Foram considerados dois números de Reynolds: $Re = 12000$ e $Re = 18000$, na qual foram utilizadas, respectivamente, malhas com 97^3 e 113^3 células computacionais.

Figura 27 – Geometria do problema da cavidade cúbica

Fonte: Corrêa *et al.* (2018).

Figura 28 – Comparação dos perfis das velocidades médias u e v com os dados DNS e LES para $Re = 12000$

Fonte: Corrêa *et al.* (2018).

Figura 29 – Comparação dos perfis das velocidades médias u e v com os dados DNS e LES para $Re = 18000$

Fonte: Corrêa *et al.* (2018).

Os resultados numéricos obtidos com a modelagem TLES foram comparados com os dados experimentais de Koseff e Street (1984), com os dados DNS de Leriche e Gavrilakis (2000) e com os dados LES de Shetty *et al.* (2010). As Figuras 28 e 29 apresentam a comparação dos perfis das velocidades médias u e v nas direções x e y para $Re = 12000$ e $Re = 18000$, respectivamente.

Figura 30 – Visualização do campo de velocidade, em dois diferentes recortes, para $Re = 18000$

Fonte: Corrêa *et al.* (2018).

Figura 31 – Visualização do campo de velocidade, em diferentes posições, para $Re = 18000$

Fonte: Corrêa *et al.* (2018).

Dois recortes diferentes no campo de velocidade estão ilustrados na Figura 30. Na Figura 31 estão ilustrados os cortes 2D do campo de velocidade em diferentes posições para $Re = 18000$. Ambas as figuras mostram claramente a presença de grandes estruturas de vórtices contra rotativos nas regiões próximas aos cantos e bordas da cavidade.

Os resultados obtidos apresentaram uma boa concordância com dados disponíveis na literatura, mostrando que pode capturar com sucesso as características turbulentas de escoamentos confinados, como canal e cavidade. Assim, a metodologia numérica usando a modelagem TLES e o método QUICK é uma alternativa interessante para resolver escoamentos confinados no regime turbulento.

3.3 SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE ESCOAMENTOS COM DESPRENDIMENTOS DE VÓRTICES

Nesta seção, é apresentado a validação e a discussão dos resultados em problemas de fluido-estrutura com corpos rígidos imersos utilizando os modelos de turbulência $k - \varepsilon$ padrão, $k - \omega$ SST e LES Smagorinsky. O objetivo aqui foi de identificar qual o modelo de turbulência que seja mais adequado para representar o fenômeno de desprendimentos de vórtices (*vortex-shedding*) (ver Costa *et al.* (2016) e Costa (2017)). Esse fenômeno produz aumento de pressão à montante do escoamento e no encontro do fluido com o corpo e, produz pressões de sucção devidas ao descolamento do fluido à jusante do escoamento, em uma região denominada de esteira (PAIDOUSSIS *et al.* 2011, LARSEN e WALL 2012).

Para escoamentos à altos números de Reynolds (a partir do item (e) da Tabela 4), corpos rígidos imersos em fluidos em movimento provocam perturbações na trajetória do fluido, gerando o desprendimento de um par de vórtices à jusante do corpo promovendo a separação do escoamento no contorno do corpo (PAIDOUSSIS *et al.* 2011). Com isso, dependendo do tipo de escoamento, a formação dos vórtices pode apresentar rotações alternadas e induzir o corpo a significativas vibrações, podendo levar o sólido a uma instabilidade aerodinâmica.

Tabela 4 – Caracterização do escoamento com desprendimento de vórtices ao redor de cilindros em relação ao número de Reynolds

Item	Perfil	Variação do número de Reynolds	Características
(a)		$Re < 5$	– Nenhuma separação
(b)		$5 < Re < 40$	– Par de vórtices simétricos estáveis
(c)		$40 < Re < 200$	– Esteira de vórtices laminar
(d)		$200 < Re < 300$	– Transição à turbulência na esteira
(e)		$300 < Re < 3 \times 10^5$ Subcrítico	– Esteira turbulenta – Ponto A: separação da camada limite laminar
(f)		$3 \times 10^5 < Re < 3,5 \times 10^5$ Crítico (transição)	– Ponto A: separação da camada limite laminar – Ponto B: transição laminar / turbulência
(g)		$3,5 \times 10^5 < Re < 1,5 \times 10^6$ Supercrítico	– Ponto B: separação da camada limite turbulenta, camada laminar / turbulenta
(h)		$1,5 \times 10^6 < Re < 4 \times 10^6$ Transição alta	– Ponto C: camada limite turbulenta somente de um lado

(i)		$4 \times 10^6 < Re$ Transcrítico	– Ponto C: camada limite turbulenta em ambos os lados
-----	---	--------------------------------------	---

Fonte: Adaptada de Asyikin (2012).

No caso de escoamentos com $Re < 5$ essa instabilidade não ocorre pois, como os efeitos viscosos são dominantes no entorno do sólido, as linhas de corrente se moldam ao contorno da geometria do corpo imerso, conforme item (a) da Tabela 4.

Para mostrar a eficiência dos modelos de turbulência em escoamentos com desprendimento de vórtices na esteira do fluxo foram considerados dois perfis com geometria simples, como a seção circular e a seção quadrada. Esses casos são excelentes testes para verificar se os modelos de turbulência são capazes de reproduzir os fenômenos relacionados à formação e desprendimento de vórtices. Além desses dois casos, foi considerada também, um perfil de uma seção transversal do tabuleiro de uma ponte que aparece com frequência em aplicações práticas na engenharia do vento.

A validação dos resultados desses três casos foi feita comparando os coeficientes aerodinâmicos de arrasto (C_D), sustentação (C_L) e número de Strouhal (S_t). Esses coeficientes 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 e são dados, respectivamente por:

$$C_D = \frac{\bar{F}_D}{\frac{1}{2} \rho U^2 A}, \quad (51)$$

$$C_L = \frac{\bar{F}_L}{\frac{1}{2} \rho U^2 A}, \quad (52)$$

$$C_L = \frac{\bar{M}_T}{\frac{1}{2} \rho U^2 A^2}, \quad (53)$$

na qual, $\bar{F}_D$ e $\bar{F}_L$ são as forças médias de arrasto e sustentação respectivamente, $\bar{M}_T$ é o momento torcional médio, ρ é a densidade do fluido, U é a velocidade média e A é área de referência.

O número de Strouhal é definido como a relação linear entre a frequência de desprendimento dos vórtices (f_v) e a velocidade do escoamento sendo expresso por:

$$St = \frac{f_v A}{U}. \quad (54)$$

A fermenta de CFD utilizado para essas simulações foi o software comercial ANSYS CFX®, em que as equações governantes são resolvidas numericamente pela forma generalizada do método dos volumes finitos (EGER, 2010). Essa ferramenta utiliza o método *upwind* de 2ª ordem (ver Eq. (46)) para aproximar os termos advectivos das equações.

3.3.1 Escoamento ao redor de uma seção circular

Para esse problema foram analisados dois números de Reynolds: $Re = 40$ e $Re = 1000$. O domínio computacional juntamente com as condições de contorno está ilustrado na Figura 32.

Figura 32 – Domínio computacional e condições de contorno do escoamento ao redor da seção circular

Fonte: Costa *et al.* (2016); Costa (2017).

A seção circular do perfil possui diâmetro $D = 1,0\text{ m}$ e o centro geométrico se encontra no ponto de coordenadas (5,5; 5,5). Para $Re = 40$ empregou-se uma malha com 195017 nós e para $Re = 1000$, 260278 nós.

Os parâmetros do fluido e as constantes geométricas envolvidas no problema estão apresentados na Tabela 5.

Tabela 5 – Constantes físicas e geométricas utilizadas nas simulações do escoamento ao redor da seção circular

Propriedades	Valor	
	$Re = 40$	$Re = 1000$
Densidade do fluido (ρ)	$1,0\text{ Kg/m}^3$	$1,0\text{ Kg/m}^3$
Viscosidade dinâmica (μ)	$0,25\text{ N} \cdot \text{s/m}^2$	$0,01\text{ N} \cdot \text{s/m}^2$
Velocidade do vento (U_0)	$10,0\text{ m/s}$	$10,0\text{ m/s}$
Dimensão característica – diâmetro do cilindro (D)	$1,0\text{ m}$	$1,0\text{ m}$

Fonte: Braun (2007).

Na Figura 33 estão apresentados os resultados referentes aos campos de pressão, velocidade e linhas de corrente para os modelos $k - \varepsilon$ padrão, $k - \omega$ SST e LES Smagorinsky, respectivamente, para $Re = 40$.

Figura 33 – Campos de pressões, de velocidades e linhas de corrente para os modelos de turbulência LES, $k - \varepsilon$ e SST com $Re = 40$

Fonte: Costa *et al.* (2016); Costa (2017).

Neste caso, o fenômeno relativo à formação dos dois vórtices estacionários na região de recirculação logo após a seção circular é reproduzido apenas pelos modelos LES e $k - \omega$ SST. Já o modelo $k - \varepsilon$ não conseguiu reproduzir a formação característica de vórtices na esteira do escoamento.

Na Figura 34 estão ilustrados os resultados para o caso em que $Re = 1000$. Novamente, observa-se que os modelos LES e $k - \omega$ SST apresentam maior consistência, na qual se identifica o desprendimento de vórtices alternados. Além disso, o modelo $k - \omega$ SST apresenta melhor dissipação da esteira turbulenta enquanto que, o modelo LES apresenta maiores oscilações.

Figura 34 – Campos de pressões, de velocidades e linhas de corrente do escoamento em torno da seção circular usando os modelos de turbulência LES, $k - \varepsilon$ e SST com $Re = 1000$

Fonte: Costa *et al.* (2016); Costa (2017).

A Tabela 6 mostra os resultados dos coeficientes aerodinâmicos, número de Strouhal em termos de valores médios, juntamente com as respostas do trabalho de referência de Braun (2007) para comparação. De acordo com os resultados apresentados nessa tabela, 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 o que mais se aproxima do valor de referência.

Tabela 6 – Resultados dos coeficientes aerodinâmicos (C_D e C_L), do número de Strouhal (St) para o escoamento ao redor da seção circular

Modelo	Resultados					
	$Re = 40$			$Re = 1000$		
	C_D	C_L	St	C_D	C_L	St
LES	1,75	-	-	1,65	1,81	0,210
$k - \varepsilon$	1,33	-	-	1,49	1,74	0,181
SST	1,79	-	-	1,64	1,80	0,215
Referência Braun (2007)	1,77	-	-	1,62	1,82	0,217

Fonte: Costa *et al.* (2016); Costa (2017).

3.3.2 Escoamento ao redor de uma seção quadrada

O segundo problema é do escoamento turbulento sobre um perfil em seção quadrada cujo número de Reynolds é de 22000. O objetivo desse modelo foi verificar os efeitos causados pela ação de um fluxo através de um sólido com arestas angulosas e avaliar as implicações sobre o padrão do escoamento ao redor do mesmo.

A Figura 35 mostra o domínio computacional e as condições de contorno utilizadas para esse problema. A aresta do quadrado é de 1,0 m e o seu centro geométrico se encontra na posição (7,0; 7,0). As características geométricas e as constantes físicas

utilizadas nas simulações são apresentadas na Tabela 7. Para esse problema, adotou-se uma malha com 94735 nós.

Figura 35 – Domínio computacional e condições de contorno do escoamento ao redor da seção quadrada

Fonte: Costa *et al.* (2016).

Tabela 7 – Constantes físicas e geométricas utilizadas nas simulações do escoamento no entorno do perfil em seção quadrada

Propriedades	Valor	Unidade
Densidade do fluido (ρ)	1,0	Kg/m^3
Viscosidade dinâmica (μ)	$4,5 \times 10^{-4}$	$N \cdot s/m^2$
Velocidade do vento (U_0)	10,0	m/s
Dimensão característica – aresta do quadrado (D)	1,0	m

Fonte: Costa *et al.* (2016); Costa (2017).

A Tabela 8 mostra os resultados para as respostas dos coeficientes aerodinâmicos C_D e C_L de cada um dos modelos de turbulência, além do número de Strouhal (St). Os valores obtidos foram comparados com os resultados numéricos do trabalho de Braun (2007). Nota-se que as respostas para o perfil em seção quadrada do coeficiente aerodinâmico C_D obtidos com os modelos LES e SST foram satisfatórias. No entanto, para o resultado do número de Strouhal, o modelo LES não foi satisfatório. Neste parâmetro, destaca-se o valor alcançado com o modelo SST, o qual melhor se aproximou dos resultados de referência.

Tabela 8 – Resultados dos coeficientes aerodinâmicos (C_D e C_L), do número de Strouhal (St) para o escoamento ao redor da seção quadrada

Modelo	C_D	C_L	St
LES	2,28	1,15	0,110
$k - \varepsilon$	2,16	1,08	0,150
SST	2,30	1,22	0,135
Referência Braun (2007) - LES	2,31	1,24	0,143

Fonte: Costa *et al.* (2016); Costa (2017).

Os resultados obtidos pelos três modelos de turbulência referentes aos campos de pressão, velocidade e linhas de corrente estão ilustrados na Figura 36.

Figura 36 – Campos de pressões, de velocidades e linhas de corrente do escoamento em torno da seção quadrada usando os modelos de turbulência LES, $k - \varepsilon$ e SST com $Re = 22000$

Fonte: Costa *et al.* (2016); Costa (2017).

É possível observar a formação da esteira de vórtices para os três modelos de turbulência. Entretanto, o desprendimento de vórtices ocorre de forma coerente apenas para os modelos $k - \varepsilon$ e $k - \omega$ SST. Já para o modelo LES, o fenômeno se

dá de forma desordenada e com grandes oscilações, ocorrendo também uma dissipação de vórtices considerada inadequada na esteira do escoamento.

Cabe acrescentar aqui, os dados sobre o desempenho computacional para as geometrias com seção circular e quadrada. Conforme as informações descritas na Tabela 9, o tempo de processamento do modelo LES foi o maior para todas as simulações e, mesmo que este modelo tenha obtido alguns resultados satisfatórios, fica evidente que o modelo SST é o mais adequado para estes dois casos por apresentar um consumo de processamento aceitável.

Tabela 9 – Desempenho computacional apresentado pelos modelos de turbulência LES, $k - \varepsilon$ e SST para os escoamentos ao redor de uma seção circular e seção quadrada

Modelo	Tempo de processamento (em horas)		
	Seção circular		Seção quadrada
	$Re = 40$	$Re = 1000$	$Re = 22000$
LES	114,15	140,38	64,81
$k - \varepsilon$	91,78	119,450	54,08
SST	103,63	127,06	55,83
Malha (nº de nós)	195017	260278	94735

Fonte: Costa *et al.* (2016); Costa (2017).

