UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
ESCOLA DE ENGENHARIA DE SÃO CARLOS
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA AERONÁUTICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

LUIZ OTÁVIO DE CARVALHO BOVOLATO

**Análise Computacional de Casos Característicos de Câmaras de
Combustão empregando Simulação de Escalas Adaptativas**

São Carlos

2018

Luiz Otávio de Carvalho Bovolato

**Análise Computacional de Casos Característicos de Câmaras de
Combustão Empregando Simulação de Escalas Adaptativas**

Dissertação de mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação de Engenharia Mecânica da Escola de Engenharia de São Carlos como parte dos requisitos para a obtenção do Título de Mestre em Ciências

Área de Concentração: Aeronaves

Orientador: Prof. Dr. Paulo Celso Greco Jr.

**ESTE EXEMPLAR TRATA-SE
DA VERSÃO CORRIGIDA.**

**A VERSÃO ORIGINAL
ENCONTRA-SE DISPONÍVEL
JUNTO AO DEPARTAMENTO
DE ENGENHARIA MECANICA
DA EESC-USP.**

São Carlos

2018

AUTORIZO A REPRODUÇÃO TOTAL OU PARCIAL DESTE TRABALHO,
POR QUALQUER MEIO CONVENCIONAL OU ELETRÔNICO, PARA FINS
DE ESTUDO E PESQUISA, DESDE QUE CITADA A FONTE.

Ficha catalográfica elaborada pela Biblioteca Prof. Dr. Sérgio Rodrigues Fontes da
EESC/USP com os dados inseridos pelo(a) autor(a).

B783a Bovolato, Luiz Otavio de Carvalho
Análise Computacional de Casos Característicos de
Câmaras de Combustão empregando Simulação de Escalas
Adaptativas / Luiz Otavio de Carvalho Bovolato;
orientador Paulo Celso Greco Junior. São Carlos, 2018.

Dissertação (Mestrado) - Programa de Pós-Graduação
em Engenharia Mecânica e Área de Concentração em
Aeronaves -- Escola de Engenharia de São Carlos da
Universidade de São Paulo, 2018.

1. Simulação de Escalas Adaptativas. 2. Simulação de
Grandes Escalas. 3. Navier-Stokes com médias de
Reynolds. 4. Escoamento sobre Degrau. 5. Escoamento
Turbilhonado. I. Título.

Eduardo Graziosi Silva - CRB - 8/8907

FOLHA DE JULGAMENTO

Candidato: Engenheiro LUIZ OTAVIO DE CARVALHO BOVOLATO.

Título da dissertação: "Análise computacional de casos característicos de câmaras de combustão empregando simulação de escalas adaptativas".

Data da defesa: 09/11/2018.

Comissão Julgadora:

Resultado:

Prof. Dr. Paulo Celso Greco Junior
(Orientador)
(Escola de Engenharia de São Carlos/EESC)

Aprovado

Prof. Dr. Marcio Teixeira de Mendonça
(Instituto Tecnológico de Aeronáutica/ITA)

Aprovado

Prof. Dr. Helder Fernandno de França Mendes Carneiro
(Instituto Tecnológico de Aeronáutica/ITA)

APROVADO

Coordenador do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica:
Prof. Associado **Gherhardt Ribatski**

Presidente da Comissão de Pós-Graduação:
Prof. Associado **Luís Fernando Costa Alberto**

Dedico este trabalho primeiramente a Deus, fonte de vida e inspiração. Dedico também aos meus pais Luiz Fernando e Mariângela e a minha esposa Juliana, meu amor.

Agradecimentos

Gostaria de agradecer a Deus, fonte de inspiração e sublime amor, por iluminar meu destino colocando em minha vida situações e pessoas que me auxiliaram na realização deste trabalho.

Ao Professor Paulo Celso Greco Junior por todo o empenho, esforço e paciência em me ensinar e em explorar meu melhor.

Aos meus pais Luiz Fernando Bovolato e Mariângela de Carvalho Bovolato por seus exemplos de vida, sempre me incentivando a ser uma pessoa mais educada e ética.

À minha esposa por toda a paciência, dedicação, companheirismo e demonstração de amor aos longos desses anos.

À minha madrinha Sônia pela companhia, carinho e incentivo.

Ao Eng. Alexandre Roma por todo apoio profissional e incentivo na busca de conhecimento e inovação.

Aos funcionários do Departamento de Engenharia Aeronáutica e da Secretaria de Pós-Graduação do Departamento de Engenharia Mecânica por todo suporte técnico e assistência quando necessitei.

*Ó mar salgado, quanto do teu sal
São lágrimas de Portugal!
Por te cruzarmos, quantas mães choraram,
Quantos filhos em vão rezaram!
Quantas noivas ficaram por casar
Para que fosses nosso, ó mar!*

*Valeu a pena? Tudo vale a pena
Se a alma não é pequena.
Quem quer passar além do Bojador
Tem que passar além da dor.
Deus ao mar o perigo e o abismo deu,
Mas nele é que espelhou o céu.
(Mar Português - Fernando Pessoa)*

Resumo

BOVOLATO, L. O. C. **Análise computacional de casos característicos de câmara de combustão empregando simulação de escalas adaptativas.** 2018. 158 f. Dissertação (Mestrado) – Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2018.

O projeto de pesquisa propôs avaliar a metodologia de Simulação de Escalas Adaptativas (SAS) para descrever escoamentos turbulentos e não-reativos utilizando estudos de casos característicos, amplamente documentados, os quais possuem comportamentos do escoamento distintos presentes em diferentes regiões de uma câmara de combustão. O primeiro estudo de caso foi a análise do escoamento sobre um degrau, em que foi avaliada a capacidade do modelo Simulação de Escalas Adaptativas, frente aos modelos de Navier-Stokes com Média de Reynolds (RANS) e Simulação de Grandes Escalas (LES) e aos dados experimentais, em prever a distribuição de pressão, ponto de recolamento e de perfis de velocidade ao longo do domínio após a separação. Pode-se notar que o modelo SAS apresentou resultados praticamente idênticos aos resultados obtidos pelo modelo RANS com relação à distribuição de pressão e a posição ponto de recolamento. Porém, os perfis de velocidade apresentaram algumas discrepâncias com relação aos perfis de velocidade dos modelos RANS e LES e dos resultados experimentais. Um segundo estudo de caso foi a análise do escoamento através de um turbilhonador, em que a capacidade do modelo SAS foi avaliada, comparando seus resultados com os resultados do modelo de Navier-Stokes Não-Estacionárias com Média de Reynolds (URANS) e com os dados experimentais, em prever perfis de velocidade em regiões de recirculação presentes neste estudo de caso. Pode-se observar que ambos os modelos conseguiram prever as principais estruturas de recirculação do escoamento, porém, os perfis de velocidade apresentaram significativas discrepâncias com relação aos dados experimentais. Em seguida, foram feitas comparações entre os modelos SAS e URANS com relação à previsão da precessão central de vórtice e de estruturas de vórtices, das quais foi observado que o modelo SAS apresenta uma maior capacidade para prever estas estruturas em relação ao modelo URANS.

Palavras-chave: Simulação de escalas adaptativas. Simulação de grandes escalas. Navier-stokes com média de Reynolds. Escoamento sobre degrau. Escoamento turbilhonado.

Abstract

BOVOLATO, L. O. C. **Computational analysis of combustion chamber characteristic cases using scale-adaptive simulation.** 2018. 158 f. Dissertação (Mestrado) – Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2018.

The research project aimed to evaluate the Scale-Adaptive Simulation (SAS) methodology to describe turbulent and non-reactive flows using characteristic, widely documented, case studies, which have distinct flow behaviors present in different regions of a chamber of combustion. The first case study was the analysis of a flow over a backward-facing step, from which the Scale-Adaptive Simulation (SAS) model capacity was evaluated, compared to the Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS) and Large-Eddy Simulation (LES) models and experimental data, in order to predict the pressure distribution, reattachment point and velocity profiles throughout the domain after separation. It can be noticed that the SAS model presented results almost identical to the results obtained by the RANS model in relation to the pressure distribution and reattachment position. However, the velocity profiles presented some discrepancies in respect to RANS and LES velocity profiles and the experimental results. A second case study was the analysis of the flow through a swirler, from which the capacity of the SAS model was evaluated, comparing its results to the results of the Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes (URANS) model and with the experimental data, to predict velocity profiles in recirculation regions present in this case study. It can be observed that both models were able to predict the main recirculation structures of the flow, however, the velocity profiles presented significant discrepancies in relation to the experimental data. Then, comparisons were made between the SAS and URANS models in respect to the prediction of vortex precession vortex core and vortex structures, from which it was observed that the SAS model presents a greater capacity to predict these structures in relation to the URANS model.

Keywords: Scale-adaptive simulation. Large-eddy simulation. Reynolds averaged navier-stokes. Backward-facing step. Swirl flows.

Lista de Ilustrações

Figura 1 - Ilustração de uma Câmara de Combustão.....	28
Figura 2 - Ilustração de um tubo de chama, com detalhe das parcelas do escoamento.....	28
Figura 3 - Ilustração de um tubo de chama do tipo anular.	29
Figura 4 - Ilustração de escoamento sobre um degrau.	33
Figura 5 - Regiões de recirculação em função do número de Reynolds.	34
Figura 6 – Contornos de velocidade adimensional obtidas através dos métodos numéricos implementados no experimento descrito por Driver e Jovic (1994).	36
Figura 7 - Ilustração do escoamento sobre um degrau inclinado.	37
Figura 8 - Ilustração do modelo de combustor utilizado no estudo de WANG e BAI (2005).	39
Figura 9 - Combustor de conceito LDI (Lean Direct Injection).....	40
Figura 10 - Ilustração das linhas de corrente do escoamento através de um combustor de conceito LDI.	41
Figura 11 - Ilustração de um vórtice de precessão (PVC), próximo ao injetor de combustível.	42
Figura 12 - Ilustração do modelo computacional empregado nas simulações por Widenhorn; Noll e Aigner, (2009).....	44
Figura 13 - Ilustração do modelo computacional de um combustor isolado empregado por Dewanji et al. (2012).	45
Figura 14 - Ilustração do modelo computacional de um conjunto de combustores empregado por Dewanji et al. (2012).....	45
Figura 15 - Ilustração do domínio apresentado no estudo de Martini et al. (2003).....	51
Figura 16 - Ilustração dos limites das regiões do espectro de energia em função dos comprimentos de escala.....	56
Figura 17 - Ilustração do espectro de energia em função do número de onda.	57
Figura 18 - Ilustração de um elemento tetraédrico.	71
Figura 19 - Ilustração do problema proposto por Jovic e Driver (1994).....	78
Figura 20 - Ilustração da malha computacional utilizada para análise RANS e SAS.	79
Figura 21 - Ilustração de malha para análise LES.	81
Figura 22 - Ilustração de malha para análise LES, com detalhe na região do degrau.	81
Figura 23 – Perfil de velocidade na entrada do domínio para o caso Degrau.	82
Figura 24 - Ilustração da região de aplicação da condição de entrada.	83
Figura 25 - Ilustração da região de aplicação da condição de saída.....	83