3.3.3 Comentários

No caso da seção circular, tanto para $Re = 40$ quanto para $Re = 1000$ os parâmetros aerodinâmicos foram consistentes com os dados de referência. Percebeu-se também uma pequena vantagem para o modelo SST que conseguiu representar melhor o par de vórtices estacionários e a formação da esteira de vórtices na parte posterior da seção. O modelo $k - \varepsilon$ padrão apresentou respostas com baixa precisão e não reproduziu os vórtices estacionários e a esteira de vórtices. As razões da falta de acurácia desse modelo podem ser atribuídas à inadequação do tratamento da função de parede y^+ requerido pelo modelo, bem como as próprias características do modelo, que apresenta dificuldade em lidar com gradientes adversos de pressão, como discutido na seção 2.2.3.

O comparativo dos coeficientes aerodinâmicos para o caso da seção quadrada também indicou maior aderência para os modelos LES e SST. No entanto, para o

número de Strouhal, a maior aderência foi para os modelos $k - \varepsilon$ e SST, o que explica a formação da esteira de vórtices para os dois modelos.

Nos dois casos apresentados, o modelo LES apresentou grandes oscilações na esteira de vórtices à jusante do escoamento. Este fato pode estar relacionado às características altamente dissipativas do modelo LES Smagorinsky, aliada ao fenômeno de dispersão numérica do método empregado pela ferramenta, que no caso, *upwind* de segunda ordem. Como já discutido na seção 2.3, problemas altamente advectivos, como é o caso de escoamentos turbulentos, este método pode prejudicar a solução numérica, provocando problemas na representação adequada do escoamento.

A justificativa de emprego do método *upwind* de segunda ordem, é devido a limitação da ferramenta comercial ANSYS CFX® na qual não é possível escolher ou implementar métodos de alta resolução, como aqueles citados na seção 2.3.2 e investigados nas seções 3.1 e 3.2.

Estes dois casos são exemplos típicos em que se fundamenta a seguinte hipótese apresentada na Seção 1.3 desse texto: *“Complicações adicionais surgem quando se pretende modelar numericamente o fenômeno de turbulência pois, além da escolha adequada de um modelo de turbulência, é preciso também tratar adequadamente os termos não lineares que aparecem nas equações de transporte introduzido por esse modelo”*.

4 DESENVOLVIMENTO DE MODELAGENS COMPUTACIONAIS APLICADOS À PROBLEMAS DE ENGENHARIA CIVIL

Neste capítulo é apresentado a segunda parte da pesquisa abordando, agora, os principais trabalhos que estão relacionados com a aplicação da técnica de CFD para resolver problemas práticos na engenharia civil.

Esta segunda parte visa o desenvolvimento de modelagens computacionais baseada na abordagem de CFD, com o intuito de investigar escoamentos de fluidos nas diversas áreas da engenharia civil, como, por exemplo, escoamento do ar em ambientes, escoamento do vento em estruturas, ventilação natural, escoamento do concreto fresco, entre outros. A importância dessa linha de investigação está direcionada na capacitação de modelagens computacionais mais eficientes, apresentando alternativas de análises à problemas de grande complexidade face as dificuldades para se realizar ensaios experimentais ou encontrar soluções analíticas. O sucesso para uma modelagem eficiente depende fundamentalmente das investigações dos métodos e dos modelos de turbulência abordados na seção 3.

Dentre as pesquisas que o proponente vem desenvolvendo nesse tema, duas delas com resultados já consolidados são apresentadas nesse texto. São elas, modelagem do escoamento do ar em uma sala cirúrgica e modelagem do escoamento de vento em pontes. As contribuições para essa parte são demonstradas através de artigos publicado em anais de congressos (SILVA *et al.* 2015; COSTA *et al.* 2016 e dissertações (SILVA, 2016; COSTA, 2017), que envolve a participação de pesquisadores como o professor Dr. Liang Yee Cheng do Departamento de Engenharia de Construção Civil e os professores Drs. João Cyro André e Osvaldo Shigueru Nakao do Departamento de Estruturas e Geotécnica, além de alunos de pós graduação e iniciação científica.

4.1 MODELAGEM DO ESCOAMENTO DO AR EM UMA SALA CIRÚRGICA

O primeiro trabalho a ser discutido nessa seção trata-se de um problema envolvendo a qualidade do ar interno em ambientes cirúrgicos que pode exercer uma influência direta e significativa na ocorrência de infecções hospitalares. Essas infecções são responsáveis por acarretar altos índices de mortalidade e incremento no tempo médio de internação.

As edificações hospitalares se enquadram no escopo de uma das normas estabelecida pela ANVISA, a Resolução 9, de 16 de janeiro de 2003, que estabelece padrões de referência de qualidade do ar de interiores, em ambientes climatizados artificialmente de uso público e coletivo (BRASIL, 2003). No entanto, no Brasil muitas das edificações hospitalares não possuem arquitetura adequada para os centros cirúrgicos, não oferecendo condições de garantia de qualidade do ar para equipe de médicos e o paciente.

4.1.1 Colocação do problema

A contaminação aérea é considerada uma das principais causas de aquisição de doença por pacientes, profissionais de saúde e visitantes. O setor de maior relevância nesses ambientes é o centro cirúrgico. O nível de contaminação é influenciado por fatores como o número de pessoas no ambiente cirúrgico e principalmente o tipo de sistema de distribuição de ar (GOSDEN *et al.* 1998).

Um dos primeiros pontos a ser considerado no projeto dos sistemas de distribuição de ar é o controle da movimentação do ar no interior das salas. É fundamental que, a movimentação do ar seja das zonas limpas para as zonas contaminadas, e não o reverso (ASHARE, 2005). É importante também controlar a temperatura do ar, evitando a formação de gradientes excessivos que provocariam movimentos de convecção (BECK e FRANK, 1973). Com isso, surge a necessidade de se fazer um controle intenso da movimentação e distribuição do ar, temperatura e pressão nesses ambientes. Além dos sistemas de distribuição de ar, uma função muito importante na eliminação do ar contaminado gerado no interior de uma sala cirúrgica é o retorno de ar. A eliminação ocorre através das chamadas grelhas de retorno, que na maioria das vezes, essas grelhas são instaladas em localizações impróprias ou simplesmente são ignoradas. Dessa forma, é importante que essas grelhas estejam bem localizadas e mantidas livres de obstruções (móveis e equipamentos à sua frente), que podem comprometer severamente o fluxo de ar de retorno.

4.1.2 Motivação e objetivo dessa pesquisa

Dado esses fatores que interferem na qualidade do ar, há uma enorme necessidade de estudos específicos no que diz respeito ao comportamento do fluxo do ar em ambientes cirúrgicos. No entanto, a grande maioria dos estudos existentes na

literatura trabalha essencialmente com a análise experimental (CHOW e YANG, 2003; MILNER *et al.*, 2004; PEREIRA e TRIBESS, 2005; FELIX, 2008; STEVERSON, 2008; PEREIRA, 2008; SANTANA, 2013; entre outros). Porém, em muitos casos, devido a limitação e o alto custo das análises, é inviável de se fazer uma investigação experimental nesses tipos de ambientes.

Dada essa limitação, a CFD é um dos recursos que oferece uma alternativa para se investigar o escoamento do ar no interior de uma sala cirúrgica. Existem na literatura vários trabalhos sobre a utilização da abordagem de CFD em ambientes cirúrgicos, seja para prever padrões de fluxo de ar, analisar a distribuição de temperaturas, distribuição de pressões até níveis de concentração para ambientes internos (POSNER *et al.*, 2003; MEMARZADEH e MANNING, 2003; NIELSEN, 2004; PATRIDGE *et al.*, 2005; URASAKI e GUIMARÃES, 2008; STEVERSON, 2008; WANG *et al.*, 2009; WAKED, 2010).

No entanto, em sua grande maioria são utilizadas ferramentas convencionais de CFD que apresentam uma modelagem muito trabalhosa e que demanda muito tempo (alto custo computacional). Com isso, em suas simulações são considerados em sua modelagem apenas itens básicos como, mesa cirúrgica, foco cirúrgico, luminárias e aparelho de anestesia, desprezando as mobílias e os restantes dos equipamentos (ZOOM *et al.*, 2007; WAKED, 2010; SANJEEV e SHOBHA, 2014). A razão de muitos desses objetos serem ignorados na modelagem é por acarretar um significativo aumento no tempo necessário para modelar, gerar a malha computacional e processar as simulações. Porém, desprezar esses itens na modelagem pode levar uma movimentação do ar e uma distribuição da temperatura diferente no interior da sala comprometendo a análise do desempenho do sistema de ventilação (SINHA *et al.*, 2002). Outra dificuldade que essas ferramentas apresentam é com relação a inserção de alguns parâmetros das simulações como, dados de entrada, condições de contorno, métodos numéricos e modelos de turbulência, além da escolha da malha computacional mais adequada para cada tipo de problema.

Diante desse contexto, o objetivo desse trabalho foi de desenvolver uma modelagem, baseada na técnica CFD, completa da sala cirúrgica, com o intuito de investigar a movimentação do ar e a distribuição da temperatura do ar no interior de uma sala cirúrgica de maneira fácil e eficiente.

Para o desenvolvimento do trabalho foi utilizado uma ferramenta de modelagem de edifícios, chamada Design Builder®. A justificativa da escolha dessa ferramenta é que ela permite criar modelos de pessoas, mesas, difusores, entre outros objetos com muita facilidade. Uma grande vantagem desse software em relação aos outros programas de CFD é pela simplicidade no processo de modelagem. A construção de modelos e superfícies geométricas é simples e a definição das condições de contorno é intuitiva. Além disso, o software beneficia o usuário na construção da malha computacional que é um processo extremamente simples e que não requer muito tempo na sua geração.

4.1.3 Equacionamento matemático, modelo de turbulência e método computacional

As equações necessárias para resolver problemas de escoamento do ar no interior de ambientes ventilados são: as equações de Navier-Stokes, continuidade e energia dadas, respectivamente, pelas Eqs. (1), (2) e (3). Como os escoamentos no interior de ambientes geralmente são turbulentos caracterizados pela flutuação dos campos de velocidade, é preciso adotar um modelo de turbulência (ver seção 2.2). Neste caso, os modelos disponíveis pela ferramenta Design Builder® são, o modelo $\kappa - \varepsilon$ padrão e o modelo de viscosidade efetiva constante. O segundo modelo é uma aproximação simples que substitui a viscosidade molecular nas equações de Navier-Stokes, Eq. (1), por uma viscosidade constante, o qual não é capaz de identificar turbulência local. Por esta razão, neste trabalho, foi utilizado o modelo $\kappa - \varepsilon$ padrão cujas equações de transportes são dadas pelas Eqs. (24) e (25). O software Design Builder® emprega a técnica de volumes finitos pra resolver numericamente escoamentos em uma malha não uniforme. Os termos advectivos são aproximados usando o método *upwind* de segunda ordem (ver Eq. (46)).

4.1.4 Desenvolvimento do modelo

O estudo de caso considerado para o desenvolvimento do trabalho foi uma sala localizada no piso térreo do Hospital Universitário da Universidade de São Paulo (HU/USP). A Figura 37 ilustra o *layout* da sala cirúrgica com todos os equipamentos e mobiliários, bem como a localização do difusor e do retorno.

Figura 37 – Layout da sala cirúrgica do HU/USP

Fonte: Silva (2016).

Tabela 10 – Valores das condições de contorno aplicada a sala cirúrgica com a sala vazia

Superfície	Fonte de calor (W)	Temperatura (°C)	Velocidade de descarga (m/s)	Vazão (l/s)
Teto	-	19,0	-	-
Piso	-	18,4	-	-
Parede 1	-	19,8	-	-
Parede 2	-	19,3	-	-
Parede 3	-	20,6	-	-
Parede 4	-	20,0	-	-
Visor de vidro	-	16,3	-	-
Difusor de ar	-	16,2	1,67	375
Grelhas de retorno	-	16,2	0,50	30
Frestas das portas	-	-	-	405
Luminárias	64	26,0	-	-
Foco cirúrgico	150	52,6	-	-
Monitor de anestesia	100	25,0	-	-

Fonte: Silva (2016).

As medições foram realizadas em dois estágios diferentes e ambos com a sala desocupada. A primeira etapa das medições foi feita estritamente para fornecer condições de contorno para as simulações, como: temperatura superficial das

paredes, teto e piso; taxas de fluxo de ar no retorno; temperatura e velocidade do ar no difusor; potência elétrica das luminárias e lâmpadas do foco cirúrgico (Tabela 10).

Figura 38 – Posicionamento dos confortímetros com a sala desocupada

Fonte: Silva (2016).

A segunda etapa foi realizada para obter os parâmetros ambientais internos, tais como temperatura e velocidade do ar no interior da sala cirúrgica, as medições foram realizadas em locais de amostragem específicos e durante o período desocupado (ver Figura 38 e Tabela 11). Instrumentos como câmera termográfica, anemômetro digital e confortímetro foram usados para medir e coletar os dados.

Tabela 11 – Dados de velocidade e temperatura medidos em campo

Ponto	Velocidade (m/s)	Temperatura (°C)
C_1	0,100	17,59
C_2	0,320	18,76
C_3	0,030	18,57
C_4	0,047	19,06
C_5	0,067	19,48

Fonte: Silva (2016).

Com o objetivo de validar a modelagem computacional, cinco células de monitoramento foram inseridas no modelo, na mesma posição do cenário real (ver Figura 36), para comparar os dados obtidos pela ferramenta computacional e os dados medidos em campo. A Figura 39 ilustra o modelo computacional criado no

Design Builder®, bem como, as células de monitoramento ($Cn_1, Cn_2, Cn_3, Cn_4, Cn_5$) apresentadas em verde. Além disso, foram utilizadas três resoluções de malhas ($M_1 = 52 \times 48 \times 30$; $M_2 = 84 \times 73 \times 39$; $M_3 = 129 \times 105 \times 55$ células).

Figura 39 – Modelo computacional da sala cirúrgica e células de monitoramento

Fonte: Silva (2016).

4.1.5 Validação da modelagem computacional

A comparação entre os resultados numéricos da velocidade e da temperatura nas três malhas e os valores experimentais nos cinco pontos específicos adotados para as medições estão apresentados, respectivamente, nas Tabelas 12 e 13. Em termos da velocidade, observa-se que os resultados, na malha fina, estão consistentes com os experimentais, com erros em torno de 4% a 9%.

No entanto, na célula Cn_3 houve uma discrepância entre os resultados com um erro relativo 20%. Essa diferença pode ser atribuída ao fato de o ponto estar próximo à região do retorno, na qual verificou-se durante as medições, uma variação muito grande nos valores da velocidade.

Em termos de temperatura, os resultados também estão consistentes com os experimentais, apresentando erros em torno de 1% a 6%.

Tabela 12 – Comparação entre a solução numérica da velocidade nas três malhas e os valores experimentais

Pontos	Velocidade (m/s)				Erro Relativo		
	Medido	M_1	M_2	M_3	M_1	M_2	M_3
Cn_1	0,100	0,203	0,055	0,091	1,030	0,450	0,090
Cn_2	0,320	0,288	0,226	0,341	0,100	0,290	0,066
Cn_3	0,030	0,083	0,019	0,024	1,760	0,370	0,200
Cn_4	0,047	0,044	0,059	0,049	0,064	0,260	0,043
Cn_5	0,067	0,065	0,062	0,064	0,030	0,074	0,045

Fonte: Silva (2016).

Tabela 13 – Comparação entre a solução numérica da temperatura nas três malhas e os valores experimentais

Pontos	Temperatura (°C)				Erro Relativo		
	Medido	M_1	M_2	M_3	M_1	M_2	M_3
Cn_1	17,59	18,97	18,80	18,72	0,078	0,069	0,065
Cn_2	18,76	17,86	18,33	18,33	0,048	0,022	0,022
Cn_3	18,57	18,15	18,18	18,47	0,023	0,021	0,005
Cn_4	19,06	18,27	18,51	18,63	0,041	0,029	0,022
Cn_5	19,48	18,06	18,36	18,43	0,073	0,057	0,053

Fonte: Silva (2016).

De forma a auxiliar no estudo do escoamento do ar, as Figuras 40 e 41 ilustram, respectivamente, uma ampliação dos planos transversal, longitudinal e horizontal que contêm os vetores de velocidade, mostrando a movimentação do ar próximos à região da mesa cirúrgica. Já a Figura 42 mostra os vetores de velocidade em um plano perpendicular ao difusor.

Figura 40 – Plano transversal ilustrando os vetores de velocidade na região da mesa cirúrgica

Fonte: Adaptado de Silva (2016).

Figura 41 – Plano longitudinal ilustrando os vetores de velocidade na região da mesa cirúrgica

Fonte: Adaptado de Silva (2016).

Figura 42 – Vetores de velocidade em um plano perpendicular ao difusor

Fonte: Silva (2016).

No Figura 40, nota-se a formação de um vórtice à direita e um acima da mesa cirúrgica. Esses vórtices podem promover a recirculação de partículas densas depositadas no piso até a parte superior da mesa, onde encontra-se o paciente. Além disso, tanto na Figura 40 quanto na Figura 41 é importante observar que, a movimentação do ar está sendo da zona menos limpa para a zona mais limpa, o que deveria ser o inverso. Essa movimentação contrária juntamente com a formação dos vórtices pode fazer com que os micro-organismos existentes na zona menos limpa sejam levados até a mesa cirúrgica, podendo causar sérios riscos de infecção hospitalar ao paciente durante o ato cirúrgico.

Pela Figura 42 pode-se observar que, abaixo do difusor há uma área em que o ar fica se movimentando sempre na direção do ar insuflado. Como o ângulo de descarga do difusor está direcionado para a mesa cirúrgica, esse fenômeno pode causar a veiculação de micro-organismos até o paciente levando também a sérios riscos de infecção.

Uma visão geral do escoamento do ar na sala é apresentada nas Figuras 43 e 44, que exibem os campos de velocidade e temperatura, respectivamente.

Figura 43 – Campo de velocidade da sala cirúrgica

Fonte: Silva (2016).

Figura 44 – Campo de temperatura da sala cirúrgica

Fonte: Silva (2016).

4.1.6 Modelos modificados

A partir da modelagem validada, foram desenvolvidos outros modelos com algumas alterações.

Devido a constatação de que o ar estava insuflando ao invés de estar saindo, no modelo original, a condição de contorno aplicada à grelha de retorno foi do tipo *inlet* (entrada). No entanto, sabe-se que esta condição não é a correta, pois o retorno tem a função de retirar o ar contaminado da sala. Assim, o primeiro modelo modificado, chamado aqui de Modelo 2, consiste na aplicação correta da condição de contorno no retorno, ou seja, aplicação da condição *outlet* (saída).

Tabela 14 – Detalhes dos cinco modelos modificados

Modelo	Retornos		Vazão Retorno (l/s)	Figura
	Quantidade	Localização		
2	1 grelha de 0,30 × 0,90 m	Retorno 1 na mesma parede do difusor a 0,30 m do piso e 0,25 m da parede	375,00
3	2 grelhas de 0,30 × 0,90 m	Retorno 1 na mesma parede do difusor a 0,30 m do piso e 0,25 m da parede, Retorno 2 na parede oposta na mesma direção do difusor a 0,30 m do piso e a 0,25 m da parede	187,50
4	2 grelhas de 0,30 × 0,90 m	Retorno 1 na mesma parede do difusor a 0,30 m do piso e 0,25 m da parede, Retorno 2 na parede oposta na mesma direção do Retorno 1 a 0,30 m do piso e a 0,25 m da parede	187,50

5	2 grelhas de $0,30 \times 0,90 \text{ m}$	Retorno 1 na mesma parede do difusor a $0,30 \text{ m}$ do piso e $0,25 \text{ m}$ da parede, Retorno 2 no centro da parede oposta ao difusor a $0,30 \text{ m}$ do piso	187,50
6	3 grelhas de $0,30 \times 0,90 \text{ m}$	Retorno 1 na mesma parede do difusor a $0,30 \text{ m}$ do piso e $0,25 \text{ m}$ da parede, Retorno 2 na mesma direção do retorno a $0,30 \text{ m}$ do piso e a $0,25 \text{ m}$ da parede, Retorno 3 na mesma direção do difusor a $0,30 \text{ m}$ do piso e a $0,25 \text{ m}$ da parede	125,00

Fonte: Silva (2016).

Os outros modelos consistem na alteração da quantidade e/ou posição das grelhas de retorno, os quais foram chamados de Modelo 3, Modelo 4, Modelo 5 e Modelo 6, como apresentados, respectivamente, na Tabela 14. Em todos esses casos, a condição de “saída” foi aplicada ao retorno, que estão ilustrados em vermelho.

Os valores numéricos das condições de contorno para a velocidade, temperatura, fontes de calor e vazão no difusor de ar para os cinco modelos foram mantidos iguais aos do modelo original (ver Tabela 10). Além disso, nesses modelos foram consideradas portas fechadas e sem vazamento de ar pelas frestas. As alterações estão nos valores na vazão do retorno que foram distribuídos igualmente entre as grelhas, que depende da quantidade de grelhas consideradas no modelo.

Em geral, todos os casos mostraram uma distribuição de temperatura praticamente uniforme e muito semelhantes entre si com variações menores que 1°C . A máxima variação de temperaturas comparada ao caso original foi da ordem de $0,68^\circ\text{C}$, o que significa que a quantidade e/ou posição dos retornos não interferiu significativamente na temperatura da sala.

Com relação aos resultados das velocidades, os modelos de 3 a 6 foram os que apresentaram as maiores velocidades principalmente na região à esquerda da mesa

cirúrgica. O Modelo 2 apresentou velocidades bem menores próximas da estagnação. Tal fenômeno pode aumentar a permanência de micro-organismos próximo ao paciente, aumentando os riscos de contaminação.

Através das simulações, constatou-se que as alterações nos retornos influenciam significativamente a movimentação e distribuição do ar, principalmente na região onde encontra-se o paciente e próximo ao retorno. Além disso, todos os modelos apresentaram o fenômeno de recirculação e a movimentação do ar da zona menos limpa para a zona mais limpa. No entanto, no Modelo 6, a recirculação está abaixo aonde se encontra o paciente e não há nenhum fluxo de ar subindo para a região da mesa (ver Figuras 45 e 46). Isso pode significar que os contaminantes não sejam levados até a mesa, não apresentando riscos ao paciente.

Figura 45 – Plano transversal do Modelo 6 ilustrando os vetores de velocidade na região da mesa cirúrgica

Fonte: Adaptado de Silva (2016).

Analisando todos os cinco modelos, de uma maneira geral, o Modelo 6, que possui a maior quantidade de grelhas de retorno, qualitativamente apresentou ser mais eficaz na eliminação do ar e na remoção de micro-organismos suspensos no ar próximo ao paciente. Os Modelos 2 a 5 mostram-se insatisfatórios para as salas cirúrgicas por

não favorecerem a remoção de contaminantes e apresentarem muitas áreas de recirculação.

Através desses cinco casos simulados, nota-se a importância da função que o retorno exerce na movimentação do ar no interior da sala cirúrgica, bem como, a quantidade e a posição em que se localiza na parede.

Figura 46 – Plano longitudinal do Modelo 6 ilustrando os vetores de velocidade na região da mesa cirúrgica

Fonte: Adaptado de Silva (2016).

4.1.7 Comentários

Na comparação entre os resultados numéricos e experimentais, comprovou-se a validade do modelo computacional desenvolvido. Um diferencial desse modelo computacional é em relação ao grau da modelagem, que neste caso, não foram desprezadas as mobílias e nem os restantes dos equipamentos. Isso torna o modelo mais completo em relação aos modelos analisados na literatura.

Com a facilidade, flexibilidade, rapidez e economia que técnica de CFD oferece, foi possível simular outros tipos *layouts* de salas cirúrgicas e analisar o fluxo do ar com os diferentes posicionamentos das grelhas de retorno e verificar qual é a melhor opção

para se ter uma movimentação do ar mais adequada no interior da sala cirúrgica. Essa análise seria inviável por meio de ensaios experimentais.

Com isso, pode-se dizer que a ferramenta Design Builder® que utiliza a abordagem de CFD é uma alternativa para se investigar o escoamento do ar no interior de uma sala cirúrgica. No entanto, é preciso saber escolher adequadamente o modelo de turbulência e o método computacional disponibilizado pelas ferramentas. A escolha errada do modelo pode levar resultados inconsistentes. Cabe comentar ainda que, pelo fato de escoamentos do ar no interior de ambientes não apresentarem mudanças súbitas das variáveis médias do fluxo e nem mesmo fortes componentes rotacionais, o modelo $\kappa - \varepsilon$ é adequado para as simulações. Caso contrário, a ferramenta adotada não seria a mais adequada, sendo necessário adotar outras ferramentas. Dessa forma, é preciso ter todo o conhecimento físico, matemático e numérico desses modelos para o correto entendimento dos fenômenos.

Outro ponto importante a ser considerado nesse tipo de modelagem é com relação aos dados de entrada, principalmente aqueles ligados às condições de contorno. Aqui vale outro comentário da seguinte frase: *“Porém, deve-se salientar que CFD é uma complementação às análises teóricas (analíticas) e técnicas experimentais, e jamais uma substituição delas”* descrita na página 25 desse texto. Isso fica evidenciado, que a modelagem computacional depende dos parâmetros que são fornecidos através de dados experimentais. Sem esses dados, é impossível obter soluções consistentes com a realidade.

Um dos impactos dessa pesquisa está direcionada às modelagens mais eficientes que podem permitir no contexto atual melhorias nas predições de problemas de engenharia e projetos a um custo bem menor, de forma rápida e fácil. Outro impacto relevante é a economia que pode ser proporcionada pela diminuição de infecções hospitalares através das análises com essas modelagens de CFD. Os recursos economizados por esses fatores podem ser destinados à construção de novos hospitais e melhorias na infraestrutura dos centros cirúrgicos.

4.2 MODELAGEM DO ESCOAMENTO DO VENTO EM PONTES SUSPENSAS

O segundo trabalho a ser abordado trata-se de um problema envolvendo a interação vento-estrutura em pontes do tipo suspensas ou estaiadas. 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. 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.

4.2.1 Colocação do problema

Nos últimos anos, com os avanços na tecnologia de construção e uma grande evolução no campo da engenharia civil, materiais mais resistentes vêm sendo desenvolvidos, permitindo a construção de estruturas mais esbeltas, leves e flexíveis. Com isso, as estruturas vêm se tornando cada vez maiores, como por exemplo, as pontes estaiadas e suspensas que possuem longos vãos. No entanto, devido aos problemas causados por cargas induzidas pelo vento e suas respectivas ações dinâmicas, essas estruturas merecem atenção especial (BLESSMANN, 2013; ZHANG *et al.* 2013). Estudos pioneiros sobre a ação do vento em pontes podem ser encontrados em Amann *et al.* (1941), Bleich *et al.* (1950), Scanlan (1978) e McKenna e Walter (1987).

No caso de corpos alongados posicionados horizontalmente no escoamento, como uma ponte suspensa com longos vãos, as cargas devido ao vento geram as forças aerodinâmicas de arrasto, sustentação e momento. Além dessas, há também as forças da interação fluido-estrutura que podem gerar oscilações na estrutura (HOU *et al.*, 2012). Essas oscilações provocam modificações no amortecimento estrutural, o que pode levar ao surgimento de fenômenos de instabilidade, tendo como consequência a ruptura do tabuleiro dessa estrutura (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).

Entre as instabilidades aeroelásticas, o fenômeno *flutter* é um dos efeitos mais perigosos para a estabilidade da estrutura. É um fenômeno aerodinâmico potencialmente destrutivo que ocorre devido à interação entre o vento e a estrutura de uma maneira que a energia é extraída do vento para produzir grandes movimentos (HUSTON e BOSCH, 1996; SIMIU e SCANLAN, 1996; FRANDSEN, 2004). Na engenharia civil, o *flutter* é uma grande preocupação no projeto de estruturas leves e flexíveis, como no caso de pontes suspensas e estaiadas. Esse fenômeno pode levar a uma estrutura ao colapso (MANNINI, 2006; BARTOLI, 2009; BRUSIANI *et al.*, 2013; ZHU e GU, 2014; NIETO *et al.*, 2015).

O estudo da aeroelasticidade na engenharia civil, especialmente em estruturas de pontes suspensas e estaiadas, recebeu grande estímulo após o famoso acidente ocorrido na ponte suspensa *Tacoma Narrows*, localizada no estado de Washington, na costa noroeste dos Estados Unidos (BISPLINGHOFF *et al.*, 1955). Em novembro de 1940, a ponte, que fora construída entre os anos de 1938 e 1940, sofreu com severas instabilidades aeroelásticas ocorridas no seu tabuleiro. Com a velocidade do vento em torno de 67 km/h (aprox. $18,61 \text{ m/s}$), o tabuleiro da ponte apresentou excessivas oscilações com amplitudes divergentes no acoplamento dos movimentos de flexão e de torção, induzindo ao rompimento dos cabos de sustentação do tabuleiro e em seguida ao colapso total da estrutura, conforme ilustra as imagens da Figura 47.