Figura 26 - Ilustração da região da condição de parede.	84
Figura 27 - Ilustração da região da condição de contorno de simetria.	85
Figura 28 - Ilustração da região da condição de contorno de periodicidade translacional.	85
Figura 29 - Ilustração da região de interface.	86
Figura 30 - Linhas traçadas no pós-processamento.	87
Figura 31 - Pontos posicionados ao longo do domínio para análise espectral da energia cinética turbulenta.	88
Figura 32 - Espectro da densidade de Energia Cinética Turbulenta em função da frequência no ponto 1, para o caso LES.	89
Figura 33 - Espectro da densidade de Energia Cinética Turbulenta em função da frequência no ponto 2, para o caso LES.	90
Figura 34 - Espectro da densidade de Energia Cinética Turbulenta em função da frequência no ponto 3, para o caso LES.	90
Figura 35 - Espectro da densidade de Energia Cinética Turbulenta em função da frequência no ponto 4, para o caso LES.	91
Figura 36 - Espectro da densidade de Energia Cinética Turbulenta em função da frequência no ponto 5, para o caso LES.	91
Figura 37 - Espectro da densidade de Energia Cinética Turbulenta em função da frequência no ponto 6, para o caso LES.	92
Figura 38 - Espectro da densidade de Energia Cinética Turbulenta em função da frequência no ponto 1, para o caso SAS.	93
Figura 39 - Espectro da densidade de Energia Cinética Turbulenta em função da frequência no ponto 2, para o caso SAS.	93
Figura 40 - Espectro da densidade de Energia Cinética Turbulenta em função da frequência no ponto 3, para o caso SAS.	94
Figura 41 - Espectro da densidade de Energia Cinética Turbulenta em função da frequência no ponto 4, para o caso SAS.	94
Figura 42 - Espectro da densidade de Energia Cinética Turbulenta em função da frequência no ponto 5, para o caso SAS.	95
Figura 43 - Espectro da densidade de Energia Cinética Turbulenta em função da frequência no ponto 6, para o caso SAS.	95
Figura 44 - Perfis de Velocidade Longitudinal Normalizada, na estação 1. SAS: Scale-Adaptive Simulation, EXP: Dados Experimentais, RANS: Reynolds-Averaged Navier-Stokes, DNS: Direct Numerical Simulation, LES: Large-Eddy Simulation.	96

Figura 45 - Perfis de Velocidade Longitudinal Normalizada, na estação 2. SAS: Scale-Adaptive Simulation, EXP: Dados Experimentais, RANS: Reynolds-Averaged Navier-Stokes, DNS: Direct Numerical Simulation, LES: Large-Eddy Simulation.....	97
Figura 46 - Perfis de Velocidade Longitudinal Normalizada, na estação 3. SAS: Scale-Adaptive Simulation, EXP: Dados Experimentais, RANS: Reynolds-Averaged Navier-Stokes, DNS: Direct Numerical Simulation, LES: Large-Eddy Simulation.....	97
Figura 47 - Perfis de Velocidade Longitudinal Normalizada, na estação 4. SAS: Scale-Adaptive Simulation, EXP: Dados Experimentais, RANS: Reynolds-Averaged Navier-Stokes, DNS: Direct Numerical Simulation, LES: Large-Eddy Simulation.....	98
Figura 48 - Perfis de Velocidade Longitudinal Normalizada, na estação 5. SAS: Scale-Adaptive Simulation, EXP: Dados Experimentais, RANS: Reynolds-Averaged Navier-Stokes, DNS: Direct Numerical Simulation, LES: Large-Eddy Simulation.....	98
Figura 49 - Viscosidade turbulenta após o degrau para os casos RANS, SAS e LES.	99
Figura 50 - Perfis de Coeficiente de Pressão na estação 6. SAS: Scale-Adaptive Simulation, EXP: Dados Experimentais, RANS: Reynolds-Averaged Navier-Stokes, DNS: Direct Numerical Simulation, LES: Large-Eddy Simulation.....	100
Figura 51 - Perfis de Coeficiente de Atrito na estação 6. SAS: Scale-Adaptive Simulation, EXP: Dados Experimentais, RANS: Reynolds-Averaged Navier-Stokes, DNS: Direct Numerical Simulation, LES: Large-Eddy Simulation.....	101
Figura 52 - Perfis de Tensores de Reynolds uu normalizados na estação 1. SAS: Scale-Adaptive Simulation, EXP: Dados Experimentais, DNS: Direct Numerical Simulation, LES: Large-Eddy Simulation.....	102
Figura 53 - Perfis de Tensores de Reynolds uu normalizados na estação 2. SAS: Scale-Adaptive Simulation, EXP: Dados Experimentais, DNS: Direct Numerical Simulation, LES: Large-Eddy Simulation.....	102
Figura 54 - Perfis de Tensores de Reynolds uu normalizados na estação 3. SAS: Scale-Adaptive Simulation, EXP: Dados Experimentais, DNS: Direct Numerical Simulation, LES: Large-Eddy Simulation.....	103
Figura 55 - Perfis de Tensores de Reynolds uu normalizados na estação 4. SAS: Scale-Adaptive Simulation, LES: Large-Eddy Simulation.	103
Figura 56 - Perfis de Tensores de Reynolds uu normalizado na estação 5. SAS: Scale-Adaptive Simulation, EXP: Dados Experimentais, DNS: Direct Numerical Simulation, LES: Large-Eddy Simulation.....	104

Figura 57 - Perfis de Tensores de Reynolds uv normalizados na estação 1. SAS: Scale-Adaptive Simulation, EXP: Dados Experimentais, DNS: Direct Numerical Simulation, LES: Large-Eddy Simulation.....	105
Figura 58 - Perfis de Tensores de Reynolds uv normalizados na estação 2. SAS: Scale-Adaptive Simulation, EXP: Dados Experimentais, DNS: Direct Numerical Simulation, LES: Large-Eddy Simulation.....	105
Figura 59 - Perfis de Tensores de Reynolds uv normalizados na estação 3. SAS: Scale-Adaptive Simulation, EXP: Dados Experimentais, DNS: Direct Numerical Simulation, LES: Large-Eddy Simulation.....	106
Figura 60 - Perfis de Tensores de Reynolds uv normalizados na estação 4. SAS: Scale-Adaptive Simulation, LES: Large-Eddy Simulation.	106
Figura 61 - Perfis de Tensores de Reynolds uv normalizados na estação 5. SAS: Scale-Adaptive Simulation, EXP: Dados Experimentais, DNS: Direct Numerical Simulation, LES: Large-Eddy Simulation.....	107
Figura 62 - Perfis de Tensores de Reynolds vv normalizados na estação 1. SAS: Scale-Adaptive Simulation, EXP: Dados Experimentais, DNS: Direct Numerical Simulation, LES: Large-Eddy Simulation.....	108
Figura 63 - Perfis de Tensores de Reynolds vv normalizados na estação 2. SAS: Scale-Adaptive Simulation, EXP: Dados Experimentais, DNS: Direct Numerical Simulation, LES: Large-Eddy Simulation.....	108
Figura 64 - Perfis de Tensores de Reynolds vv normalizados na estação 3. SAS: Scale-Adaptive Simulation, EXP: Dados Experimentais, DNS: Direct Numerical Simulation, LES: Large-Eddy Simulation.....	109
Figura 65 - Perfis de Tensores de Reynolds vv normalizados na estação 4. SAS: Scale-Adaptive Simulation, LES: Large-Eddy Simulation.	109
Figura 66 - Perfis de Tensores de Reynolds vv normalizados na estação 5. SAS: Scale-Adaptive Simulation, EXP: Dados Experimentais, DNS: Direct Numerical Simulation, LES: Large-Eddy Simulation.....	110
Figura 67 – Ilustração da região onde o termo fonte Q_{as} é calculado, ilustrado pelo contorno em vermelho.	111
Figura 68 - Ilustração das linhas de corrente da zona de Recirculação, extraídas da análise RANS.....	111
Figura 69 - Ilustração das linhas de corrente da zona de Recirculação, extraídas da análise SAS.....	111

Figura 70 - Ilustração das linhas de corrente da zona de Recirculação, extraídas da análise LES.	112
Figura 71 - Ilustração de uma iso-superfície para velocidade longitudinal igual a zero, extraída da análise SAS.	112
Figura 72 - Ilustração de uma iso-superfície para velocidade longitudinal igual a zero, extraída da análise LES.	113
Figura 73 - Ilustração do contorno do coeficiente de atrito a jusante do degrau, para a análise SAS.	114
Figura 74 - Ilustração do contorno do coeficiente de atrito a jusante do degrau, para a análise LES.	114
Figura 75 - Ilustração da seção de ensaios de turbilhonadores exposta por Cai, Jeng e Tacina (2005).	116
Figura 76 - Ilustração domínio modelado a partir dos dados geométricos expostos por Cai, Jeng e Tacina (2005).	117
Figura 77 - Ilustração da discretização do domínio do turbilhonador.	118
Figura 78 - Ilustração da região de entrada do domínio do turbilhonador.	118
Figura 79 - Ilustração da região de saída do domínio do turbilhonador.	119
Figura 80 - Ilustração da região de parede do canal de entrada do domínio do turbilhonador.	119
Figura 81 - Ilustração da região de parede da câmara do domínio do turbilhonador.	120
Figura 82 - Linhas traçadas para pós-processamento do caso do turbilhonador.	121
Figura 83 - Linhas de Corrente da Velocidade Média para a análise: a) SAS b) URANS. ...	123
Figura 84 - Ilustração de uma Iso-superfície indicando velocidade média axial nula, indicando uma bolha referente à região de recirculação, para as análises URANS e SAS.	124
Figura 85 - Detalhe das Linhas de Corrente da Velocidade Média próximas à saída dos turbilhonadores para a análise a) URANS e b) SAS.	125
Figura 86 - Perfil de Velocidade Média Axial para a estação 1. EXP: Dados Experimentais, SAS: Scale-Adaptive Simulation, URANS: Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes. .	126
Figura 87 - Perfil de Velocidade Média Axial para a estação 2. EXP: Dados Experimentais, SAS: Scale-Adaptive Simulation, URANS: Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes. .	127
Figura 88 - Perfil de Velocidade Média Axial para a estação 3. EXP: Dados Experimentais, SAS: Scale-Adaptive Simulation, URANS: Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes. .	127
Figura 89 - Perfil de Velocidade Média Axial para a estação 4. EXP: Dados Experimentais, SAS: Scale-Adaptive Simulation, URANS: Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes. .	128