Nos meses subsequentes ao colapso da ponte *Tacoma Narrows*, diversos estudos foram realizados no intuito de se obter entendimento sobre o incidente ocorrido. Dentre os estudos, se destacam o relatório elaborado por Amman, von Kármán e Woodruff (1941) sobre as causas do colapso da ponte e os ensaios experimentais realizados em túnel de vento que foram liderados pelo professor Farquharson para obtenção de dados utilizados na reconstrução da ponte.

Figura 47 – Ponte *Tacoma Narrows*: (a) movimento torcional; (b) movimento flexional e (c) instante do colapso da ponte

(a)

(b)

(c)

Fonte: <<http://www.lib.washington.edu/specialcollections/collections/exhibits/tnb>> Acesso em 8 de Janeiro de 2017.

É importante ressaltar que, embora a ponte tenha sofrido o colapso com velocidade do vento em torno dos 67 km/h ($18,61 \text{ m/s}$), a estrutura construída deveria suportar a uma carga estática do vento correspondente a velocidade de 161 km/h ($44,72 \text{ m/s}$),

evidenciando que tal velocidade crítica não considerou o efeito das instabilidades aeroelásticas no tabuleiro da ponte (FUNG, 1993).

4.2.2 Motivação e objetivo dessa pesquisa

O acidente com a ponte *Tacoma Narrows* demonstrou a importância do conhecimento sobre a vulnerabilidade de tabuleiros de pontes suspensas e estaiadas à ação de vento. Com o intuito de evitar acidentes como o da ponte de *Tacoma*, as análises prévias incluindo simulações computacionais e ensaios em túnel de vento enquadram-se como procedimentos fundamentais no intento de efetivamente prevenir eventuais falhas no modelo estrutural antes da sua concepção definitiva.

Com isso, a realização de ensaios experimentais em túnel de vento consolidou-se nas últimas décadas como uma das mais importantes ferramentas para determinação de ações e efeitos do vento em construção. Porém, na investigação experimental, apesar das medições em modelos em escala reduzida ou em escala real apresentarem resultados confiáveis, sua realização é de alto custo e demanda muito tempo. Dada essa limitação, observa-se que é de grande relevância o desenvolvimento de um estudo numérico da ação e efeito do vento incidente em estruturas.

Diante desse contexto, o objetivo deste trabalho foi investigar o comportamento do vento sobre seções transversais de pontes via simulação em CFD com o intuito de analisar os coeficientes aerodinâmicos, número de Strouhal e a velocidade crítica de *flutter* inerentes da interação vento-estrutura.

No caso específico das estruturas de pontes suspensas e estaiadas também há grandes desafios na interpretação e entendimento do comportamento desses sólidos quando em interação com um fluido. Como exemplo, pode-se citar o estudo dos modelos de turbulência adequados ao fenômeno de interação entre o vento e a ponte e a definição da velocidade crítica do vento para iminência de instabilidades aeroelásticas, como o *flutter*, por exemplo.

4.2.3 Equacionamento matemático, modelos de turbulência e método computacional

4.2.3.1 Equações da dinâmica dos fluidos

As equações necessárias para resolver problemas de escoamento do vento são, as equações de Navier-Stokes e continuidade dadas, respectivamente, pelas Eqs. (1) e (2). Como discutido na seção 3.3, em escoamentos envolvendo interação fluido-estrutura que são turbulentos com números de Reynolds elevados é muito importante que se utilize um modelo de turbulência adequado, devido ao fenômeno de desprendimento de vórtices. Como os modelos de turbulência apresentaram comportamentos de fluxo diferentes para a seção circular e a seção quadrada, para esta pesquisa, foram investigados os mesmos modelos analisados na seção 3.3, ou seja, LES de Smagorinsky (Eqs. (16) a (18)), $k - \varepsilon$ padrão (ver Eqs. (24) e (25)), $k - \omega$ SST (Eqs. (28) e (29)).

Para essa pesquisa, novamente a ferramenta comercial ANSYS CFX® foi utilizado para essas simulações, em que as equações são resolvidas numericamente pela forma generalizada do método dos volumes finitos (EGER, 2010). Essa ferramenta utiliza o método *upwind* de 2ª ordem (Eq. (46)) para aproximar os termos advectivos.

4.2.3.2 Equações do movimento do tabuleiro

Considerando que, a geometria da seção transversal do tabuleiro de uma ponte se assemelha a uma placa plana (Figura 48), a teoria de Theodorsen pode ser aplicada para este tipo de estrutura, quando esta se encontra submetida a um determinado escoamento.

Figura 48 – Representação esquemática dos graus de liberdade e forças aeroelásticas em uma placa plana

Fonte: Caracoglia et. al. (2009).

As equações do movimento para um sistema desacoplado com dois graus de liberdade com vibrações no modo vertical h e rotacional α , podem ser escritas como (CLOUGH e PENZIEN, 1993; RAO, 2008):

$$m[\ddot{h}(t) + 2\zeta_h\omega_h\dot{h}(t) + \omega_h^2h(t)] = L_{ae}(t), \quad (55)$$

$$I[\ddot{\alpha}(t) + 2\zeta_\alpha\omega_\alpha\dot{\alpha}(t) + \omega_\alpha^2\alpha(t)] = M_{ae}(t), \quad (56)$$

em que m e I são massa e momento de inércia por unidade de comprimento, ζ_h e ζ_α as taxas de amortecimento no ar parado, ω_h e ω_α as frequências angulares naturais e $L_{ae}(t)$ e $M_{ae}(t)$ são os esforços aeroelásticos auto excitados das forças de sustentação e momento, respectivamente. As Equações (55) e (56) na forma matricial são dadas por:

$$\begin{bmatrix} m & 0 \\ 0 & I \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \ddot{h} \\ \ddot{\alpha} \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} 2\zeta_h\omega_h m & 0 \\ 0 & 2\zeta_\alpha\omega_\alpha I \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \dot{h} \\ \dot{\alpha} \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} \omega_h^2 m & 0 \\ 0 & \omega_\alpha^2 I \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} h \\ \alpha \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} L_{ae}(t) \\ M_{ae}(t) \end{Bmatrix}. \quad (57)$$

Os esforços aeroelásticos dependem dos chamados *flutter derivatives*⁴ e do tempo, sendo definidos por (SIMIU e SCALAN, 1996):

$$L_{ae}(t) = \frac{1}{2}qB \left[KH_1^*(K)\frac{\dot{h}}{U} + KH_2^*(K)\frac{B\dot{\alpha}}{U} + K^2H_3^*(K)\alpha + K^2H_4^*(K)\frac{h}{B} \right], \quad (58)$$

$$M_{ae}(t) = \frac{1}{2}qB^2 \left[KA_1^*(K)\frac{\dot{h}}{U} + KA_2^*(K)\frac{B\dot{\alpha}}{U} + K^2A_3^*(K)\alpha + K^2A_4^*(K)\frac{h}{B} \right], \quad (59)$$

em que U a velocidade do vento, $q = \frac{1}{2}\rho U^2$ é a pressão dinâmica, K é a frequência reduzida dada por $K = b\omega_{ae}/U$, sendo $\omega_{ae} = 2\pi f$ a frequência de oscilação circula, B a largura do tabuleiro ($b_{tab} = B/2$). Os parâmetros $\dot{h}$ e $\dot{\alpha}$ são as derivadas de h e α . Os coeficientes de *flutter* H_i^* e A_i^* são funções do parâmetro adimensional K .

Para se determinar o valor da velocidade crítica de *flutter* para um modelo seccional do tabuleiro de uma ponte, são apresentadas duas técnicas, o método das oscilações livres (*Free Oscillations Method* – FOM) e o método direto (*Direct Method* – DM).

⁴ Também conhecidos por coeficientes de drapejamento, são parâmetros adimensionais que são determinados através de ensaios experimentais ou através da função de Theodorsen (1934).

O método das oscilações livres (MENDES e BRANCO, 1999), na análise dos coeficientes de drapejamento ou *flutter* das Eqs. (58) e (59), os coeficientes H_1^* e A_2^* estão relacionados ao amortecimento, os coeficientes H_4^* e A_3^* são relacionados à rigidez aerodinâmica e, os demais coeficientes encarregam-se do acoplamento dos graus de liberdade do sistema estrutural. No entanto, a instabilidade aeroelástica de *flutter* ocorre a partir do instante em que o amortecimento global da estrutura submetida ao fluxo de vento torna-se negativo em algum dos graus de liberdade (*galloping* ou *torsional flutter*) ou em dois graus de liberdade acoplados (*flutter* clássico).

Assim, pode-se restringir a análise do *flutter* aos coeficientes H_1^* e A_2^* (SIMIU e SCANLAN, 1996), cuja condição crítica de *flutter* é atingida, para o modo vertical, h , e o modo torcional, α , em que são dados respectivamente por:

$$H_1^* \geq \frac{4m\zeta_h}{\rho B^2}, \quad (60)$$

$$A_2^* \geq \frac{4I\zeta_\alpha}{\rho B^4}. \quad (61)$$

As equações dos esforços aeroelásticos, Eqs. (58) e (59), admitem-se a solução através das expressões (62) e (63) para análise de deslocamentos para movimentos verticais e torcionais:

$$h = h_0 e^{\lambda t} \sin(\omega t) \quad (62)$$

$$\alpha = \alpha_0 e^{\lambda t} \sin(\omega t - \theta). \quad (63)$$

Substituindo-se os termos dependentes de h e α e suas respectivas derivadas pelas funções acima, obtêm-se as expressões desenvolvidas dos coeficientes de *flutter* em função da frequência reduzida (K):

$$H_1^*(K) = -\frac{4m}{\rho B^2} \left[\zeta_h \frac{\omega_h}{\omega_h^{exp}} - \zeta_h^{exp} \right], \quad (64)$$

$$A_2^*(K) = -\frac{4I}{\rho B^4} \left[\zeta_\alpha \frac{\omega_\alpha}{\omega_\alpha^{exp}} - \zeta_\alpha^{exp} \right]. \quad (65)$$

O termo δ^{exp} é o decremento logarítmico médio das oscilações calculado por:

$$\delta^{exp} \approx 2\pi\zeta^{exp}. \quad (66)$$

De acordo com Mannini (2006), o coeficiente A_2^* caracteriza o comportamento físico do amortecimento aerodinâmico no movimento de torção e é conhecido como “peça chave” na instabilidade por *flutter*. Esse procedimento conduz à apresentação da resposta gráfica através da interpolação do coeficiente A_2^* com a velocidade reduzida U_R . Com isso, a condição crítica de *flutter* ocorre quando em um determinado instante a série de termos do coeficiente A_2^* muda subitamente de sinal, cruzando a origem do eixo de abcissas referencial.

A segunda técnica é foi introduzido por Selvam *et al.* (2002). Embora seja baseado no método das oscilações livres, o método direto é mais simplificado pois se propõe a calcular a velocidade crítica de *flutter* através da taxa de incremento ou decaimento da curva do deslocamento torcional do tabuleiro da ponte submetido ao fluxo de vento, para uma série de velocidades reduzidas do vento (U_R):

$$\gamma_d = \frac{\gamma^k - \gamma^{k+1}}{\gamma^k} \quad (67)$$

em que γ_d é a taxa de incremento/decaimento, γ^k e γ^{k+1} correspondem aos valores de pico da amplitude de um mesmo período de oscilação da resposta em deslocamentos angulares.

Interpolando graficamente as taxas de incremento ou decaimento das oscilações do deslocamento torcional do tabuleiro da ponte (γ_d) com as velocidades reduzidas (U_R), obtém-se a velocidade crítica de *flutter* no instante em que a curva gerada muda de sinal, cruzando a origem do eixo das abcissas.

4.2.4 Modelo de seção transversal do tabuleiro da ponte suspensa

O modelo de seção transversal escolhido é o tabuleiro da ponte suspensa *Great Belt East*. O modelo seccional dessa ponte possui formato celular em viga caixão com uma estrutura metálica de rigidez treliçada, conforme ilustra a Figura 49.

Figura 49 – Elevação, detalhe do pilar e seção transversal da ponte suspensa *Great Belt East*

Fonte: Weight (2009).

Inicialmente o modelo seccional do tabuleiro da ponte foi analisado de forma estática, ou seja, a seção transversal do tabuleiro foi considerada fixo, sem liberdade de deslocamentos. A ênfase nessa primeira análise foi de verificar qual dos modelos de turbulência fosse capaz de capturar adequadamente o fenômeno do desprendimento de vórtice. Em seguida, com intuito de se fazer uma análise aeroelástica do fenômeno do *flutter*, foram atribuídos ao modelo da seção transversal, o movimento de translação no eixo vertical e o movimento de rotação ao redor do eixo normal à seção do tabuleiro. Com o acoplamento desses deslocamentos verticais e torcionais foi possível investigar a instabilidade de *flutter* através das duas abordagens descritas na subseção 4.2.3.2.

Figura 50 – Domínio computacional e condições de contorno adotadas nas simulações do escoamento ao redor da seção do tabuleiro da ponte suspensa *Great Belt East*

Fonte: Costa *et al.* (2015); Costa (2017).

O domínio computacional utilizado na simulação deste caso juntamente com as respectivas condições de contorno está ilustrado na Figura 50.

4.2.4.1 Seção rígida e sem deslocamentos

Nesta primeira abordagem, o desenvolvimento das simulações entre o fluxo do vento e o tabuleiro da ponte visa à determinação dos coeficientes aerodinâmicos de arrasto (C_D), de sustentação (C_L) e de momento (C_M), com ângulo de ataque do vento $\alpha = 0^\circ$, a uma velocidade de entrada do vento no domínio (*inlet*) de $U_0 = 40$ m/s. O número de Reynolds adotado para este caso é $3,0 \times 10^5$.

Tabela 15 – Constantes físicas e geométricas utilizadas nas simulações do escoamento ao redor da seção fixa do tabuleiro da ponte

Propriedades	Valor	Unidade
Massa específica (ρ)	1,20	Kg/m^3
Viscosidade cinemática (ν)	$5,78 \times 10^{-4}$	m^2/s
Dimensão característica – largura do tabuleiro do modelo da ponte (B)	31,0	m

Fonte: Costa *et al.* (2015); Costa (2017).

As imagens da Figura 51 apresentam as simulações do escoamento ao redor do tabuleiro da ponte *Great Belt East* obtidas, respectivamente, com o modelo LES Smagorinsky, $k - \varepsilon$ padrão e $k - \omega$ SST para o ângulo de incidência do vento $\alpha = 0^\circ$, ilustrando os campos de pressões e velocidades. Observa-se que apenas os modelos de turbulência LES e $k - \omega$ SST conseguiram representar a formação alternada de vórtices na esteira do escoamento, com destaque para o modelo SST.

Figura 51 – Campos de velocidades e de pressões do escoamento ao redor da seção fixa do tabuleiro da ponte para os modelos LES, $k - \varepsilon$ e SST.

Fonte: Costa *et al.* (2016); Costa (2017).

As respostas dos coeficientes aerodinâmicos de arrasto C_D , sustentação C_L e momento C_M foram obtidas para o ângulo de ataque $\alpha = 0^\circ$. Os resultados obtidos estão apresentados na Tabela 16. Outros ângulos de ataque podem ser encontrados no trabalho de Costa (2017).

Tabela 16 – Resultados dos coeficientes aerodinâmicos para o escoamento ao redor da seção fixa do tabuleiro da ponte para ângulo de ataque do vento $\alpha = 0^\circ$

Simulações	C_D	C_L	C_M
LES	0,63	0,05	0,05
$k - \varepsilon$ padrão	0,63	0,05	0,04
$k - \omega$ SST	0,63	0,06	0,05
Braun e Awruch (2002) - num.	0,63	0,05	0,05
Reinhold <i>et al.</i> (1992) - exp.	0,58	0,05	0,05
Kuroda (1997) - exp.	0,49	-0,17	0,05

Fonte: Costa *et al.* (2015); Costa (2017).

Os resultados numéricos do presente trabalho foram comparados com os resultados experimentais de Reinhold *et al.* (1992) e Kuroda (1997) e numéricos de Braun e Awruch (2002) que também utilizou o modelo LES. Destaca-se que para o cálculo dos coeficientes aerodinâmicos C_D , C_L , C_M e do número de Strouhal (St), a dimensão característica do perfil adotada foi a altura do tabuleiro da ponte ($H = 4,4\text{ m}$).

A Tabela 17 mostra os resultados do número de Strouhal obtidos pelas simulações com os modelos de turbulência LES Smagorinsky, $k - \varepsilon$ e SST para os ângulos de ataque $\alpha = 0^\circ$. O número de Strouhal, além do trabalho de referência (BRAUN e AWRUCH, 2002), foi comparado ainda com os ensaios numéricos e experimentais em túnel de vento de Larsen e Walther (1997).

Tabela 17 – Número de Strouhal para o escoamento ao redor da seção fixa do tabuleiro da ponte com ângulo de ataque do vento $\alpha = 0^\circ$

Simulações	St
LES	0,179
$k - \varepsilon$	0,189
$k - \omega$ SST	0,176
Braun e Awruch (2002) - num.	0,180
Larsen e Walther (1997) - num.	0,168
Larsen e Walther (1997) - Túnel de vento	0,158

Fonte: Costa *et al.* (2015); Costa (2017).

Pode-se observar a partir dessas das Tabelas 16 e 17 que, os resultados dos coeficientes aerodinâmicos obtidos com os três modelos estão em boa concordância com os resultados de Braun e Awruch (2002). Além disso, o número de Strouhal obtido pelos modelos LES e SST também está em boa concordância, o que não aconteceu com o modelo $k - \varepsilon$ devido não conseguir capturar o desprendimento de vórtices.

Tabela 18 – Desempenho computacional apresentado pelos modelos de turbulência LES, $k - \varepsilon$ e SST para o escoamento ao redor da seção fixa do tabuleiro da ponte

Modelo	Tempo de processamento (em horas)
	$Re = 3,0 \times 10^5$
LES	239,4
$k - \varepsilon$	195,2
SST	198,7

Fonte: Costa *et al.* (2015); Costa (2017).

Pela Tabela 18, verifica-se que o tempo de processamento das simulações apresentou os maiores valores no modelo LES. Este fato confirma uma das principais características dessa modelagem, que é resolver diretamente as grandes escalas e modelar as pequenas escalas, causando um maior consumo de processamento computacional neste modelo.

4.2.4.2 Seção móvel com dois graus de liberdade

Para as simulações em seção móvel com dois graus de liberdade, o objetivo foi a obtenção da velocidade crítica de iminência da instabilidade por *flutter* através da investigação do comportamento do coeficiente de *flutter* A_2^* e análise da taxa de incremento/decaimento da distribuição temporal do deslocamento torcional do tabuleiro da ponte.

O coeficiente de *flutter* A_2^* é o que apresenta a condição crítica para análise do *flutter* (SIMIU e SCANLAN, 1996) e é obtido utilizando-se o método das oscilações livres. E, a taxa de incremento/decaimento foi obtido através do método direto.

Nesse caso, foram desenvolvidas três séries de simulações para associar a análise aeroelástica com os modelos de turbulência investigados. O ângulo de ataque do vento utilizada neste caso também foi de $\alpha = 0^\circ$. Além disso, empregou-se uma malha não estruturada, composta por 801379 elementos e 278894 nós.

As simulações foram realizadas com variação na velocidade reduzida (U_R), atribuindo os seguintes valores: $U_R = 2$, $U_R = 4$, $U_R = 6$, $U_R = 8$, $U_R = 10$, $U_R = 12$ que correspondem às velocidades $U_0 = 16,86 \text{ m/s}$, $U_0 = 33,73 \text{ m/s}$, $U_0 = 50,59 \text{ m/s}$, $U_0 = 67,46 \text{ m/s}$, $U_0 = 84,32 \text{ m/s}$ e $U_0 = 101,18 \text{ m/s}$, respectivamente.

Tabela 19 – Constantes físicas e propriedades utilizadas nas simulações do escoamento ao redor da seção móvel do tabuleiro da ponte

Propriedades	Número de Reynolds $Re = 1 \times 10^5$					
	Velocidade Reduzida $U_R = \frac{U_0}{fB}$					
	$U_R = 2$	$U_R = 4$	$U_R = 6$	$U_R = 8$	$U_R = 10$	$U_R = 12$
Massa específica $\rho \text{ (kg/m}^3\text{)}$	1,20	1,20	1,20	1,20	1,20	1,20
Viscosidade dinâmica μ $(\text{N} \cdot \text{s/m}^2)$	$6,27 \times 10^{-3}$	$1,25 \times 10^{-2}$	$1,88 \times 10^{-2}$	$2,51 \times 10^{-2}$	$3,14 \times 10^{-2}$	$3,76 \times 10^{-2}$
Velocidade de Inlet $U_0 \text{ (m/s)}$	16,86	33,73	50,59	67,46	84,32	101,18
Time Step (Δt)	$1,30 \times 10^{-4}$	$1,25 \times 10^{-4}$	$1,20 \times 10^{-4}$	$1,15 \times 10^{-4}$	$1,10 \times 10^{-4}$	$1,05 \times 10^{-4}$

Fonte: Costa (2017).

Para essas simulações computacionais as características do fluido bem como outros parâmetros do escoamento e do sólido são apresentadas nas Tabelas 19 e 20. Além disso, o número de Reynolds utilizado nas simulações foi de $Re = 1,0 \times 10^5$, com um tempo total de 15 segundos para cada caso.

Tabela 20 – Dados de projeto utilizados nas simulações do escoamento ao redor da seção móvel do tabuleiro da ponte

Parâmetros	Valor	Unidade
Massa translacional (m)	23687	kg/m
Momento de inércia em relação ao centro de cisalhamento (I)	$2,501 \times 10^{-6}$	$kg.m^2/m$
Rigidez equivalente para o deslocamento vertical (K_h)	$3,00 \times 10^8$	kg/m^2
Rigidez equivalente para o deslocamento torcional (K_α)	$7,210 \times 10^5$	$kg.m/m$
Frequência natural vertical (f_h)	0,099	Hz
Frequência natural angular (f_α)	0,272	Hz
Amortecimento crítico (ζ)	0,002	

Fonte: Costa (2017).

Com o desenvolvimento das simulações computacionais no modelo seccional móvel do tabuleiro da ponte *Great Belt East*, foram obtidos os históricos de deslocamento torcional para cada um dos modelos de turbulência, conforme apresentado nos gráficos da Figura 52.

Figura 52 – Gráficos da distribuição temporal dos deslocamentos torcionais para os modelos de turbulência LES, SST e $k - \varepsilon$ para a série de velocidades reduzidas do vento

Fonte: Costa (2017).

Com base nos deslocamentos ocorridos no tabuleiro do modelo seccional da ponte, foram obtidos os resultados para os termos do decremento logarítmico δ^{exp} , Eq. (62), a taxa de incremento/decaimento γ_d , Eq. (63), e o coeficiente de *flutter* A_2^* , Eq. (61), utilizando os modelos LES, SST e $k - \varepsilon$ padrão.

As Figuras 53 a 55 ilustram as curvas do coeficiente de *flutter* A_2^* e da taxa de incremento/decaimento γ_d em função da velocidade reduzida utilizando, respectivamente, os modelos LES Smagorinsky, $k - \omega$ SST e $k - \varepsilon$ padrão.

⁵ Não houve gráfico de deslocamento para a velocidade $U_R = 12$, pois o fenômeno do *flutter* ocorreu antes da velocidade $U_R = 10$ para o modelo de turbulência LES.

A partir dos gráficos dessas figuras, é obtida a velocidade crítica do *flutter* no instante em que ambas as curvas dos termos A_2^* e γ_d apontam mudança de sinal, ou seja, a curva atravessa o eixo de origem e o comportamento dos movimentos oscilatórios observados na interação vento-ponte passa de amortecido para divergente.

Figura 53 – (a) Curva do coeficiente de *flutter* A_2^* em função de U_R pelo método FOM e (b) curva da taxa de incremento/decaimento γ_d em função de U_R pelo método DM para o modelo LES

Fonte: Costa (2017).

Figura 54 – (a) Curva do coeficiente de *flutter* A_2^* em função de U_R pelo método FOM e (b) curva da taxa de incremento/decaimento γ_d em função de U_R pelo método DM para o modelo SST

Fonte: Costa (2017).

Figura 55 – (a) Curva do coeficiente de *flutter* A_2^* em função de U_R pelo método FOM e (b) curva da taxa de incremento/decaimento γ_d em função de U_R pelo método DM para o modelo $k - \varepsilon$ padrão

Fonte: Costa (2017).

Os valores da velocidade crítica de *flutter* U_{cr} para cada um dos modelos de turbulência obtidos pelos métodos, FOM e DM, estão apresentados na Tabela 21.

Tabela 21 – Velocidades críticas de *flutter* dos modelos de turbulência LES, SST e $k - \varepsilon$

Método	Velocidade crítica de <i>flutter</i> U_{cr}					
	LES		SST		$k - \varepsilon$	
	U_R	(m/s)	U_R	(m/s)	U_R	(m/s)
<i>Free Oscillations Method</i> (FOM)	8,20	69,14	10,64	89,68	10,42	87,89
<i>Direct Method</i> (DM)	8,10	68,30	10,40	87,69	10,23	86,24

Fonte: Costa (2017).

Em decorrência da análise dos resultados da velocidade crítica de *flutter* U_{cr} da Tabela 21, o modelo LES *Smagorinsky* mostrou maior proximidade em relação aos resultados de referência. Isso se deve ao fato de que para o método das oscilações livres, em que a curva de A_2^* projetada no eixo horizontal atinge o valor zero, obteve-se uma velocidade reduzida de aproximadamente $U_R \cong 8,2$, o que corresponde à velocidade dimensional de 69,14 m/s ou 248,91 km/h.

Para o método direto, o modelo LES também apresentou a melhor aderência aos resultados de referência, pois através da curva da taxa de incremento/decaimento γ_d

projetada no eixo das velocidades reduzidas ocorre o valor de $U_R \cong 8,1$, o que corresponde à velocidade dimensional de 68,30 m/s ou 245,88 km/h. A Tabela 22 ilustra alguns resultados da velocidade crítica de *flutter* comparando os resultados obtidos com os dados provenientes da literatura.

Tabela 22 – Velocidade crítica de *flutter* para o tabuleiro da ponte *Great Belt East* obtidas através de simulações numéricas

Simulações	U_{cr} (m/s)
LES (FOM)	69,14
LES (DM)	68,30
BRAUN (2002) (FOM)	73
BRAUN (2002) (DM)	69
Numérico de SELVAM <i>et al.</i> (2002)	65 – 72
Numérico de LARSEN e WALTHER (1997)	74
Túnel de vento LARSEN e WALTHER (1997)	73

Fonte: Costa (2017).

4.2.5 Comentários

Para o primeiro caso em que a seção foi considerada rígida e sem deslocamento, os resultados obtidos para os coeficientes aerodinâmicos foram satisfatórios para os três modelos de turbulência. Para o número de Strouhal, os modelos LES e SST apresentaram boa concordância, o que não aconteceu com o modelo $k - \varepsilon$, como nos casos da seção circular e quadrada apresentados nas subseções 3.3.1 e 3.3.2. Novamente, o modelo LES apresentou oscilações na esteira de vórtices à jusante do escoamento. Levando-se isso em consideração, juntamente com o tempo de processamento, o modelo $k - \omega$ SST demonstra ser o mais adequado para o desenvolvimento dessa modelagem.

No caso em que a seção foi considerada móvel, o modelo LES Smagorinsky foi o que apresentou resultados mais próximos com relação às referências. Embora o modelo SST tenha apresentado resultados consistentes no caso da seção fixa, ele forneceu baixa precisão para a velocidade crítica do *flutter*. A explicação para este fato é devido ao movimento de dois graus de liberdade imposto ao tabuleiro, já que o modelo SST não tem um tratamento adequado próximo a parede, dependendo de um refinamento

da malha ao redor da seção. Com isso, como a seção da ponte apresentou grandes deslocamentos, isso contribuiu para a falta de precisão oferecida pelo modelo SST na análise de *flutter*.

Portanto, para este tipo de escoamento turbulento, na qual o corpo possui deslocamentos nos modos vertical e torsional e está sujeito à instabilidade de *flutter*, o modelo de turbulência LES Smagorinsky demonstra ser o mais adequado nesse caso.

5 CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS

Neste texto sistematizado foram apresentadas contribuições em duas linhas de pesquisas que o proponente vem atuando desde o seu ingresso como docente no Departamento de Engenharia de Construção Civil da Escola Politécnica da USP.