Figura 90 - Perfil de Velocidade Média Axial para a estação 5. EXP: Dados Experimentais, SAS: Scale-Adaptive Simulation, URANS: Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes. .	128
Figura 91 - Perfil de Velocidade Média Axial para a estação 6. EXP: Dados Experimentais, SAS: Scale-Adaptive Simulation, URANS: Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes. .	129
Figura 92 - Perfil de Velocidade Transversal Horizontal Média para a estação 1. EXP: Dados Experimentais, SAS: Scale-Adaptive Simulation, URANS: Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes.	131
Figura 93 - Perfil de Velocidade Transversal Horizontal Média para a estação 2. EXP: Dados Experimentais, SAS: Scale-Adaptive Simulation, URANS: Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes.	131
Figura 94 - Perfil de Velocidade Transversal Horizontal Média para a estação 3. EXP: Dados Experimentais, SAS: Scale-Adaptive Simulation, URANS: Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes.	132
Figura 95 - Perfil de Velocidade Transversal Horizontal Média para a estação 4. EXP: Dados Experimentais, SAS: Scale-Adaptive Simulation, URANS: Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes.	132
Figura 96 - Perfil de Velocidade Transversal Horizontal Média para a estação 5. EXP: Dados Experimentais, SAS: Scale-Adaptive Simulation, URANS: Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes.	133
Figura 97 - Perfil de Velocidade Transversal Horizontal Média para a estação 6. EXP: Dados Experimentais, SAS: Scale-Adaptive Simulation, URANS: Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes.	133
Figura 98 - Perfil de Velocidade Transversal Vertical Média para a estação 1. EXP: Dados Experimentais, SAS: Scale-Adaptive Simulation, URANS: Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes.	136
Figura 99 - Perfil de Velocidade Transversal Vertical Média para a estação 2. EXP: Dados Experimentais, SAS: Scale-Adaptive Simulation, URANS: Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes.	136
Figura 100 Perfil de Velocidade Transversal Vertical Média para a estação 3. EXP: Dados Experimentais, SAS: Scale-Adaptive Simulation, URANS: Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes.	137
Figura 101 - Perfil de Velocidade Transversal Vertical Média para a estação 4. EXP: Dados Experimentais, SAS: Scale-Adaptive Simulation, URANS: Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes.	137

Figura 102 - Perfil de Velocidade Transversal Vertical Média para a estação 5. EXP: Dados Experimentais, SAS: Scale-Adaptive Simulation, URANS: Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes.	138
Figura 103 - Perfil de Velocidade Transversal Vertical Média para a estação 6. EXP: Dados Experimentais, SAS: Scale-Adaptive Simulation, URANS: Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes.	138
Figura 104 - Ilustração das linhas de correntes de velocidade em um plano transversal (X-Y), distante a 15 mm da saída do canal divergente: a) visão geral; b) detalhe dos picos de velocidade, próximo à parede, em oposição ao sentido de rotação (seta vermelha).	139
Figura 105 – Ilustração do contorno em que o termo fonte Q_{sas} é calculado (contorno vermelho): a) ao longo do domínio; b) próximo à saída do turbilhonador.....	141
Figura 106 - Ilustração dos pontos de coleta de dados instantâneos, ao longo do domínio. ..	141
Figura 107 - Ilustração da variação da componente transversal horizontal, na direção x, de velocidade instantânea no ponto 1, no caso SAS.	142
Figura 108 - Ilustração da variação da componente transversal horizontal, na direção x, de velocidade instantânea no ponto 1, no caso URANS.	143
Figura 109 - Ilustração do espectro de frequência componente de velocidade, na direção x, no ponto 1, para o caso SAS.....	144
Figura 110 - Ilustração do espectro de frequência componente de velocidade, na direção x, no ponto 2, para o caso SAS.....	144
Figura 111 - Ilustração do espectro de frequência componente de velocidade, na direção x, no ponto 3, para o caso SAS.....	145
Figura 112 - Ilustração do espectro de frequência componente de velocidade, na direção x, no ponto 1, para o caso URANS.....	146
Figura 113 - Ilustração do espectro de frequência componente de velocidade, na direção x, no ponto 2, para o caso URANS.....	146
Figura 114 – Ilustração do espectro de frequência componente de velocidade, na direção x, no ponto 3, para o caso URANS.....	147
Figura 115 - Ilustração de uma iso-superfície de pressão (-330 Pa) em regiões próximas à saída dos jatos turbilhonas dos casos: a) SAS; b) URANS.	148
Figura 116 - Ilustração de uma iso-superfície da variável critério-Q ($2 \times 10^7 \text{ s}^{-2}$) em regiões próximas à saída dos jatos turbilhonas dos casos: a) SAS; b) URANS.	149

Lista de Tabelas

Tabela 1 - Estimativa de custo Computacional entre os modelos LES e RANS para o caso estudado em Michelassi, Wissink e Rodi (2003).	31
Tabela 2 - Dimensões dos principais parâmetros geométricos do estudo de escoamento sobre um Degrau.	78
Tabela 3 - Discretização do Domínio da Região do Degrau para análise RANS e SAS.	79
Tabela 4 - Discretização do domínio do degrau para análise LES.	82
Tabela 5 - Descrição de linhas traçadas para pós-processamento.	87
Tabela 6 - Descrição das posições dos pontos no domínio.	89
Tabela 7 - Comprimento de recolamento para diferentes métodos.	115
Tabela 8 - Principais dados geométricos do domínio do caso do turbilhonador.	117
Tabela 9 - Descrição de linhas traçadas para pós-processamento do caso turbilhonador.	121
Tabela 10 - Descrição de linhas traçadas para pós-processamento do caso turbilhonador. ...	142

Lista de Abreviações

CFD: Computational Fluid Dynamics

DES: Detached-Eddy Simulation

DNS: Direct Numerical Simulation

LES: Large-Eddy Simulation

PSD: Power Spectral Density

PVC: Precessing Vortex Core

RANS: Reynolds-Averaged Navier-Stokes

SAS: Scale-Adaptive Simulation

SRS: Scale-Resolving Simulations

SST: Shear-Stress Transport

URANS: Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes

Sumário

1	Introdução.....	27
1.1	Funcionamento de uma Câmara de Combustão.....	27
1.2	Métodos Numéricos.....	29
1.4	Revisão Bibliográfica.....	32
1.4.1	Caso Escoamento sobre um Degrau.....	32
1.4.2	Caso Escoamento Através de um Turbilhonador.....	38
1.4.3	Modelos de Simulação de Resolução de Escalas e Simulação de Escalas Adaptativas.....	45
2	Conceitos Fundamentais de Escoamentos Turbulentos.....	53
2.1	Turbulência.....	53
2.2	Homogeneidade e Isotropia.....	53
2.3	Escalas de Comprimento em Escoamentos Turbulentos.....	54
2.4	Espectro de Tensores de Escoamentos Turbulentos Isotrópicos.....	54
2.5	Espectro de Energia de Kolmogorov.....	55
2.6	Equações de Navier-Stokes com Média de Reynolds.....	57
	Modelo de Turbulência de Transporte de Tensões da Cisalhamento.....	58
2.7	Simulação de Grandes Escalas.....	60
	Modelo de Smagorinsky-Lilly.....	62
	Modelo Dinâmico de Germano.....	64
2.8	Simulação de Escalas Adaptativas.....	66
3	Metodologia.....	69
3.1	Equações Governantes.....	69
3.2	Discretização dos Termos das Equações Governantes.....	70
4	Estudos de Caso.....	77
4.1	Introdução.....	77
4.2	Escoamento sobre um Degrau.....	77

4.2.1	Introdução.....	77
4.2.2	Geometria.....	78
4.2.3	Discretização	79
4.2.4	Condições de Contorno	82
4.2.5	Métodos Numéricos	86
4.2.6	Resultados e Discussão	87
4.3	Escoamento através de um Turbilhonador.....	115
4.3.1	Introdução.....	115
4.3.2	Geometria.....	116
4.3.3	Discretização Espacial.....	117
4.3.4	Condições de Contorno	118
4.3.5	Métodos Numéricos	120
4.3.6	Resultados e Discussão	120
5	Conclusão.....	151
	Referências	153

1 Introdução

A aplicação de estudos de mecânica de fluidos computacional vem sendo utilizada como uma importante ferramenta de projeto no desenvolvimento preliminar de produtos industriais. Esta tendência não é diferente em meios aeronáuticos, na qual já é considerada uma prática consolidada. Para o desenvolvimento de novos motores aeronáuticos, em especial novas câmaras de combustão, os métodos empregados encontram-se limitados pelo custo computacional devido à complexidade do escoamento, apresentando altos níveis de turbulência, regimes de escoamento multifásicos e reativos.

1.1 Funcionamento de uma Câmara de Combustão

A Câmara de Combustão, em um motor aeronáutico, tem como função fornecer energia, proveniente de uma fonte química, ao escoamento que atravessa o motor. Como o ciclo de operação de motores aeronáuticos utiliza basicamente o Ciclo de Brayton, a transferência de energia proveniente da queima de combustível ocorre, idealmente, a pressão constante. Desta maneira, é correto afirmar que, teoricamente, toda a energia fornecida pela queima de combustível é convertida em energia cinética e energia térmica para o escoamento. Entretanto, para que ocorra a queima do combustível, é necessário que a razão mássica de mistura ar/combustível esteja dentro de uma faixa aceitável para que ocorra combustão.

O escoamento admitido pelo motor atravessa o compressor, onde ocorre o aumento de pressão total e estática devido ao trabalho exercido pelo compressor sobre o escoamento. Em seguida, o escoamento atravessa uma região denominada de canal divergente da câmara de combustão, fig. 1, onde ocorre um aumento na seção transversal do canal aerodinâmico. Assim, o escoamento sofre uma recuperação de pressão estática e, consequentemente, uma queda de velocidade, promovendo melhores condições para a queima de combustível.

Figura 1 - Ilustração de uma Câmara de Combustão.

Fonte: Oates (1989, tradução nossa).

A seguir, o escoamento introduzido dentro da câmara de combustão sofre um fracionamento, conforme ilustrado na fig. 2. Inicialmente, uma porção de ar atravessa o turbilhonador, fig. 1, sendo dirigida para dentro do componente onde ocorre a queima, chamada de tubo de chama, fig. 3. A função desta parcela do escoamento, sobre a qual é induzido um movimento de rotação, é de promover uma região de recirculação, à jusante do turbilhonador, de forma que promova condições adequadas para a ancoragem da chama, originada na combustão. A seguir, o restante da porção de ar penetra no tubo de chama através de orifícios distribuídos ao longo deste, de forma a auxiliar na combustão ou diluir os gases quentes provenientes da combustão.

Figura 2 - Ilustração de um tubo de chama, com detalhe das parcelas do escoamento.

Fonte: Oates (1989, tradução nossa).

Figura 3 - Ilustração de um tubo de chama do tipo anular.

Fonte: Oates (1989).

A porção restante do escoamento percorre a parte externa do tubo de chama, entrando no tubo de chama através de orifícios distribuídos ao longo deste. Na porção de escoamento que passa pelo turbilhonador é induzida a uma rotação ou *swirl*, cuja principal função é de promover a ancoragem da chama, induzindo um gradiente adverso de pressão na frente do injetor. Pode-se observar que, o escoamento não-reativo através de uma câmara de combustão apresenta algumas regiões onde o escoamento apresenta um comportamento distinto, como:

- a) Expansão repentina no Difusor;
- b) Turbilhonamento no Swirler;
- c) Penetração em orifícios, ao longo do tubo de chama;
- d) Interação com o combustível injetado dentro do tubo de chama.

Para estas regiões, um estudo aprofundado do comportamento do escoamento se faz necessário para o entendimento do funcionamento de câmaras de combustão. A seguir, são apresentados os métodos mais utilizados, de dinâmica dos fluidos computacional, utilizados em análises de turbinas a gás e combustores.

1.2 Métodos Numéricos

Entre os métodos numéricos de mecânica dos fluidos até então desenvolvidos, duas famílias se destacam: os métodos baseados na estratégia de resolução de escalas de turbulência (*Scale Resolving Simulation* - SRS) em que escalas de turbulência, até um determinado nível de comprimento característico, são resolvidas e métodos baseados em valores médios de Reynolds (*Reynolds-Averaged Navier-Stokes* - RANS), são usados.