A primeira linha de pesquisa está direcionada as investigações de modelos de turbulência e métodos advectivos de alta resolução para tratamento numérico dos termos não lineares das EDP's. Vários problemas altamente complexos foram resolvidos numericamente utilizando os métodos ADBQUICKEST, TOPUS e QUICK, *upwind* de 2ª ordem, além dos modelos de turbulência algébrico não linear, $k - \varepsilon$ padrão, $k - \omega$ SST, LES e a promissora modelagem TLES. Tomando-se como base as validações e verificações apresentadas, ficou evidente que esses métodos em associação aos modelos de turbulência são componentes vitais quando se pretende estudar determinados tipos de fenômenos que ocorrem nesses problemas em regime turbulento. No entanto, em virtude das propriedades inerentes de cada um dos modelos de turbulência e devido as diferentes características físicas e geométricas de cada escoamento, é fundamental ter o conhecimento aprofundado da metodologia aplicada ao modelo para a correta tomada de decisão nas análises.

Os resultados apresentados com o código *Freeflow* e o código de Mompean (Gilcart) fornecem dados (mais precisos) de simulações numéricas utilizando-se métodos e modelos de turbulência mais sofisticados, ou seja, computacionalmente simples, econômicos e convergentes. Além disso, os dados da cavidade cúbica utilizando a abordagem TLES apresentados são inéditos. Isto permitirá no futuro, que outros pesquisadores possam comparar seus dados com os aqui apresentados. Esses dois códigos mostraram ser capazes de capturar fenômenos que ocorrem no escoamento turbulento, sendo boas alternativas para resolver problemas altamente complexos. Além disso, por serem códigos abertos e com a possibilidade de implementação, também são boas opções para se testar métodos numéricos e modelos de turbulência.

A segunda linha de pesquisa está voltada para o desenvolvimento de modelagens baseadas na abordagem de CFD aplicados à problemas de engenharia de civil. Duas modelagens foram apresentadas neste contexto, uma para o escoamento do ar em salas cirúrgicas e a outra para escoamento do vento em pontes. As ferramentas

comerciais, Design Builder® e ANSYS CFX®, mostraram ser capazes de modelar e simular os escoamentos de ar e de vento, respectivamente, apresentando resultados satisfatórios e consistentes.

Independentemente do tipo de ferramenta, fica evidenciado que, com o advento da tecnologia computacional e com técnicas numéricas mais sofisticadas, essas ferramentas se tornaram boas alternativas para analisar problemas de grande complexidade, já que existem dificuldades para se realizar ensaios experimentais que demanda muito tempo e é de alto custo. Por exemplo, foi mostrado no caso da sala cirúrgica, que foi possível analisar outros tipos *layouts* de salas cirúrgicas e analisar o fluxo do ar com os diferentes posicionamentos das grelhas de retorno e verificar qual é a melhor opção para se ter uma movimentação do ar mais adequada no interior da sala cirúrgica. O que seria inviável de se fazer com ensaios experimentais. No entanto, é preciso utilizar as ferramentas com muito cuidado, ou seja, o seu uso deve ser consciente. Esses cuidados vão desde início, com a escolha do modelo de turbulência e do método computacional, inserção dos dados de entrada até as análises dos resultados obtidos. A escolha errada de um modelo, método ou dados de entrada inconsistentes, podem resultar em soluções numéricas totalmente diferentes.

Com os resultados apresentados nas duas linhas de pesquisa, ficou evidenciado que, para desenvolver uma modelagem computacional mais eficiente é essencial e primordial, primeiramente investigar os métodos numéricos e os modelos de turbulência. Assim, pode-se dizer que essas duas linhas de pesquisa do proponente estão interligadas e que uma depende da outra para atingir o sucesso para resolver problemas práticos na engenharia.

Assim, devido a facilidade, flexibilidade, rapidez e economia que modelagem em CFD permite, as análises podem ajudar a subsidiar a tomada de decisão, otimizar o desempenho e desenvolvimento de projetos, reduzir custos e fornecer informações não reproduzíveis experimentalmente, como condições ideais e perigosas.

O impacto dessas pesquisas está direcionado às modelagens mais eficientes que podem permitir no contexto atual melhorias nas previsões de problemas de engenharia e projetos a um custo bem menor, de forma rápida e fácil.

Por fim, a pesquisa científica descrita nesse texto pode ser incrementada de várias maneiras, sobretudo no que diz respeito à combinação de métodos *upwind* de alta resolução e modelagem da turbulência. Os aspectos mais relevantes dos temas que serão considerados na pesquisa futura incluem:

- Investigação de novos métodos *upwind* de alta resolução, como por exemplo, os métodos SDPUS-C1 (*Six-Degree Polynomial Upwind Scheme*) de Lima (2010) e EPUS (*Eight-Degree Polynomial Upwind Scheme*) de Côrrea (2013) em escoamentos incompressíveis no regime turbulento.
- Aplicação dos métodos ADBQUICKEST, TOPUS, SDPUS-C1 e EPUS para resolver problemas envolvendo fenômenos de convecção e difusão que ocorrem nos fluidos não-newtonianos.
- Simulação de escoamentos de problemas acoplados à turbulência e a fluidos não-newtonianos. O grande desafio aqui é associar modelos de turbulência, equações constitutivas do tensor não-newtoniano e métodos numéricos para o tratamento dessas equações. Na literatura especializada, há poucas técnicas para resolver essa classe de problemas.
- Combinação da modelagem TLES e os métodos ADBQUICKEST, TOPUS, SDPUS-C1 e EPUS para resolver problemas de interação fluido-estrutura.

Todos estes temas constam nos planos de dois projetos de pesquisa o qual o proponente faz parte juntamente com pesquisadores da Universidade Federal da Grande Dourados (UFGD) e Universidade Federal de Mato Grosso do Sul (UFMS).

No que diz respeito ao desenvolvimento de modelagens em CFD, os seguintes temas serão considerados em pesquisa futura:

- Continuação das análises do escoamento do ar em sala cirúrgica incluindo no modelo computacional, a participação do paciente e da equipe média, além de verificar a influência das mobílias e equipamentos na sala. Este tema faz parte projeto de pesquisa da FAPESP do aluno de Iniciação Científica Gabriel Manetti de Menezes.

- Visando a otimização dos recursos para execução de estruturas e eficiência no dimensionamento dos projetos, é de grande importância a investigação das pressões dinâmicas devido à ação do vento em edificações. Em projetos de edifícios, as ações advêm da combinação das cargas verticais e as ações devido ao vento. No entanto, o modo como se considera as ações de vento é baseado no procedimento normativo muito simplificado em que a NBR 6123:1988 não se aplica às edificações de formas, dimensões ou localização fora do comum, casos estes em que estudos especiais devem ser feitos para determinar as forças atuantes do vento e seus efeitos. Assim, a aplicação de formulações mais adequadas para considerar a influência dessas forças, de natureza variável e turbulenta, na edificação é imprescindível para uma melhor análise. Devido à complexidade do problema a simulação em CFD é uma boa alternativa para investigar as pressões dinâmicas. Este assunto é um dos temas do projeto de mestrado do aluno Douglas Pereira Agnelo.
- Um dos principais parâmetros no estudo da ventilação natural dada pela ação dos ventos são os coeficientes de pressão de uma edificação. Em edifícios reais, os dados de pressão são raramente utilizados em estudos de ventilação. Na prática, os valores são obtidos em ensaios de túnel de vento de camada limite. Quando a obtenção desse coeficiente não é possível por meio de túnel de vento, uma alternativa é através da simulação em CFD. Este é um assunto a ser contemplado na dissertação de mestrado do aluno Anderson Martins de Novais.

REFERÊNCIAS

- AIAA. **Guide for the Verification and Validation of Computational Fluid Dynamics Simulation**. Reston, American Institute of Aeronautics and Astronautics, AIAA G-077-1998, 1998.
- ALVES, M. A.; OLIVEIRA, P. J.; PINHO, F. T. A convergent and universally bounded interpolation scheme for the treatment of advection. **International Journal for Numerical Methods in Fluids**, v. 41, p. 47–75, 2003.
- AMMANN, O. H.; von KARMAN, T.; WOODRUFF, G. B. **The failure of the Tacoma Narrows bridge**. Washington D.C., USA, 1941. 285 p. Report to Federal Works Agency Washington, D.C., in March 28, 1941.
- ANDERSON Jr., J. D. **Fundamentals of aerodynamics**. 3rd ed. New York USA, McGraw-Hill, 2001.
- ANNINOS, P.; HOBILL, D.; SEIDEL, E.; SMARR, L.; SUEN, W. M. **The head on collision of two equal-mass black holes: numerical methods**. National Center for Supercomputer Applications (NCSA) Report TR024.
- ANVISA. **Curso Básico de Controle de Infecção Hospitalar**. Caderno C: Métodos de Proteção Anti-Infecçiosa. Brasília: Agência Nacional de Vigilância Sanitária, 2000.
- ASHRAE. **ASHRAE Handbook: Fundamentals**. Atlanta: American Society of Heating, Refrigerating and Air-Conditioning Engineers, 2005.
- ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE NORMAS TÉCNICAS. **NBR 6123**: forças devidas ao vento em edificações. Rio de Janeiro, 66 p., 1988.
- _____. **NBR 7256**: tratamento de ar em estabelecimentos assistenciais de saúde (EAS) – Requisitos para projeto e execução das instalações. Rio de Janeiro, 2005.
- ASYIKIN, M. T. **CFD simulation of vortex induced vibration of a cylindrical structure**. Thesis, Faculty of Engineering Science and Technology, Norwegian University, Trondheim, Norway, 2012.
- ATAIE-ASHTIANI, B.; FARHADI, L. A stable moving-particle semi-implicit method for free surface flows. **Fluid Dyn Res**. v. 38, p. 241–256, 2006.
- BAKKER, A.; HAIDARI, A. H.; OSHINOWO, L. M. Realize greater benefits from CFD. Chemical Engineering Progress, American Institute of Chemical Engineers (AIChE), v. 97, n. 3, p. 45 – 53, 2001.
- BARTOLI, G., CONTRI, S., MANNINI, C., & RIGHI, M. Toward an Improvement in the Identification of Bridge Deck Flutter Derivatives, **Journal of Engineering Mechanics Division**, v. 135, n. 8, p. 771-785, 2009.
- BATCHELOR, G. K. **An introduction to fluid dynamics**. Cambridge University Press, 1967.

BECK, W. C.; FRANK, F. The open door in the operating room. **Am. J. Surg.**, v.125, p. 592-595, 1973.

BENRA, F. K. *et al.* A comparison of one-way and two-way coupling methods for numerical analysis of fluid structure interactions. **Journal of Applied Mathematics**. 2011. 16 p.

BISPLINGHOFF, R. L.; ASHLEY, H.; HALFMAN, R. L. **Aeroelasticity**. Cambridge: Addison-Wesley, 1955.

BLEICH, F.; MCCULLOUGH, C. B.; ROSECRANS, R.; VINCENT, G. S. **The mathematical theory of suspension bridges**. U.S. Dept. of Commerce, Bureau of Public Roads, 1950.

BLESSMANN, J. **Introdução ao Estudo das Ações Dinâmicas do Vento**. 2ª ed. Porto Alegre: Editora da UFRGS. 2005.

_____. **O vento na engenharia estrutural**. 2ª ed. Porto Alegre: Editora da UFRGS. 2013. 240 p.

BOUSSINESQ, J. **Memoires presentes par divers savants sciences mathematique at physiques theories de l'ecoulement tourbillant**. Academie des Sciences, Paris, 23, 1987.

BLOCKEN, B.; STATHOPOULOS, T.; CARMELIET, J.; HENSEN, J. Application of CFD in building performance simulation for the outdoor environment. **Eleventh International IBPSA Conference**. Scotland: [s.n.], 489 – 496, 2009.

BOUFFANAIS R.; DEVILLE, M.; FISCHER, M.; LERICHE, E.; WEILL, D. Large-eddy simulation of the lid-driven cubic cavity flow by the spectral element method. **J. SCI. COMPUT.**, v. 27, p. 151–162, 2006.

BRASIL. Ministério da Saúde. Agência Nacional de Vigilância Sanitária (ANVISA). **Resolução – RE nº 9, de 16 de janeiro de 2003**. Determina a publicação de Orientação Técnica elaborada por Grupo Técnico Assessor, sobre padrões referenciais de Qualidade do Ar Interior, em ambientes climatizados artificialmente de uso público e coletivo, 2003.

BRAUN, A. L. **Um modelo para a simulação numérica da ação do vento sobre seções de ponte**. 2002. 157 p. Dissertação (Mestrado). Escola de Engenharia, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre. 2002.

_____. **Simulação numérica na engenharia do vento incluindo efeitos de interação fluido estrutura**. 2007. 300 p. Tese (Doutorado) Escola de Engenharia, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre. 2007.

BRAUN, A. L.; AWRUCH, A. M. Numerical simulation of the wind action on a long span bridge deck. **I South American Congress on Computational Mechanics – MECOM**. 2002.

BRUSIANI, F., DE MIRANDA, S., PATRUNO, L., UBERTINI, F.; VAONA, P. On the evaluation of bridge deck flutter derivatives using RANS turbulence models. **J. Wind Eng. Ind. Aerod.**, v. 119, p. 39–47, 2013.

BURGGRAF, O. Analytical and numerical studies of the structure of steady separated flows. **J. Fluid Mech.** v. 24: p. 113–151, 1966.

CARACOGIA, L. *et al.* Comparative and sensitivity study of flutter derivatives of selected bridge deck sections, Part 2: Implications on the aerodynamic stability of long-span bridges. **Journal of Engineering Structures**, v. 31, p. 2194–2202. 2009.

CASTELO, A. F.; TOMÉ, M. F.; CÉSAR, C. N. L.; MCKEE, S.; CUMINATO, J. A. Freeflow: an integrated simulation system for three-dimensional free-surface flows. *Journal of Computers and Visualization in Science*. v. 2, p. 199-210, 2000.

CHAFFIN, M. S.; BERRY, J.D. **Navier-Stokes and Potential Theory Solutions for Helicopter and Comparison with Experiment**. NASA TM4566 (ATCOM-TR-94A-013, 1994.

CHOI, D. S.; LEE, S. S.; IM, Y. T. Fringe element reconstruction for front tracking for three-dimensional incompressible flow analysis. **Int. J. Numer. Methods Fluid**. v. 48, p. 631–648, 2005.

CHOW, T., YANG, X. Performance of ventilation system in a no-standard operation room. Hong Kong: Division of Building Science and Technology. City University of Hong Kong, 2003.

CLOUGH, R. W; PENZIEN, J. **Dynamics of structures**. 2nd ed. New York USA, McGraw-Hill. 1993.