O método RANS é muito empregado em meios industriais, pois apresenta um custo computacional mais baixo que a maioria dos métodos da família SRS. Isto ocorre uma vez que, na maioria dos casos, não necessita de discretizações espaciais muito refinadas para

apresentar um resultado independente da malha computacional. Assim, é possível um número maior de simulações em um determinado tempo físico, o que é um fator impactante quando se considera o dinamismo e o custo de desenvolvimento em meios industriais. O método RANS é comumente retratado na forma de solução em Regime Permanente, ou seja, o período de passo no tempo é automaticamente ajustado pelo programa e a simulação dura enquanto não é atingido um critério de convergência. Entretanto, existe uma variante para solução em Regime não-estacionário, denominada de RANS Não-Estacionário ou URANS, na qual um período de passo no tempo e um tempo total de simulação são pré-selecionados. Assim, para cada passo no tempo, a solução deve atingir o critério de convergência pré-estabelecido, ou um número máximo de interações do passo no tempo. Apesar de apresentarem resultados satisfatórios em diversos casos, o método RANS é conhecido por apresentar características dissipativas o que pode ocasionar no desaparecimento de importantes estruturas não-estacionárias capazes de estimar importantes instabilidades no escoamento, fundamentais em análises de escoamentos reativos.

Os métodos SRS são muito empregados em meios acadêmicos, uma vez que apresentam uma maior capacidade de representar o real comportamento do escoamento, especialmente envolvendo uma ampla faixa de espectro de frequência turbulenta. O modelo LES (*Large Eddy Simulation*) é muito utilizado em meios acadêmicos devido à sua capacidade de apresentar os resultados mais próximos dos dados obtidos experimentalmente, uma vez atendidas as discretizações espacial e temporal adequadas. Considerando escoamentos reativos, segundo Boudier et al. (2007), o modelo LES apresentou resultados mais próximos dos dados experimentais que o modelo URANS, quanto aos perfis de temperatura dos gases quentes saindo da câmara de combustão, embora os dados obtidos através do modelo URANS ainda possam ser considerados valiosos.

Entretanto, o uso do modelo LES em meios industriais torna-se muitas vezes proibitivo, especialmente em escoamentos próximos à parede, onde a escala de comprimento de turbulência se torna, relativamente, muito menor que espessura da camada sobre a superfície, exigindo assim, uma alta resolução da discretização espacial nesta região (MENTER et al., 2011). Um estudo comparativo do custo computacional entre os modelos LES e RANS, apresentado por Michelassi, Wissink e Rodi (2003), de um escoamento sobre uma palheta de turbina a gás, para um número de Reynolds próximo de 10000, é apresentado na tabela 1.

Tabela 1 - Estimativa de custo Computacional entre os modelos LES e RANS para o caso estudado em Michelassi, Wissink e Rodi (2003).

	Número de Células	Número de passos no tempo	Número de iterações internas por passo no tempo	Esforço Computacional relativo ao modelo RANS
RANS	$\sim 10^6$	$\sim 10^2$ - 10^3	1	1
LES	$\sim 10^8$ - 10^9	$\sim 10^5$	1-10	$\sim 10^5$ - 10^6

Fonte: Menter et al. (2011).

Podemos observar, de maneira estimada, uma grande diferença de custos computacionais entre estes modelos.

Dessa forma, estão sendo desenvolvidos, recentemente, novos modelos SRS, muitos dos quais empregam estratégias híbridas com a modelagem RANS, de modo que regiões do domínio onde o escoamento apresente um comportamento mais comportado, o modelo híbrido alterna o método de equacionamento de SRS para RANS ao longo do domínio, conforme a necessidade de resolução da região. Entre os modelos SRS híbridos, o modelo de Simulação de Escalas Adaptativas (*Scale-Adaptive Simulation* - SAS) (MENTER; KUNTZ; BENDER, 2003) vem se destacando devido aos seguintes fatores:

- Permite o uso de uma malha computacional com menos elementos ao longo do domínio se comparado com LES, porém sem perder aspectos relevantes do escoamento;
- Sua característica híbrida independe da malha computacional, ao contrário de outros métodos híbridos.

Dessa maneira, foi escolhido o modelo *Scale-Adaptive Simulation*, dentre outros modelos SRS, de forma a ser realizado um estudo aprofundado envolvendo problemas-modelo que apresentem as mesmas características de escoamento em regiões distintas e de interesse de uma câmara de combustão. Os resultados obtidos serão comparados com resultados experimentais e resultados obtidos através de análises LES e RANS/URANS. Assim, será possível verificar a viabilidade da utilização do modelo SAS ao invés do modelo LES na análise aerodinâmica dentro de uma câmara de combustão.

1.3 Objetivos

- Empregar os métodos RANS/URANS, SAS e LES para análise numérica de estudos de casos característicos cujos comportamentos do escoamento se relacionem com regiões distintas em uma câmara de combustão;
- Comparar os resultados obtidos numericamente, empregando os métodos LES, SAS, RANS/URANS, com os resultados obtidos experimentalmente e extrair conclusões sobre a potencialidade de emprego do método SAS para análise aerodinâmica de uma câmara de combustão, incluindo a previsão de valores médios e previsão de estruturas não-estacionárias.

1.4 Revisão Bibliográfica

A seguir serão apresentadas as revisões bibliográficas dos estudos de caso e dos modelos numéricos utilizados neste trabalho.

1.4.1 Caso Escoamento sobre um Degrau

O estudo do recolamento de camadas cisalhantes é de grande importância na engenharia, dado a variedade de casos em que este fenômeno ocorre, como escoamento ao redor de edifícios e pontes, bolhas de separação em aerofólios, canais difusores em câmaras de combustão, entre outros. Um caso de recolamento de camadas cisalhantes muito bem documentado é de um escoamento sobre um degrau. Neste caso, um escoamento plenamente desenvolvido percorre um canal de seção retangular até a ocorrência de uma súbita expansão induzida pela descontinuidade na geometria do canal, a qual apresenta o formato de um degrau. Apesar de uma configuração simples, este problema apresenta comportamento do escoamento muito importante, como o aparecimento de vórtices induzidos pela separação da camada-limite, o surgimento de uma das camadas de mistura, instabilidades de kelvin-helmholtz (KOSTAŞ; SORIA; CHONG, 2002) e recolamento do escoamento junto à parede.

Em decorrência da súbita expansão e consequente separação entre o escoamento e a parede do canal, ocorre o surgimento de uma região de recirculação, a jusante do degrau, e a formação de uma camada de mistura, conforme ilustrado na fig. 4.

Figura 4 - Ilustração de escoamento sobre um degrau.

Fonte: Spode (2006).

Um importante parâmetro de análise do estudo de escoamento sobre degrau é o comprimento de recolamento do escoamento. Este é descrito como a distância, a partir do degrau, em que a direção da tensão de cisalhamento altera seu sentido, junto à parede, ao longo da direção do escoamento. Foi observado em Abbott e Kline (1962) que este comprimento de recolamento apresenta uma variação periódica ocasionada, segundo Eaton e Johnston (1982), por um deslocamento de baixa frequência da camada cisalhante.

Em Eaton e Johnston (1981) é apresentado um resumo com os principais resultados e conclusões, até então obtidos, do caso de escoamento sobre um degrau. Segundo os autores, são cinco fatores que influenciam no comprimento de recolamento: 1) Estado inicial da camada-limite; 2) Espessura inicial da camada-limite; 3) Nível de turbulência na entrada; 4) Gradiente de Pressão; 5) Razão de Aspecto. Além da discussão em torno da influência de cada fator também são traçadas algumas semelhanças entre a camada cisalhante de recolamento e a camada de mistura, esta podendo ser utilizada na previsão de turbulência e do estado da camada-limite na entrada.

Em um estudo realizado por Ötügen (1991), foram verificados os efeitos da variação da razão da altura do degrau pela altura do canal a montante do degrau (variando de 0,5 a 2,13), mantendo-se as mesmas condições do escoamento na entrada (velocidade de escoamento livre, obtida a 1mm da aresta do degrau, igual a 16,0 m/s, intensidade média turbulenta na camada-limite por volta de 0,70% e a espessura da camada-limite verificada por volta de 0,73mm). O número de Reynolds, baseado na velocidade de escoamento livre e altura do canal a montante do degrau, verificado foi 16600, indicando uma camada-limite turbulenta. Segundo os resultados apresentados, um aumento da razão de expansão do degrau, definida como a razão entre as alturas do canal a jusante e a montante do degrau, resulta em

uma diminuição no comprimento de recolamento devido aumento da intensidade turbulenta, a qual promove um aumento mais rápido da camada cisalhante, antecipando o recolamento.

No estudo apresentado por Armaly et al. (1983), foi realizada uma série de ensaios de escoamento sobre um degrau, ilustrada na fig. 5, para uma dada faixa de número de Reynolds ($70 \leq Re \leq 8000$), o qual foi baseado no dobro da altura do degrau e em uma velocidade equivalente a $2/3$ da velocidade máxima medida do escoamento livre no degrau. Foi possível observar três regimes de escoamento com comportamentos distintos: Laminar, Transicional e Turbulento. Para o escoamento em regime laminar ($Re \leq 1200$), foi constatado que, com o aumento do número de Reynolds, o comprimento de recolamento também crescia. Para números de Reynolds acima de 1200, foram verificadas que as flutuações de velocidade no perfil de velocidade sobre o degrau se tornaram mais intensas, indicando o início do regime transicional. Assim, na faixa $1200 \leq Re \leq 6600$, é possível observar uma tendência de diminuição do comprimento de recolamento em função do número de Reynolds. Para o regime turbulento ($Re \geq 6600$), o comprimento de recolamento permaneceu praticamente inalterado com a variação do número de Reynolds.

Fonte: Armaly et al. (1983).

Em Avancha e Pletcher (2000), é descrita uma análise LES de um escoamento em degrau com $Re = 5540$ e razão de expansão igual a 1,5, sendo adotado um tamanho de malha computacional de $72 \times 45 \times 48$ elementos respectivamente nas direções longitudinal, vertical e transversal, após o degrau. Nesta análise, foi verificada a oscilação da posição longitudinal de recolamento em decorrência do crescimento e posterior colapso das estruturas de grande escala devido ao movimento de recirculação da camada de cisalhamento (LE; MOIN, 1994). Segundo a simulação foi verificada na região de recirculação que, a intensidade média de flutuação de velocidade na direção transversal, próxima à parede, era maior que as outras componentes. Além disso, as correlações triplas de velocidade na direção transversal encontradas foram desprezíveis, sugerindo um comportamento bi-dimensional do escoamento na maior parte do domínio.

Em Le, Moin e Kim (1997), é apresentada uma análise DNS do escoamento em degrau referente ao experimento descrito em Driver e Jovic (1994). Uma extensa descrição dos resultados calculados demonstrou uma excelente concordância com os resultados experimentais. Foi possível verificar um comportamento periódico no comprimento de recolamento em função do tempo, entretanto não sendo possível defini-lo em apenas uma única distância longitudinal a partir do degrau, dado que a posição de recolamento apresentou diferentes distâncias longitudinais ao longo da direção transversal. O comportamento do perfil de velocidade médio da direção longitudinal próximo à parede, até próximo de $y^+ = 1$, apresentou resultados concordantes com a teoria na subcamada viscosa da camada-limite referente à lei da parede. Outra descoberta importante foi a verificação da semelhança entre magnitude de energia cinética turbulenta encontrada na região de recirculação em comparação com a camada turbulenta de mistura planar (ROGERS; MOSER, 1994).

O trabalho desenvolvido em Akselvoll e Moin (1995) apresentou uma simulação de grandes escalas baseado no experimento de Driver e Jovic (1994). Cinco configurações de malha computacional foram testadas juntamente com os modelos de submalha: 1) Modelo Dinâmico de Submalha (GERMANO et al., 1991); 2) Modelo de Localização Dinâmica (GHOSAL et al., 1995); 3) Modelo de Smagorinsky (SMAGORINSKY, 1963). Os resultados obtidos foram comparados com os resultados experimentais e com os resultados obtidos em Le e Moin (1994). Com relação aos resultados referentes à distribuição do coeficiente de pressão e atrito na direção longitudinal, comprimento de recolamento e perfis de velocidade média, todos os resultados foram satisfatórios, exceto as simulações que utilizaram a malha menos refinada na direção vertical. Pode-se perceber uma sutil melhora nos resultados que

utilizaram uma malha mais refinada na direção longitudinal, os quais utilizaram o mesmo refinamento vertical e transversal, em relação à simulação DNS.

O trabalho desenvolvido em Spode (2006) realizou um estudo comparando os modelos LES (modelo de Smagorinsky), LES-VD (modelo de Smagorinsky com o fator de amortecimento de Van Driest), RANS (com o modelo de turbulência de Spalart-Allmaras) e o modelo DES (*Detached Eddy Simulation*) utilizando o experimento proposto por Driver e Jovic (1994). Pode-se verificar a grande influência, no parâmetro comprimento de recolamento, do nível de turbulência na entrada para os métodos não estacionários. Na figura 6, são ilustrados os campos de velocidade normalizados (razão da velocidade local pela velocidade de escoamento livre) para cada modelo testado. Pode-se observar que os resultados mais concordantes com os dados experimentais foram obtidos através da simulação empregando o modelo de Smagorinsky (caso LES), segundo a fig. 6, dada a utilização de uma entrada turbulenta. O modelo RANS (caso SA), segundo a fig. 6, apresentou os resultados menos concordantes, apresentando um comportamento altamente difusivo.

Figura 6 – Contornos de velocidade adimensional obtidas através dos métodos numéricos implementados no experimento descrito por Driver e Jovic (1994).

Fonte: Spode (2006).

Em Ruck e Makiola (1993), foram apresentados os dados obtidos experimentalmente de um conjunto de ensaios de escoamento sobre degraus inclinados, fig. 7, (10, 15, 20, 30, 45

e 90 graus) para diferentes números de Reynolds (5000, 8000, 11000, 15000, 47000 e 64000) e diferentes razões de expansão (1,47, 2,00 e 3,27). Conforme observado, uma diminuição no ângulo da inclinação do degrau diminui o comprimento de recolamento do escoamento junto à parede. Na faixa de inclinação de 45 a 90 graus, a variação do comprimento de recolamento em função da variação da inclinação mostrou-se insignificante, contudo, na faixa de inclinação abaixo de 45 graus, pode-se perceber uma acentuada variação do comprimento de recolamento, uma vez que se evita a expansão abrupta, enfraquecendo o descolamento. Outro aspecto importante encontrado foi que, para números de Reynolds acima de 10000, o comprimento de recolamento permanece praticamente constante.

Figura 7 - Ilustração do escoamento sobre um degrau inclinado.

Fonte: Ruck e Makiola (1993, tradução nossa).

Recentemente, Chovet et al. (2017) refizeram diversos ensaios experimentais envolvendo escoamento sobre um degrau, cujos números de Reynolds variaram de 31500 a 182600. Segundo mencionado, podem-se identificar quatro regiões cujos escoamentos apresentavam comportamentos distintos: a) Para a região, cujo valor da razão x/h é menor ou igual a, aproximadamente, 1,5, em que x corresponde à distância da base do degrau até o ponto de interesse e h corresponde à altura do degrau, pode-se notar pequenas flutuações de pressão cujo espectro é dominado por altas e baixas frequências de flutuação; b) Para a segunda região, cujos valores da razão x/h estão na faixa de 1,5 a 4,5, ocorre uma transição de pequenas para grandes flutuações de pressão; c) A terceira região, cujos valores da razão x/h estão na faixa de 4,5 a 6,5, é caracterizada pela estrutura de recirculação primária, na qual intensas flutuações de pressão são observadas; d) E para valores da razão x/h maiores que 6,5, pode-se verificar um comportamento tipicamente próximo de uma camada-limite turbulenta, a qual representa a zona de recolamento. Pode-se notar, também, que a correlação entre o

comprimento de recirculação e o número de Reynolds ($Re_h > 10^5$), praticamente desaparece. Entretanto, a correlação com a razão de expansão permanece.

1.4.2 Caso Escoamento Através de um Turbilhonador

No trabalho de Wang e Bai (2005), foi realizado um extenso estudo de um escoamento turbilhonado turbulento em um modelo de câmara de combustão (WANG et al., 2004), fig. 8, aplicando-se o método de simulações de grandes escalas. Neste estudo, foram avaliados o comportamento do escoamento e suas principais características, bem como o desempenho do método LES para prever os fenômenos esperados neste tipo de escoamento. Foram investigados quatro possíveis parâmetros que poderiam influenciar os resultados: i) Condições de contorno de entrada e saída; ii) Geometria da câmara de combustão; iii) Perfil de velocidade na entrada e iv) Número de Reynolds.

Para a análise envolvendo as condições de contorno na entrada, foram analisados três tipos de condição de entrada: Escoamento Laminar, Escoamento Turbulento Aleatório e o método *Re-Scaled Inflow Library* (PIERCE; MOIN, 1998). Esta última condição consiste em procedimento numérico para determinação de condições turbulentas de turbilhonamento na entrada de um domínio.

Foi verificado que a condição de descrita no trabalho como *Re-Scaled Inflow Library* apresentou a melhor distribuição de energia cinética turbulenta no escoamento, bem como uma melhor correlação, com os resultados experimentais, do perfil de velocidade azimutal. Para a condição de contorno de saída, a condição de saída convectiva apresentou melhores resultados que a condição de gradiente zero.

Com relação à geometria da câmara de combustão, foram verificados os efeitos das diferenças quanto ao comprimento e a área de saída da câmara de combustão. A variação de comprimento apresentou efeitos insignificantes sobre os perfis de velocidade ao longo do domínio. Com relação à área na saída da câmara de combustão, foram observadas diferenças sutis sobre o escoamento a montante, dado que foi perceptível um aumento de velocidade axial para o caso de menor área de saída, devido à condição de conservação de massa do escoamento.

Figura 8 - Ilustração do modelo de combustor utilizado no estudo de WANG e BAI (2005).

Fonte: Wang e Bai (2005, tradução nossa).

Para a análise dos diferentes perfis de velocidade, foi verificado que o caso em que o perfil de velocidade que possui um pico de velocidade azimuthal mais próximo ao eixo central da câmara de combustão apresentou uma região de recirculação central mais longa e a ocorrência de uma quebra de vórtices prematura. Tal comportamento pode ser explicado pelo fato de uma força centrífuga mais intensa próxima ao eixo resultar em um gradiente radial de pressão maior, o que promove uma quebra de vórtices mais cedo, devido a um gradiente axial de pressão mais favorável.

A seguir, é definida a variável adimensional denominada de número de *swirl*, a qual consiste em determinar a intensidade do escoamento turbilhonado. Esta variável é calculada através da razão entre os fluxos axiais da quantidade de momento angular e quantidade de movimento axial, descrita na equação (1).

$$S = \frac{\int_0^R UW r^2 dr}{R_1 \int_0^R U^2 r dr'} \quad (1)$$

em que:

U: Velocidade Axial;

W: Velocidade Angular;

R: Posição Radial Local;

R₁: Raio do Duto de Entrada (ilustrada na fig. 1).

Desse modo, foi verificado o efeito do número de Reynolds do escoamento sobre o número de *swirl* crítico (valor em que pode ser verificado o início do fenômeno de quebra de vórtices). Pode-se verificar que, à medida que o número de Reynolds aumenta, o número de *swirl* crítico diminui, até certo ponto em que os efeitos viscosos pouco influem no escoamento e nas estruturas turbulentas.

O trabalho desenvolvido por Cai, Jeng e Tacina (2005), figura 9, consiste em estudo experimental envolvendo um combustor de conceito LDI (*Lean Direct Injection*), o qual apresenta um turbilhonador acoplado a um canal convergente-divergente. Dessa forma, busca-se produzir uma intensa região de recirculação, promovendo uma melhor mistura de ar/combustível e a diminuição na produção de gases NO_x . No estudo, foram analisados escoamentos reativos e não-reativos, cujos perfis de velocidade média foram comparados. Para o estudo de caso não-reativo, foi possível notar uma intensa velocidade axial média negativa em regiões próximas à saída do canal convergente-divergente ocasionada por uma abrupta expansão a jusante do canal. Para o caso do escoamento reativo, em comparação com os resultados a frio, pode-se perceber uma influência expressiva da geração de calor, a qual promove uma intensa expansão dos gases resultantes da combustão, ocasionando em um aumento das intensidades de velocidade média e turbulenta.

Figura 9 - Combustor de conceito LDI (Lean Direct Injection).

Fonte: Cai, Jeng e Tacina (2005).

Em Davoudzadeh, Liu e Moder (2006), foram realizados dois tipos de estudo envolvendo o escoamento através de um combustor de conceito LDI (*Lean Direct Injection*), descrito em Cai, Jeng e Tacina (2005), figura 10. Em um destes estudos, no qual foi empregado apenas uma única câmara de combustão de conceito LDI, foi realizada uma

simulação numérica não-reativa, utilizando o método RANS, com modelo de turbulência k- ϵ cúbico não-linear (SHIH; CHEN; LIU, 1998), de forma a estudar o comportamento do escoamento, bem como avaliar o modelo frente aos dados experimentais. Conforme observado, pode-se notar que a interação entre as estruturas de recirculação central e laterais (ou secundárias) induziam comportamentos transientes e periódicos na região frontal do canal convergente-divergente, ocasionando uma assimetria do escoamento (resultados instantâneos). Outra observação importante foi na espessura da região de recirculação central, obtida experimentalmente, em que foi mais espessa que a encontrada numericamente. Assim, pode-se explicar a diferença entre os perfis de velocidade médios e RMS, próximos à saída do canal convergente-divergente, entre os dados experimentais e numéricos. Porém, de forma geral, os resultados numéricos apresentaram dados relativamente próximos aos resultados experimentais.

Figura 10 - Ilustração das linhas de corrente do escoamento através de um combustor de conceito LDI.

Fonte: Davoudzadeh, Liu e Moder (2006).

O trabalho descrito por Kirtaş et al. (2006) consiste em analisar o escoamento em um combustor de conceito LDI para casos reativos e não-reativos utilizando o método LES. Para a análise do escoamento não-reativo, foi observado, como em outros trabalhos, a quebra do vórtice central e o aparecimento de uma região de recirculação central e de regiões de recirculação laterais (ou secundárias). A camada de cisalhamento do escoamento turbilhonado forma uma estrutura de vórtice de precessão, PVC (*precessing vortex core*), mostrada na

figura 11, a qual se origina próximo ao injetor de combustível e, em um formato helicoidal, se prolonga até a seção de combustão. Devido à presença da região de recirculação central, o escoamento acelera próximo às paredes do canal convergente-divergente penetrando na seção de combustão na forma de um jato oco, a altas velocidades. Desse modo, em regiões próximas à saída do turbilhonador, é possível observar picos simétricos de velocidade média distantes da região central do combustor, os quais decaem à medida que o escoamento se distancia da saída do turbilhonador. De maneira geral, resultados de velocidade média e RMS, no escoamento não-reativo, apresentaram razoável concordância com os dados experimentais.