CORRÊA, L. **Um novo esquema upwind de alta resolução para equações de conservação não estacionárias dominadas por convecção**. 2011. 182 p. Dissertação (Mestrado). Instituto de Ciências Matemáticas e de Computação, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2011.

CORRÊA, L. **Simulação de grandes escalas de escoamentos turbulentos com filtragem temporal via método de volumes**. 2016. 99 p. Tese (Doutorado). Instituto de Ciências Matemáticas e de Computação, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2016.

CORRÊA, L.; MOMPEAN, G.; KUOKAWA, F. A.; SOUSA, F. S. Temporal large-eddy simulations of the lid-driven cavity by finite volume method. **Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering**. v. 40, p. 417, 2018.

COSTA, L. M. F.; KUOKAWA, F. A.; NAKAO, O. S. Wind effects on the cross section of a suspension bridge by cfd analysis. **14th International Conference On Wind Engineering – ICWE14**, Porto Alegre - RS, 2015.

COSTA, L. M. F.; KUOKAWA, F. A.; GALLO, C. C.; CORRÊA, L.; NAKAO, O. S. Investigação de modelos de turbulência no escoamento do vento em pontes. **Revista Interdisciplinar de Pesquisa em Engenharia**. v. 2, p. 236–256, 2016.

COSTA, L. M. F. **Investigação numérica de modelos de turbulência no escoamento do vento em pontes suspensas**. Dissertação (Mestrado). Escola Politécnica da USP, São Paulo, 2018.

COURANT, R.; ISAACSON, E.; REES, M. On the solution of nonlinear hyperbolic differential equations by finite differences. **Community Pure Applied Mathematics**. v. 5, p. 243–255, 1952.

COX, H. R.; A. G. PUGSLEY. The stability of the static equilibrium of the elastic and aerodynamic actions on a wing. London: HMSO. **Aeronautical Research Committee R&M No 1509**. 1932.

DALRYMPLE, R. A.; KNIO, O.; COX, D. T.; GESTEIRA, M.; ZOU, S. Using a lagrangian particle method for deck overtopping. **Proc Waves 2001**. Asce, Reston, VA, p. 1082–1091, 2002.

DAVIDSON, L. **Fluid Mechanics, turbulent flow and turbulence modeling**. Goteborg, Sweden: Chalmers University of Technology. 363 p. Lecture Notes, TME225 Mechanics of Fluids, MTF270 Turbulence Modeling, 2017.

DEARDORFF, J. A. Numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large Reynolds numbers. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 41, p. 453–480, 1970.

EGER, R. S. **Modelação de escoamentos turbulentos sob a ação de rotação alternada**. 2010. 106 p. Dissertação (Mestrado). Universidade Federal de Santa Catarina, Santa Catarina, 2010.

FALCONER, C. A.; GUIYI, L. Modeling Tidal Flows in as Island's Wake using a Two-Equation Turbulence model. **Proc. Inst. Civ. Engrs. Wat. Marit & Energy**, v. 96, p. 43–53, 1992.

FELIX, V. B. Condições de conforto térmico e desconforto local em salas cirúrgicas. Dissertação (Mestrado). Escola Politécnica da USP, São Paulo, 2008.

FERREIRA, V. G.; OISHI, C.; KUROKAWA, F. A; KAIBARA, M.; CUMINATO, J. A.; CASTELO, A.; TOMÉ, M. F.; MCKEE, S. A combination of implicit and adaptative *upwind* tools for the numerical solution of incompressible free surface flows. **Commun. Numer. Meth. Engng**. v. 23, p. 419–445, 2007.

FERREIRA, V. G.; KUROKAWA, F. A; QUEIROZ, R. A. B.; KAIBARA, M.; OISHI, C.; CUMINATO, J.; CASTELO, A.; TOMÉ, M. F.; MCKEE, S. Assessment of a high-order finite difference upwind scheme for the simulation of convection–diffusion problems. **International Journal for Numerical Methods in Fluids**, v. 60, n, 1, p. 1–26, 2009a.

FERREIRA, V. G.; KUROKAWA, F. A; QUEIROZ, R. A. B.; KAIBARA, M.; OISHI, C.; CUMINATO, J.; CASTELO, A.; TOMÉ, M. F.; MCKEE, S. Evaluation of a bounded high order upwind scheme for 3d incompressible free surface flow computations. **Mathematics and Computers in Simulation**, v. 79, p. 1895–1914, 2009b.

FERREIRA, V. G.; QUEIROZ, R. A. B.; LIMA, G. A. B.; CUENCA, R. G.; OISHI, C. M.; AZEVEDO, J. L. F.; MCKEE, S. A. Bounded upwinding scheme for computing convection-dominated transport problems. **Comput. Fluids**. v. 57, p. 208–224, 2012a.

FERREIRA, V. G.; QUEIROZ, R. A. B.; CANDEZANO, M. A. C.; LIMA, G. A. B.; CORRÊA, L.; OISHI, C. M.; SANTOS, F. L. P. Simulation results and applications of an advection bounded scheme to practical flows. **Comput. Appl. Math.** v. 31, p. 591–616, 2012b.

FITZPATRICK, R. **Theoretical fluid dynamics**. Texas, USA: University of Texas at Austin, 2015. 566 p. Lecture Notes, PHY 336L Fluid Mechanics, 2015.

FLETCHER, C. A. J. **Computational methods for fluid dynamics**. 2nd ed. Heidelberg, Springer-Verlag, 1992.

FONTAINE, E.; LANDRINI, M.; TULIN, M. Breaking: splashing and ploughing phases. In: **Proceedings of International Workshop on Water Waves and Floating Bodies**, 34–38, 2000.

FORTUNA, A. O. **Técnicas computacionais para dinâmica dos fluidos: conceitos básicos e aplicações**. 2^a ed. São Paulo: EDUSP, 552 p., 2012.

FOX, R.; MCDONALD, A. T. **Introdução à mecânica dos fluidos**. 5^a ed. Livros Técnicos e Científicos Editora, 1995.

FRACCAROLLO, L.; TORO, E. F. Experimental and numerical assessment of the shallow water model for two-dimensional dambreak problems. **J. Hydraul Res.** v. 33, p. 843–864, 1995.

FRANSEN, J. B. Numerical bridge deck studies using finite elements. Part I: flutter. **J. Fluids and Structures**. v. 19, p. 171–191, 2004.

FREIRE, A. P. S. **Teoria de camada limite**. Rio de Janeiro, Brasil: Universidade Federal do Rio de Janeiro, 1990. 130 p. Notas de aula para a disciplina EEK500 Mecânica dos Fluidos II.

_____. **Introdução à turbulência**. Rio de Janeiro, Brasil: Universidade Federal do Rio de Janeiro, 1993. 54 p. Notas de aula para a disciplina COM 812 Turbulência.

FUNG, Y. C. **An introduction to the theory of aeroelasticity**. New York: Dover Publications, Inc. p. 60-271, 1993.

GASKELL, P. H.; LAU, A. K. C. Curvature-compensated convective transport: smart, a new boundedness preserving transport algorithm, **International Journal for Numerical Methods in Fluids**. v. 8, p. 617-641, 1988.

GERMANO, M.; PIOMELLI, U.; MOIN, P.; CABOT, W. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. **Physics of Fluids**. v. 3, n. 7, p. 1760, 1991.

GHIA, U.; GHIA, K.; SHIN, C. High-resolutions for incompressible flow using the navierstokes equations and a multigrid method. **J. Comp. Phys.**, v. 48, p. 387–411, 1982.

GOSDEN, P. E.; MACGOWAN, A. P.; BANNISTER, G. C. Importance of fair quality and related factors in the prevention of infection in orthopedic implant surgery. **Journal of Hospital Infection**. v. 39, p.173-180, 1998.

GRAY, D. D.; GIORGINI, A. The validity of the boussinesq approximation for liquids and gases. **Int. J. Heat Mass Transfer**. v. 19, p. 545–551, 1976.

GRIEBEL, M.; TOMAS, D.; NEUNHOEFFER, T. **Numerical simulation in fluid dynamics. A practical introduction**. Society for Industrial and Applied Mathematics, 1997.

HARLOW, F. H.; WELCH, J. E. Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow of fluid with free surface. **Phys Fluids**. v. 8, p. 2182–2189, 1965.

HARTEN, A. High resolution schemes for conservation laws. **J. Comput. Phys**. v. 49, p. 357–393, 1983.

HINZE, J. O. **Turbulence**. 2nd ed. New York: McGraw-Hill, 1975. 790 p.

HOLMES, J. D. **Wind loading of structures**. 2nd ed. New York: Taylor & Francis. 2007.

HOU, G.; WANG, J.; LAYTON, A. Numerical methods for fluid structure interaction: a review. **Communications in Computational Physics**, Cambridge, v. 12, n. 2, p. 337-377, 2012.

JONES, W. P.; LAUNDER, B. E. The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. **International Journal of Heat and Mass Transfer**. v. 15, n. 2, p. 301-314, 1972.

JORDAN, S.; RAGAB, S. On the unsteady and turbulent characteristics of the three-dimensional shear-driven cavity flow. **J. Fluids Eng**. v. 116, p. 439–449, 1994.

KAIBARA, M. K.; FERREIRA, V. G.; NAVARRO, H. A.; CUMINATO, J. A.; CASTELO, A. F.; TOMÉ, M. F. Upwinding schemes for convection dominated problems. In: **Proceedings of the 18th International Congress of Mechanical Engineering**, Ouro Preto, MG, Brazil, 2005.

KAWAGUTI, M. Numerical solution of the navier-stokes equations for the flow in a two-dimensional cavity. **J. Phys. Soc. Japan**. v. 16, p. 2307–2327, 1961.

KAYS, W. M.; CRAWFORD, M. E. **Convective Heat and Mass Transfer**. 3rd ed. New York: McGraw-Hill, 1993. 601 p.

KELECY, F. J.; PLETCHER, R. H. The development of a free surface capturing approach for multidimensional free surface flows in closed containers. **J. Comput. Phys.** v. 138, p. 939–980, 1997.

KIM, M. S.; LEE, W. A new VOF-based numerical scheme for the simulation of fluid with free surface. Part I. **Int. J. Numer. Methods Fluid.** v. 42, p. 765–790, 2003.

KIM, J.; MOIN, P.; MOSER, R. Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number. **J. Fluid. Mech.** v. 177, p. 133–166, 1987.

KOSEFF, J.; STREET, R. The lid-driven cavity flow: a synthesis of qualitative and quantitative observations. **J. Fluids. Eng.** v. 106, p. 390–398, 1984.

KOSHIZUKA, S.; OKA, Y. Moving-particle semi-implicit method for fragmentation of incompressible fluids. **Nucl. Sci. Eng.** v. 123, p. 421–434, 1996.

KURODA, S. Numerical simulation of flow around a box girder of a long span suspension bridge. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, p. 239-252, 1997.

KUROKAWA, F.A.; FERREIRA, V. G.; OISHI, C. M.; KAIBARA, M. K. A comparison of high order upwind schemes for solving strong convection problems. In: **Iberian Latin-American Congress on Computational Methods in Engineering**. Portugal, 2007.

KUROKAWA, F. A. **Um esquema upwind para leis de conservação e sua aplicação na simulação de escoamentos incompressíveis 2D e 3D laminares e turbulentos com superfícies livres**. 2009. 167p. Tese (Doutorado) Instituto de Ciências Matemáticas e de Computação, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2009.

KUROKAWA, F. A.; CORRÊA, L.; QUEIROZ, R. A. B. Numerical simulation of 3D unsteady turbulent free surface flows using $\kappa - \varepsilon$ model and ADBQUICKEST scheme." **Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering**, v. 40, p. 202, 2018.

LARSEN, A.; WALL, A. Shaping of bridge box girders to avoid vortex shedding response. **J. Wind Eng. Ind. Aerod.**, v. 104-106, p. 159–165, 2012.

LARSEN, A.; WALTHER, J. H. Aeroelastic analysis of bridge girder sections based on discrete vortex simulation. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, v. 67 e 68, p. 253-265, 1997.

LAUNDER, B. E.; SPALDING, D. B. The numerical computation of turbulent flows. **Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering**: 269–289. 1974.

LAX, P. D.; WENDROFF, B. Systems of conservation laws. **Communications in Pure and Applied Mathematics Computational**. v. 13, p. 217–237, 1960.

LEONARD, A. On the energy cascade in large-eddy simulations of turbulent fluid flows. **Adv. Geophys.** v. 18a, p. 237–248, 1974.

LEONARD, B. P. A stable and accurate convective modelling procedure base and quadratic upstream interpolation. **Comput. Meth. Appl. Mech. Engng.** v. 19, p. 59–98, 1979.

_____. Simple high-accuracy resolution program for convective modelling of discontinuities. **International Journal for Numerical Methods in Fluids.** v. 8, p. 1291-1318, 1988.

LERICHE, E.; GAVRILAKIS, S. Direct numerical simulation of the flow in a lid-driven cubical cavity. **Physics of Fluids**, v. 12, n. 6, p. 1363–1376, 2000.

LESIEUR, M.; MÉTAIS, O. New trends in large-eddy simulations of turbulence. **Annu. Rev. Fluid. Mech.** v. 28, p. 45–82, 1996.

LILLY, D. The representation of small-scale turbulence in numerical simulation experiments. In: **Proc. Ibm Scientific Computing Symp. on Environmental Sciences.** [s.l.: s.n.]. Yorktown Heights, NY., 1967.

LIMAS, L. F. **Determinação de influência de seções transversais na resposta dinâmica de pontes através de ensaios em túnel de vento e identificação de sistemas.** 2007. 269 p. Tese (Doutorado) Escola de Engenharia. Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 2007.

LIU, B.; LAM. G.; SONG. K.; AMANO, R. On a higher-order bounded discretization scheme. **International Journal for Numerical Methods in Fluids.** v. 32, p. 881–897, 2000.

LÖHNER, R.; YANG, C., ONATE, E. Simulation of flows with violent free surface motion and moving objects using unstructured grids. **Int. J. Numer. Methods Fluid.** v. 53, p. 1315–1338, 2007.

MALISKA, C. R. **Transferência de calor e mecânica dos fluidos.** 2ª ed. Rio de Janeiro: Editora LTC. 2014.

MANNINI, C. **Flutter vulnerability assessment of flexible bridges.** 245 p. Thesis, Faculty of Engineering of the University of Florence, Italy – TU Braunschweig, Germany, 2006.

MARTIN, J. C.; MOYCE, W. J. An experimental study of the collapse of liquid columns on a rigid horizontal plate. **Phil Trans Math Phys Eng Sci.** v. 244, p. 312–324, 1952.

MCKENNA, P. J.; WALTER, W. Nonlinear oscillations in a suspension bridge, **Arch. Rat. Mech. Anal.** v. 98, p. 167–177, 1987.

MENTER, F. R., Two equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. **AIAA Journal.** v. 32, n. 8, p. 1598-1605, 1994.

MENTER, F. R.; KUNTZ, M.; LANGTRY, R. Ten years of industrial experience with the SST turbulence model. **Turbulence, Heat and Mass Transfer 4: proceedings of the Fourth International Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer**, p. 1-8, Antalya, 12-17 October 2003.

MEMARZADEH, F.; MANNING, A. Reducing risks of surgery. **ASHRAE Journal**. v. 2., n. 45, v.2, p. 28-33, 2003.

MENDES, P. A.; BRANCO, F. A. Analysis of fluid structure interaction by an arbitrary Lagrangian-Eulerian finite element formulation. **Int. J. Numer. Meth. Fluids**. v. 30, p. 897–919, 1999.

MILNER, J. T., DIMITROULOPOULOU, C.; APSIMON, H. N. Indoor concentrations in buildings from sources outdoors. UK Atmospheric Dispersion Modeling Liaison Committee. ADMLC/2004/2, 2004.

MOSER, R.; KIM, J.; MANSOUR, N. Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to $Re=590$. **Phys Fluids**. v. 11, n. 4, p. 943–945, 1999.

MOUAZE, D.; MURZYN, F.; CHAPLIN, JR. Free surface length scale estimation in hydraulics jumps. **J Fluids Eng**. v. 127, p. 1191–1193, 2005.

MURAKAMI, S. Current status and future trends in computational wind engineering. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**. v. 67-68, p. 3-34, 1997.

NIELSEN, P. V. The Selection of Turbulence Models for Prediction of Room Airflow. Aalborg: Dept. of Building Technology and Structural Engineering. **Indoor Environmental Engineering**. v. R9828, n. 86, 1998.

NIETO, F.; OWEN, J. S.; HARGREAVES, D. M.; HERNÁNDEZ, S. Bridge deck flutter derivatives: Efficient numerical evaluation exploiting their interdependence. **J. Wind Eng. Ind. Aerod**. v. 136, p. 138–150, 2015.

NIKURADSE, J. Untersuchungen über die strömungen des wassers in konvergenten und divergenten kaniilen. **FORSCH. GEB. ING. WES.**, 1929.

OLIVEIRA, J. **Desenvolvimento de um Sistema de Simulação de Escoamentos de Fluidos com Superfícies Livres Bidimensionais**. Dissertação (Mestrado). Instituto de Ciências Matemáticas e de Computação, Universidade de São Paulo, São Carlos, 1999.

OZMEN-CAGATAY, H.; KOCAMAN, S. Dam-break flow in the presence of obstacle: experiment and cfd simulation. **ENG APPL COMPUT FLUID MECH**. v. 5, n. 4, p. 541–552, 2011.

PAIDOUSSIS, M. P.; PRICE, S. J.; DE LANGRE, E. **Fluid structure interactions: cross flow induced instabilities**. Cambridge: Cambridge University Press, 402 p., 2011.

PARTRIDGE, L. E.; GROENHOUT N. K.; AL-WAKED R. Comparative cfd analyses of hospital ward ventilation systems on reducing cross infection rates. **Ecolibrium, Airah**, p. 26-31, 2005.

PATIL, D. J.; ANNALAND, VAN. S.; KUIPERS, J. A. M. Critical comparison of hydrodynamic models for gas-solid fluidized beds - Part I: bubbling gas-solid fluidized beds operated with a jet. **Chemical Engineering Science**. v. 60, p. 57-72, 2005.

PEREIRA, M. L.; TRIBESS, A. Sistemas de tratamento de ar em salas cirúrgicas: estudo da distribuição de partículas a avaliação da contaminação aérea. In: VIII Congresso Ibero-Americano de Aire Acondicionado y Refrigeración – CIAR, **ANAIS...** Montevideo, 2005.

PEREIRA, M. L. **Medição, predição e análise de partículas aéreas em salas cirúrgicas**. 2008. Tese (Doutorado). Escola Politécnica da USP, São Paulo, 2008.

PETRY, A. P.; AWRUCH, A. M. Simulação de escoamentos turbulentos pelo método dos elementos finitos através da simulação direta de grandes vórtices. **ENIF 97, Mecânica Computacional**, V.XVIII: 113-122 (Ed. por E. Dari, C. Pedra R. Saliba), San Carlos de Bariloche (Argentina), Novembro de 1997.

PRUETT, C. D. Temporal large-eddy simulation: theory and implementation. **Theor. Comput. Fluid Dyn.**, 2008.

PRUETT, C. D.; GATSKI, T. B.; GROSCHE, C. E.; THACKER, W. D. The temporally filtered Navier-Stokes equations: properties of the residual stress. **Physics of Fluids**, v. 15, p. 2127, 2003.

PRUETT, C. D.; THOMAS, B. C.; GROSCHE, C. E.; GATSKI, T. B. A temporal approximate deconvolution model for large-eddy simulation. **Physics of Fluids**, v. 18(028104), 2006.

POPE, S. B. **Turbulent Flows**. Cambridge: Cambridge University Press, 806 p., 2000.

POSNER, J. D.; BUCHANAN, C.R.; DUNN-RANKIN, D. Measurement and prediction of indoor air flow in a model room. **Energy & Buildings**, v. 35, n. 5, p. 515 – 526, 2003.

QUEIROZ, R. A. B. **Desenvolvimento e teste de esquemas “upwind” de alta resolução e suas aplicações em escoamentos incompressíveis com superfícies**. Dissertação (Mestrado). Instituto de Ciências Matemáticas e de Computação, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2009

QUEIROZ, R. A. B.; KUROKAWA, F. A.; CANDEZANO, M. A. C.; CORRÊA, L. Numerical investigations of turbulent free surface flows using TOPUS scheme, **Comp. Appl. Math.** v. 36, p. 1145-1160, 2017.

RAO, S. S. **Vibrações Mecânicas**. Tradução de Arlete Simille. 4ª ed. São Paulo: Pearson Prentice Hall. 424 p., 2008.

RECKTENWALD, G. **The $k - \varepsilon$ Turbulence Model**. Oregon, USA: Portland State University, 2009. 20 p. Lecture Notes, ME 448/548 Applied Computational Fluid Dynamics.

REINHOLD, T. A.; BRINCH, M.; DAMSGAARD, A. Wind tunnel tests for the Great Belt link. In: International Symposium on Aerodynamics of Large Bridge. **Proceedings**. 255-267, 1992.

REZENDE, A. L. T. **Análise numérica da bolha de separação do escoamento turbulento sobre placa plana fina inclinada**. 2009. 263 p. Tese (Doutorado). Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro, 2009.

RODI, W. **Turbulence models and their application in hydraulics: a state-of-art review**. 3rd. ed. Rotterdam: Balkema, 104 p., 1993.

SANJEEV, B. T.; SHOBHA, L. S. Numerical simulation and comparison of two conventional ventilation systems of operating room in the view contamination control. **International Journal of Computer Applications**. v. 85, n. 5, p. 31–35, 2014.

SANKARANARAYANAN, S.; SURESH RAO, H. Finite element analysis of free surface flow through gates. **Int J Numer Methods Fluids**. v. 22, p. 375–392, 1996.

SANTANA, E. G. F. **Conforto térmico e concentração de CO₂ em salas de cirurgias e salas de espera para pacientes, climatizadas artificialmente**. Dissertação (Mestrado). Escola Politécnica da USP, SÃO PAULO, 2013.

SCANLAN, R. H. The action of flexible bridges under wind II: buffeting theory, *J. Sound and Vibrations*, v. 60, p. 201–211, 1978.

SCHLICHTING, H. **Boundary-Layer Theory**. Translated by Joseph Kestin. 7th ed. New York: McGraw-Hill, Original title: Grenzschicht-Theorie, 817 p., 1979.

SELVAM, R. P.; GOVINDASWAMY, S.; BOSCH, H. Aeroelastic analisys of bridges usim FEM and moving grids. **Wind and Structures**, v. 5, p. 257-266, 2002.

SHANKAR, P.; DESPHANDE, M. Fluid mechanics in the driven cavity. **Annu. Rev. Fluid Mech.**, v 32, p. 93–136, 2000.

SHETTY, D.; FISHER, T.; CHUNEKAR, A.; FRANKEL, S. High-order incompressible large-eddy simulation of fully inhomogeneous turbulent flows. **J. Comp. Phys**. v.229, p. 8802–8822, 2010.

SHIH, T. H.; ZHU, J.; LUMLEY, J. L. **A realizable reynolds stress algebraic equation model**. Technical Report TM 105993, NASA,1993.

SILVA, C. A. Análise do escoamento do ar em uma sala cirúrgica via simulação em CFD. Dissertação (Mestrado). Escola Politécnica da USP, São Paulo, 2016.

SILVA, C. A.; KUROKAWA, F. A.; YEE, C. L.; LEITE, B. C. C. Análise da temperatura do ar de um sala cirúrgica, via simulação em CFD. In: **Iberian Latin-American Congress on Computational Methods in Engineering**. Fortaleza, 2014.

SILVEIRA NETO, A. **Turbulência nos fluidos aplicada**. Apostila da Disciplina Mecânica dos Fluidos do Programa de Pós Graduação da Universidade Federal de Uberlândia, v. 1, 2002.

SIMIUI, E; SCANLAN R. H. **Winds effects on structures: fundamentals and application to design**. 3. ed. John Willey & Sons, 1996.

SINHA, S. L.; ARORA, R. C.; SUBHRANSU R. Numerical simulation of room air distribution with buoyancy at different outlet locations. **Fluid Mechanics and Fluid Power**. p. 181-190, 2002.

SMAGORINSKY, J. **General circulation experiments with the primitive equations**: I. the basic experiment. *Monthly weather review*, 91(3): 99-164, 1963.

STANSBY, P. K.; CHEGINI, A.; BARNES, T. C. D. The initial stages of Dam-break flow. **J. Fluid Mech.** v. 374, p. 407–424, 1998.

STEVERSON, T. C. **Experimental investigation of hospital operating room air distribution**. Master's Thesis, Georgia Institute of Technology, Atlanta, 2008.

STOLZ, S.; ADAMS, N. A. An approximate deconvolution procedure for large-eddy simulation. **Physics of Fluids**, 11(7): 1699-1701, 1999.

THAIS, L.; TEJADA-MARTÍNEZ, A.; GATSKI, T.; MOMPEAN, G. A massively parallel hybrid scheme for direct numerical simulation of turbulent viscoelastic channel flow. **Comput. Fluids**. v. 43, p. 134–142, 2011.

TEJADA-MARTÍNEZ, A. E.; GROSCH, C. E.; GATSKI, T. B. Temporal large-eddy simulation of unstratified and stably stratified turbulent channel flows. *International Journal of Heat and Fluid Flow*. v. 28, p. 1244–1261, 2007.

THEODORSEN, T. **General theory of aerodynamic instability and the mechanism of flutter**. NACA Technical Report 496, Aeronautics, Twentieth Annual Report of the National Advisory Committee for Aeronautics, NACA. 1934.

TOMÉ, M. F. Gensmac: a multiple free surface fluid flow solver. Tese (Doutorado). University of Strathclyde. Glasgow. U.K., 1993.

TOMÉ, M. F.; MCKEE, S. Gensmac: a computational marker-and-cell method for free surface flow in general domains. **Journal of Computational Physics**, v. 110, p. 171–186, 1994.

TSANG, C.; TRUJILLO, M.; RUTLAND, C. Large-eddy simulation of shear flows and high speed vaporizing liquid fuel sprays. **Computers & Fluids**, v. 105, p. 262–279, 2014.

URASAKI, I. B. M.; GUIMARÃES, J. S. A. Sistemas de tratamento de ar em salas cirúrgicas: estudo numérico e experimental do escoamento e distribuição de partículas. Trabalho de Formatura em Engenharia. Escola Politécnica da USP. São Paulo, 2008.

VARONOS, A.; BERGELES, G. Development and assessment of a variable-order nonoscillatory scheme for convection term discretization. **International Journal for Numerical Methods in Fluids**. v. 26, p. 1–16, 1988.

VERSTEEG, H. K.; MALALASEKERA, W. **An introduction to computational fluid dynamics**: the finite volume method. Essex: Longman Scientific & Technical, 1995. 257 p.

WAKED, R. Effect of ventilation strategies on infection control inside operating theatres. **Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics**. v. 4, n. 1, p. 1-16, 2010.

WARMING, R. F.; BEAM, R. M. Upwind second-order difference schemes and applications in aerodynamics. **AIAA JOURNAL**, 4: 1241, 1976.

WANG, S.; ANG, H. M.; TADE, M. O. Volatile organic compounds in indoor environment and photocatalytic oxidation: state of the art. **Environment International**. v. 33, n. 5, p. 694-705, 2007.

WATSON, E. J. The radial spread of a liquid jet over a horizontal plane. **J FLUID MECH**. v. 20, p. 481–499, 1964.

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

XIA, B.; SUN, D. W. Applications of computational fluid dynamics (CFD) in the food industry: a review. **Computers and electronics in agriculture**. 34,1-3: 5–24, 2002.

YAKHOT, V.; ORSZAG, S. A. Renormalization group analysis of turbulence. **Journal of Scientific Computing**, 1: 3-5, 1986.

YAKHOT, V.; ORSZAG, S.A.; TANGAM, S.; GATSKI, T.B.; SPEZIALE, C.G. Development of turbulence models for shear flows by double expansion technique. **The Physics of Fluids**, v. 4, p. 1510-1520, 1992.

ZHANG, W.; GE, Y. J.; CAI, C. S. Evaluating wind loads on bridge decks using velocity fields. **J. Eng. Mech**. v. 139, n. 3, p. 339–346, 2013.

ZHU, J. On the higher-order bounded discretization schemes for finite volume computations of incompressible flows. **Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering**. 98: 345–360, 1992.

ZHU, Z.; GU, M. Identification of flutter derivatives of bridge decks using CFD-based discrete-time aerodynamic models. **Wind Struct**. v. 18, n. 3, p. 215–233, 2014.

ZOON, W. A. C.; HEIJKANT, S. A. M.; HENSEN, J. L. M.; LOOMANS, M. G. L. C. Assessment of the performance of the airflow in an operating theatre. **Proceedings of the SCANVAC Roomvent 2007 Conference**. 13-15 June, p 8, 2007.