Figura 11 - Ilustração de um vórtice de precessão (PVC), próximo ao injetor de combustível.

Fonte: Kirtaş et al. (2006).

No trabalho exposto por Fu (2008), foram feitos diversos estudos experimentais, utilizando o conceito LDI (*Lean Direct Injection*), de forma a realizar uma análise aprofundada sobre a aerodinâmica e combustão de escoamentos turbilhonados. Diversas configurações geométricas foram testadas considerando os efeitos de três parâmetros no campo de escoamento turbulento não-reativo: a) número de *swirl*, b) a razão de confinamento (razão entre as áreas da câmara e da saída do turbilhonador) e c) número de Reynolds. Como mostram os resultados, o número de *swirl* e a razão de confinamento apresentam uma grande influência na velocidade média e turbulenta do escoamento. Entretanto, a variação do número de Reynolds não apresentou mudanças significativas nas propriedades médias e turbulentas do escoamento.

No trabalho exposto por Widenhorn, Noll e Aigner (2009), foi realizado um estudo experimental de um escoamento não-reativo em um combustor derivado de um motor aeronáutico, e uma posterior análise numérica de seu modelo computacional, conforme

mostrado na fig. 12, empregando os modelos SST-URANS, SST-DES e SST-SAS. Uma vez analisados os resultados experimentais, foi possível identificar uma região de recirculação interna, ou central e duas regiões de recirculações externas, ou laterais, ambas apresentando altos gradientes de velocidade. Para a comparação entre os dados experimentais e numéricos, foram utilizados os resultados médios (velocidade média e velocidade média quadrática) das componentes axial, radial e tangencial, em cinco estações de medição (2,5, 5, 10, 20 e 90 milímetros distantes da entrada dos jatos).

Com relação às velocidades médias, todos os modelos apresentaram boas correlações com os resultados experimentais da componente axial de velocidade média nas quatro primeiras estações. Quanto à velocidade média tangencial, apenas o modelo SST-SAS apresentou excelentes correlações, enquanto que os outros modelos apresentaram desvios pequenos, porém, perceptíveis. Para os resultados médios da componente radial de velocidade, todos os modelos apresentaram, para as primeiras duas estações, valores um pouco abaixo do previsto experimentalmente. Para as comparações envolvendo as velocidades médias quadráticas, de forma geral, o modelo SST-SAS apresentou as melhores correlações com os resultados experimentais para todas as componentes de velocidade e em todas as estações. Como exposto, foi possível verificar que o modelo SST-SAS apresentou as melhores correlações de velocidade ao longo de todo domínio, mesmo utilizando uma malha relativamente pouco refinada.

Em seguida, foi feita uma extensa análise de propriedades instantâneas do escoamento para o caso empregando o modelo SST-SAS. Foi possível verificar o aparecimento do vórtice de precessão, característica comumente encontrada em escoamentos com altos números de *swirl*. Próximo à região de saída do combustor, foi possível verificar o aparecimento de estruturas de vórtices de tipo Tornado originadas pelo repentino aumento da velocidade angular do escoamento, ocasionado pela rápida diminuição da seção transversal da câmara de combustão.

Figura 12 - Ilustração do modelo computacional empregado nas simulações por Widenhorn, Noll e Aigner, (2009).

Fonte: Widenhorn, Noll e Aigner (2009).

Em Dewanji et al. (2012), foi realizado um estudo numérico não-reativo utilizando a geometria do combustor descrita por Cai, Jeng e Tacina (2005). Foram feitos dois estudos: a) um combustor isolado, figura 13, utilizando o modelo URANS aplicando o modelo de turbulência de transporte dos tensores de Reynolds (*Reynolds Stress Transport Model – RSTM*) (GERMAN; MAHMUD, 2005) cujos resultados foram comparados com dados experimentais e b) um conjunto de nove combustores, ilustrado na fig. 14, posicionados de forma matricial 3x3, em que foram comparados os resultados dos modelos URANS-RSTM e LES-*Smagorinsky Model*.

Para o caso do combustor isolado, foi verificada uma boa concordância entre os resultados experimentais e numéricos para as componentes axial, radial e tangencial das velocidades média e média quadrática. Foi possível capturar as principais estruturas do escoamento turbilhonado, como a região de recirculação central, as regiões de recirculação laterais e na porção divergente do canal convergente-divergente. Para o caso do conjunto de nove combustores, próximo à entrada do escoamento na câmara de seção quadrada, houve uma discrepância entre os resultados obtidos de magnitude de velocidade e tamanho da região de recirculação central, embora apresentasse similaridades na velocidade média. Entretanto, à medida que se afasta da entrada dos jatos turbilhonados, as estruturas do escoamento, bem como a magnitude da velocidade, tornaram-se praticamente idênticas para ambos os casos.

Figura 13 - Ilustração do modelo computacional de um combustor isolado empregado por Dewanji et al. (2012).

Fonte: Dewanji et al. (2012).

Figura 14 - Ilustração do modelo computacional de um conjunto de combustores empregado por Dewanji et al. (2012).

Fonte: Dewanji et al. (2012).

1.4.3 Modelos de Simulação de Resolução de Escalas e Simulação de Escalas Adaptativas

Em Menter et al. (2011), são brevemente apresentados alguns dos modelos de simulação de resolução de escalas (SRS), incluindo o modelo de Simulação de Escalas Adaptativas. Inicialmente, o modelo de Simulação de Grandes Escalas (LES) é apresentado. Originalmente proposto por Smagorinsky (1963), este modelo consiste na solução direta das

grandes escalas de turbulência e na modelagem de escalas menores. Dessa maneira, o modelo LES (que será abordado de forma mais profunda na seção 2.7) apresenta, para altos números de Reynolds, restrições devido ao alto custo computacional em escoamentos parietais.

Desse modo, métodos híbridos combinando as vantagens do modelo RANS e LES foram desenvolvidos em que grandes escalas de turbulência são resolvidas e para as situações de escalas menores ou escoamentos parietais é utilizado o método RANS para modelá-los. A seguir são apresentados alguns destes modelos desenvolvidos.

O modelo Simulação de Vórtices Desprendidos (DES) é, provavelmente, o modelo híbrido RANS/LES mais conhecido. Inicialmente proposto por Spalart et al. (1997), consiste em alterar o modelo de equacionamento baseando-se no refinamento da malha utilizada e na escala de turbulência verificada localmente, conforme podemos ver a seguir:

$$\begin{cases} C_{DES}\Delta > L_t \rightarrow RANS \\ C_{DES}\Delta \leq L_t \rightarrow LES \end{cases}; \Delta = \max(\Delta x; \Delta y; \Delta z), \quad (2)$$

em que:

C_{DES} : Coeficiente do Parâmetro-Limite do modelo DES;

L_t : Comprimento da Escala de Turbulência;

Δ : Comprimento máximo atribuído ao elemento;

Δx : Comprimento do elemento na direção X;

Δy : Comprimento do elemento na direção Y;

Δz : Comprimento do elemento na direção Z.

Dessa forma, quando a malha apresenta o parâmetro-limite ($C_{DES}\Delta$) do modelo DES maior que a escala de turbulência local, o modelo RANS é acionado. Caso contrário, o modelo LES é ativado para a solução do escoamento.

O método baseia-se em escoamentos com alto nível de instabilidade para garantir a correta produção do conteúdo turbulento por este método. Entretanto, existem ocasiões em que não se verifica um nível de instabilidade no escoamento de forma que promova uma mudança adequada do modelo de equacionamento, normalmente verificado em escoamentos parietais. Um problema verificado por Menter e Kuntz (2002) está relacionado com uma separação induzida pela malha (*Grid-Induced Separation* – GIS). Neste caso, o parâmetro-limite do modelo DES é atingido e a mudança da forma de tratamento numérico do escoamento é alterada para o modelo LES sem, entretanto, que seja verificado um conteúdo

turbulento adequado para este tipo de modelo. Assim, foi verificada, para estes casos, a ocorrência de uma separação do escoamento em posições arbitrárias do domínio.

Outro problema verificado consiste em que muitas vezes, para escoamentos de livre cisalhamento, o parâmetro-limite do modelo DES é atingido sem, entretanto, que a malha seja adequada para a correta previsão do conteúdo turbulento para o modelo LES. Assim, porções da malha computacional que apresentem esta característica são denominadas de zonas cinzentas (*grey zones*). Desse modo, pode-se notar que o escoamento, nestas regiões, apresenta um comportamento entre os comportamentos característicos RANS e LES.

Em virtude dos problemas observados no modelo híbrido DES (separação induzida pela malha e zonas cinzentas) acerca da influência da malha sobre o escoamento, foi proposto por Menter, Kuntz e Bender (2003) o modelo de Simulação de Escalas Adaptativas (SAS), o qual é baseado no modelo de equacionamento URANS. Este modelo consiste na introdução do comprimento de escala de Von Kármán como um sensor de estruturas turbulentas de forma que o valor da viscosidade turbulenta local se ajusta automaticamente para possibilitar a previsão de um espectro maior de escalas turbulentas que o modelo URANS ao nível do modelo LES, caso a malha permita (que será abordado de forma mais profunda na seção 2.8). Assim como o modelo DES, o modelo SAS necessita de um determinado nível de instabilidade no escoamento para resolver a turbulência.

A seguir, são apresentados outros dois outros modelos SRS pelos autores, que são o modelo de Simulação de Grandes Escalas com Modelagem de Parede (*Wall-Modelled Large-Eddy Simulation* – WMLES) e o modelo de Simulação de Grandes Escalas Integrado (*Embedded Large-Eddy Simulation* – ELES). O modelo WMLES consiste em assumir que a porção interna da camada-limite é determinada pelo modelo RANS e a porção externa é resolvida pelo modelo LES (NIKITIN et al., 2000), evitando altas resoluções de malha, segundo requisitos do modelo LES, para regiões próximas à parede. Para o caso do modelo ELES, existem casos de análises numéricas em que instabilidades do escoamento não estão presentes ou não apresentam um nível adequado para que, como nos modelos DES e SAS, o modelo altere a previsão local do escoamento. Desse modo, é vantajoso um modelo em que para diferentes regiões do domínio, previamente determinadas, são atribuídos diferentes métodos de tratamento do escoamento (RANS e LES) e nas interfaces destas regiões é introduzida uma turbulência sintética. Dessa forma, em pequenas regiões de interesse do domínio nas quais é desejado um volume maior de detalhamento, normalmente é aplicado o modelo LES.

Podemos observar que o modelo SAS apresenta uma abordagem inovadora quanto ao método de previsão do conteúdo turbulento. A seguir, será apresentada a evolução do modelo SAS até o formato atual, o qual utiliza o modelo de turbulência Transporte de Tensões Cisalhantes (*Shear Stress Transport* – SST) como modelo de turbulência.

Em Menter, Kuntz e Bender (2003) é apresentada a primeira formulação do modelo SAS. Por se tratar de uma versão modificada do modelo URANS, o modelo SAS necessita do emprego de um modelo de turbulência. Assim, segundo os autores, foi utilizado o modelo de turbulência de uma equação KE1E (MENTER, 1997). Este modelo de turbulência surgiu a partir da transformação do modelo k- ϵ (composto por duas equações) em um modelo de uma equação, utilizando a hipótese de Bradshaw (BRADSHAW; FERRISS; ATWELL, 1967), a qual assume que a energia cinética turbulenta é proporcional a tensão de cisalhamento turbulenta. A ideia de utilizar este modelo de turbulência ocorreu devido a sua capacidade de permitir que estruturas turbulentas fossem resolvidas sem o parâmetro-limite presente no modelo DES. Desse modo, foram realizados quatro estudos de casos, envolvendo os modelos KE1E e KE1E-SAS, que são descritos a seguir.

O primeiro estudo de caso foi o escoamento sobre uma placa plana com camada-limite com gradiente de pressão nula. Pode-se verificar, conforme previsto, que o modelo KE1E-SAS apresentou um resultado quase idêntico ao do modelo KE1E. Em seguida, foi realizado um estudo de caso de um escoamento em um canal periódico. Novamente, o modelo KE1E-SAS apresentou praticamente o mesmo comportamento do modelo KE1E. A seguir, foi realizado um estudo de caso envolvendo um escoamento ao redor de um cilindro, com número de Reynolds igual a $1,2 \times 10^6$, baseado no experimento de Warschauer e Leene (1971). Foi utilizada uma malha computacional com, aproximadamente, 1,4 milhões de nós e um passo no tempo de 1×10^{-4} s. Como resultado, o modelo KE1E-SAS foi capaz de alterar o comportamento entre as regiões estáveis e instáveis, porém sem apresentar sensibilidade da malha empregada. Os dados numéricos obtidos de pressão sobre a parede do cilindro foram semelhantes, contudo apresentaram algumas divergências com os dados experimentais. Por último foi realizado um estudo de caso de um escoamento sobre um cubo em um canal, com número de Reynolds de 40000 (baseado na altura do cubo e na velocidade de escoamento livre) e um passo no tempo de 3×10^{-5} s. Pode-se notar que o modelo KE1E-SAS, a montante do cubo, previu um escoamento estacionário enquanto que, a jusante do cubo, foram verificadas estruturas turbulentas tridimensionais, assim como no caso do escoamento ao redor de um cilindro. Perfis de velocidade foram traçados após o escoamento passar pelo cubo

de forma que foi verificada uma boa correlação com os resultados experimentais por parte do modelo KE1E-SAS.

Em Menter e Egorov (2005), os autores desenvolveram uma versão do modelo SAS utilizando o modelo de turbulência SST (MENTER, 1994), baseando-se no modelo SAS, apresentado por Menter e Egorov (2004), que emprega o modelo de turbulência de duas equações k - ν_t (ou k - kL), descrito por Rotta (1972). Segundo o modelo de Rotta, k representa a energia cinética turbulenta e ν_t representa a viscosidade turbulenta e L representa o comprimento da escala de turbulência. Dessa maneira, na equação de transporte referente à viscosidade turbulenta, foi feita a seguinte substituição:

$$\nu_t = \frac{k}{\omega} \quad (3)$$

em que ω representa a dissipação turbulenta específica. Assim, foi originado um termo adicional na equação de transporte referente à dissipação turbulenta específica descrita a seguir

$$F_{SST-SAS} = \rho F_{SAS} \max \left[\tilde{\zeta}_2 \kappa S^2 \frac{L}{L_{vK}} - \frac{2}{\sigma_\phi} k \cdot \max \left(\frac{1}{\omega^2} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, \frac{1}{k^2} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right), 0 \right], \quad (4)$$

dados que:

- F_{SAS} : Constante de Calibração do modelo, equivalente a 1,25;
- $\tilde{\zeta}_2$: Constante do termo de produção turbulenta, equivalente a 1,755;
- κ : Constante de von Kármán, equivalente a 0,41;
- S : Magnitude da tensão de cisalhamento;
- L : Comprimento de Escala de Turbulência;
- L_{vK} : Comprimento de Escala de von Kármán;
- σ_ϕ : Constante de difusão, equivalente a 2/3.

Em seguida, foram realizados três estudos de casos completos para a avaliação do novo modelo implementado. O primeiro estudo foi a verificação do decaimento da turbulência homogênea isotrópica, baseado no experimento de Comte-Bellot e Corrsin (1971). Assim, foi realizado uma série de simulações envolvendo o modelo SST-SAS (com as constantes de calibração iguais a 1, 1,25 e 1,5) e o modelo LES. Foi utilizada uma malha uniforme contendo 32^3 volumes e as condições iniciais de turbulência foram determinadas através de um campo

de velocidade obtido a partir da transformada inversa de Fourier dos dados experimentais. Foi possível observar que uma correta calibração do modelo, através da correspondente constante, o modelo SST-SAS pode apresentar um comportamento similar aos modelos LES/DES.

A seguir, foi realizado um estudo de caso envolvendo um escoamento ao redor de um cilindro. Foi realizada uma simulação envolvendo o modelo SST-SAS (com constante de calibração de 1,25), cujos dados foram comparados com os resultados experimentais de Van Nunen (1974), com números de Reynolds de $2,79 \times 10^6$ e $4,78 \times 10^6$. Foi utilizada uma malha computacional de $3,18 \times 10^6$ elementos hexaédricos, número de Reynolds da simulação foi de $3,6 \times 10^6$, baseado na velocidade de entrada e no diâmetro do cilindro e o passo no tempo adotado é 30 vezes menor que a escala de tempo hidrodinâmica, baseado no diâmetro do cilindro. Foi verificado que os coeficientes de pressão obtidos numericamente apresentaram uma boa correlação com os resultados experimentais, especialmente para o experimento com maior número de Reynolds.

O terceiro estudo de caso retratado foi o escoamento de um filme de ar refrigerante ao redor de uma palheta de turbina, segundo o experimento de Martini et al. (2003). O objetivo deste estudo foi de verificar a capacidade dos modelos testados (SST-RANS, SST-URANS e SST-SAS) em prever a diluição dos gases quentes vindos de uma entrada superior do domínio da turbina com o filme de ar “frio” provindo de uma entrada inferior do domínio da turbina, conforme ilustrado na fig. 15. Para a análise numérica, foi utilizada uma malha de $6,48 \times 10^6$ de elementos, um passo no tempo de 1×10^{-5} s e uma velocidade de entrada dos jatos de 50 m/s.

Figura 15 - Ilustração do domínio apresentado no estudo de Martini et al. (2003).

Fonte: Menter e Egorov (2005, tradução nossa).

Foi possível verificar que os modelos SST-RANS e SST-URANS apresentaram algumas discrepâncias com relação aos dados experimentais, superestimando a eficiência da diluição para regiões distantes da parede interna do domínio. No entanto, o modelo SST-SAS apresentou resultados concordantes com os dados experimentais ao longo de toda a zona de medição de temperatura dos gases uma vez que conseguiu prever uma mistura mais intensa entre os dois jatos.

Em Menter e Egorov (2009), foi descrita uma nova remodelagem do modelo SST-SAS (MENTER; EGOROV; RUSCH, 2006) utilizando, neste caso, o modelo de turbulência KSKL (ROTTA, 1972), o qual se destaca por envolver derivadas de alta ordem do campo de velocidade em seu equacionamento de forma a permitir uma melhor caracterização das componentes resolvidas e modeladas do escoamento. Assim, a nova modelagem teve como proposta um melhor ajuste do modelo frente aos estudos de caso realizados. A partir desta nova formulação, o termo adicional presente na equação de transporte da dissipação turbulenta específica sofreu algumas alterações, podendo ser descrito como:

$$Q_{SAS} = \rho \max \left[\tilde{\zeta}_2 k S^2 \left(\frac{L}{L_{vK}} \right)^2 - C_c \frac{2}{\sigma_\phi} k \cdot \max \left(\frac{1}{\omega^2} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, \frac{1}{k^2} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right), 0 \right] \quad (5)$$

dado que $C_c = 2$.

A seguir, os autores discutem a possibilidade da implementação de uma função de mistura (*blending function*) baseado na forma como foi aplicada no modelo DES por Strelets (2001), a qual é baseada no refinamento da malha, na viscosidade turbulenta entre outros parâmetros. A vantagem no uso da função de mistura, no caso DES, consiste em conferir ao modelo o uso, em regiões estacionárias, de esquemas *upwind* de segunda ordem e, para regiões não-estacionárias, de esquemas de diferenças centrais de segunda ordem. Assim, o modelo DES apresenta um comportamento mais robusto. Todavia, conforme os autores, o modelo SAS-SST atual apresenta um comportamento satisfatório para uma ampla gama tipos de escoamento, não apresentando urgência para tal implementação.

Por último, é discutido o tratamento do modelo para estruturas turbulentas de alta frequência. Segundo os autores, foi observado que modelos numéricos que utilizam o método de Navier-Stokes com Média de Reynolds e permitem a formação de um espectro turbulento apresentam algumas dificuldades com relação à transferência de energia de escalas turbulentas maiores para escalas de Kolmogorov. Dessa maneira, foi implementado um limitador (de valor mínimo) para a viscosidade turbulenta ($\bar{\nu}_t$), descrito como

$$\bar{\nu}_t = \max\{\nu_t^{SAS}, \nu_t^{LES}\}, \quad (6)$$

em que ν_t^{LES} consiste na viscosidade turbulenta obtida através de um modelo LES adequado, como o caso do modelo LES-WALE (NICLOUD; DUCROS, 1999). Na seção 2.8, este tópico será abordado com mais profundidade.

2 Conceitos Fundamentais de Escoamentos Turbulentos

Neste capítulo, serão apresentados alguns conceitos teóricos e matemáticos os quais serão aplicados nas análises dos estudos de caso.

2.1 Turbulência

A turbulência, ou diretamente relacionada à dinâmica dos fluidos como escoamentos turbulentos, consiste em um conceito importante para sólido entendimento do equacionamento e interpretação de resultados de dinâmica dos fluidos computacional. Segundo Lesieur (1995), “[...] um escoamento turbulento é um escoamento que é desordenado no tempo e espaço”. Entretanto, segundo o próprio autor, esta afirmação carece de precisão matemática, uma vez que tenta abranger uma ampla gama de fenômenos turbulentos com poucas palavras. Dessa maneira, é conveniente não aprofundar-se em discussões semânticas, porém, devemos entender as características associadas a este tipo de escoamento.

2.2 Homogeneidade e Isotropia

Uma vez que escoamentos turbulentos plenamente desenvolvidos são, de certa forma, imprevisíveis de modo que é praticamente impossível uma previsão determinística de suas evoluções, torna-se necessário o emprego de ferramentas e hipóteses estatísticas, como os conceitos de homogeneidade e isotropia, duas invariantes estatísticas.

A hipótese da homogeneidade consiste em admitir uma independência, no espaço, das características turbulentas. Assim, por exemplo, assumindo que um campo de velocidades $U(x, t)$ é estatisticamente homogêneo em um escoamento turbulento, temos que a velocidade média $\langle U \rangle$ é uniforme e invariante dado translações no sistema de coordenadas (POPE, 2000). A hipótese de isotropia admite que, para um escoamento ser isotrópico, deve ser homogêneo e suas propriedades devem ser estatisticamente invariantes a rotações e reflexões do sistema de coordenadas (POPE, 2000).

2.3 Escalas de Comprimento em Escoamentos Turbulentos

Escalas de Comprimentos de turbulência são importantes parâmetros físicos para análise de escoamentos, uma vez que indicam qual faixa do espectro de turbulência estamos analisando e quais as características do balanço de energia turbulenta desta faixa. A seguir, serão descritas três importantes escalas de comprimento a serem utilizadas neste trabalho.

Escala de Comprimento de Kolmogorov (η): Consiste nas menores escalas do espectro de turbulência, onde, devido à alta frequência turbulenta, é considerada a hipótese de isotropia turbulenta local. Indica a região, no espectro, onde ocorre a maior porção da dissipação da energia turbulenta, na faixa de dissipação.

Escala de Comprimento Integral (L): Indica as maiores escalas de comprimento presente no escoamento. Características turbulentas macroscópicas do escoamento são atribuídas na faixa indicada por esta escala, conhecida como faixa portadora de energia, onde ocorre a maior produção de energia turbulenta do escoamento.

Escala de Comprimento de Taylor (λ): Escala de comprimento intermediária a escala integral e escala de kolmogorov. Indica a região do espectro, denominada de sub-faixa inercial da escala de equilíbrio universal, onde ocorre a transferência de energia turbulenta das maiores para as menores escalas.

2.4 Espectro de Tensores de Escoamentos Turbulentos Isotrópicos

Considerando um escoamento turbulento e isotrópico, em muitas ocasiões é interessante analisá-lo no domínio do número de onda (κ), através da aplicação da transformada de Fourier. Dado, por exemplo, um campo de velocidade $u(x, t)$, aplicando a transformada de Fourier, temos, segundo Pope (2000)

$$\hat{u}(\kappa, t) = F_{\kappa}\{u(x, t)\}, \quad (7)$$

sendo o operador $F_{\kappa}\{ \}$ definido como:

$$F_k\{u(x, t)\} = \frac{1}{\mathcal{L}^3} \iiint_0^{\mathcal{L}} u(x, t) e^{-ikx} dx_1 dx_2 dx_3, \quad (8)$$

em que $\mathcal{L}$ representa o maior comprimento de onda.

Definindo o tensor de correlação de velocidade do escoamento, adotando a turbulência como isotrópica, como:

$$\langle (u_i(\vec{x}) - \langle u(\vec{x}) \rangle_i) (u_j(\vec{x} + \vec{r}) - \langle u(\vec{x} + \vec{r}) \rangle_j) \rangle = \langle u'_i(\vec{x}) u'_j(\vec{x} + \vec{r}) \rangle \equiv R_{ij}(r). \quad (9)$$

Temos assim, que o tensor do espectro de energia é definido como:

$$\phi_{ij}(\vec{\kappa}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int R_{ij}(\vec{r}) e^{-i\vec{\kappa} \cdot \vec{r}} d^3r. \quad (10)$$

Para escoamentos turbulentos isotrópicos, podemos definir a função de espectro de energia como o traço da matriz de tensores do espectro de energia

$$E(\kappa) = 2\pi\kappa^2 \sum_i \phi_{ii}(\vec{\kappa}), \quad (11)$$

sendo que a energia cinética turbulenta total (k_{total}) é dada por

$$k_{total} = \frac{1}{2} \langle u'^2 \rangle = \int_0^\infty E(\kappa) d\kappa, \quad (12)$$

e a dissipação turbulenta é definida como

$$\epsilon = 2\nu \int_0^\infty \kappa^2 E(\kappa) d\kappa. \quad (13)$$

2.5 Espectro de Energia de Kolmogorov

Uma vez definida a função de espectro de energia, podemos aprofundá-la através de hipóteses adotadas por Kolmogorov. De acordo com Pope (2000) acerca das hipóteses de Kolmogorov, “[...] qualquer escoamento turbulento com um número de Reynolds

suficientemente alto, a porção de espectros de velocidade de alto número de onda adota uma forma universal particular”. Assim, podemos listar as hipóteses de similaridade adotadas por Kolmogorov, sendo aplicadas apenas para pequenos comprimentos de escala, como ilustra a fig. 16, especificamente na faixa de equilíbrio universal.

Figura 16 - Ilustração dos limites das regiões do espectro de energia em função dos comprimentos de escala.

Fonte: Pope (2000, tradução nossa).

Primeira Hipótese de Similaridade: A função de espectro de energia, na faixa de escala de equilíbrio universal, é unicamente definida pela viscosidade ν e pela dissipação turbulenta ϵ , possuindo este um formato universal.

Segunda Hipótese de Similaridade: A função de espectro de energia, na sub-faixa inercial do espectro de energia, é independente da viscosidade ν , ou seja, é unicamente dependente da dissipação turbulenta ϵ .

Desse modo, a função de espectro de energia, ilustrado na fig. 17, na sub-faixa inercial, pode ser definida como:

$$E(\kappa) = C_K \epsilon^{2/3} \kappa^{-5/3}. \quad (14)$$

Figura 17 - Ilustração do espectro de energia em função do número de onda.

Fonte: Pope (2000, tradução nossa).

Assim, podemos verificar, na sub-faixa inercial do espectro de energia, uma tendência de $-5/3$ entre a função do espectro de energia e o número de onda, dada por:

$$\log(E) \propto -5/3 \log(\kappa). \quad (15)$$

Dessa maneira, a energia turbulenta, produzida nas maiores escalas de comprimento de turbulência do espectro de energia, é transferida através da sub-faixa inercial e dissipada nas menores escalas de turbulência, em uma região denominada de faixa de dissipação. A seguir, serão apresentados os modelos de turbulência empregados neste trabalho.

2.6 Equações de Navier-Stokes com Média de Reynolds

A obtenção das equações de conservação de massa, quantidade de movimento e energia dos fluidos pelo modelo RANS consiste em decompor as variáveis das equações em uma componente média e uma componente flutuante, descrita como:

$$\phi = \bar{\phi} + \phi'. \quad (16)$$

A componente média consiste de uma média temporal, expressa por:

$$\bar{\phi} = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \phi dt. \quad (17)$$

Dessa maneira, a equação da continuidade, após a decomposição das variáveis, pode ser reescrita como:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \bar{u}_i)}{\partial x_i} = 0, \quad (18)$$

e, a equação de Navier-Stokes se torna:

$$\frac{\partial (\bar{\rho} \bar{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \overline{\rho u'_i u'_j} \right]. \quad (19)$$

Entretanto, o termo $\overline{\rho u'_i u'_j}$ precisa ser modelado. A seguir, é apresentado o modelo de turbulência SST (*Shear Stress Transport*), o qual é empregado em simulações RANS e URANS neste trabalho.

Modelo de Turbulência de Transporte de Tensões da Cisalhamento

O modelo SST, proposto por Menter (1994), é baseado no modelo de turbulência k- ω desenvolvido por Wilcox (1986), sendo caracterizado pela solução das equações de transporte para duas variáveis turbulentas, k (energia cinética turbulenta) e ω (dissipação específica). Contudo, o principal ponto negativo do modelo k- ω é com relação ao seu comportamento demasiadamente sensível em condições de escoamento livre. Dessa maneira, foi proposto por Menter (1994), um modelo híbrido composto de dois modelos de turbulência k- ω e k- ϵ , desenvolvido por Launder e Spalding (1974).

Dessa maneira, temos que o modelo SST é descrito pelas equações

$$\frac{D(\rho k)}{Dt} = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] - \beta^* \rho k \omega \quad (20)$$

$$\frac{D(\rho\omega)}{Dt} = \frac{\gamma}{v_t} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2\rho(1 - F_1) \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, \quad (21)$$

de forma que

$$\tau_{ij} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}, \quad (22)$$

cuja primeira função de mistura (*blending function*), F_1 , é dada por

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4), \quad (22)$$

e

$$\arg_1 = \min \left(\max \left(\frac{\sqrt{k}}{0,09\omega y}, \frac{500\nu}{y^2\omega} \right), \frac{4\rho\sigma_{\omega 2}k}{CD_{k\omega}y^2} \right), \quad (24)$$

sendo y a distância da parede mais próxima e

$$CD_{k\omega} = \max \left(2\rho\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 1,0 \times 10^{-20} \right), \quad (25)$$

onde

$$\gamma = \left(\beta_1/\beta^* - \sigma_{\omega 1}k^2/\sqrt{\beta^*} \right) F_1 + \left(\beta_2/\beta^* - \sigma_{\omega 2}k^2/\sqrt{\beta^*} \right) (1 - F_1), \quad (26)$$

cujas constantes são iguais a

$$\left\{ \begin{array}{l} \beta^* = 0,09 \\ \alpha_1 = 0,31 \\ \beta_1 = 0,075 \\ \sigma_{k1} = 0,85 \\ \sigma_{\omega 1} = 0,5 \\ \alpha_2 = 0,44 \\ \beta_2 = 0,0828 \\ \alpha_{k2} = 1 \\ \sigma_{\omega 2} = 0,856 \\ \kappa = 0,41 \end{array} \right. \quad (27)$$

Entretanto, as equações acima precisam de um limitador, pois o modelo normalmente superestima a viscosidade turbulenta (MENTER, 1994). Dessa maneira, é redefinida a viscosidade dinâmica turbulenta, utilizando um limitador descrito como

$$\mu_t = \frac{\rho a_1 k}{\max(a_1 \omega, \Omega F_2)}, \quad (28)$$

onde

$$F_2 = \tanh(\arg_2^2), \quad (29)$$

$$\arg_2 = \max\left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega}\right), \quad (30)$$

$$\Omega = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}, \quad (31)$$

Dado que S_{ij} representa o tensor da taxa de deformação.

2.7 Simulação de Grandes Escalas

O método LES (Large-Eddy Simulation), sugerido por Smagorinsky (1963), tem, como principal característica, a aplicação da operação de filtragem espacial das variáveis das equações de momentum, decompondo-as em uma parte resolvida e uma parte modelada, conforme podemos observar a seguir:

$$\bar{\phi}(x, t) \equiv \int_v G(x, x', \Delta) \phi(x', t) dx', \quad (32)$$

cujas variáveis são descritas como:

$\bar{\phi}$: Componente resolvida da variável filtrada;

G : Função Filtro;

ϕ : Variável filtrada;

Δ : Comprimento característico de corte do filtro.

No caso do software utilizado, temos que a função filtro é denominada de *Box Filter*, descrita como

$$G(x, x', \Delta) = \begin{cases} 1/V, x' \in v \\ 0, \text{demais casos} \end{cases}, \quad (33)$$

e

$$\Delta = V^{1/3}. \quad (34)$$

Assim, empregando a função filtro descrita na equação (36), podemos reescrever a equação (35) da seguinte maneira:

$$\bar{\phi}(x, t) \equiv \frac{1}{V^3} \int_v \phi(x', t) dx', \quad (35)$$

em que V consiste no volume de cada elemento computacional usado para discretizar o domínio. Aplicando o operador na equação da continuidade e nas equações de Navier-Stokes, temos:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{u}_i)}{\partial x_i} = 0, \quad (36)$$

$$\frac{\partial(\rho \bar{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right] - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}, \quad (37)$$

em que:

$\bar{u}$: Campo de Velocidade Filtrado;

$\bar{p}$: Campo de Pressão Filtrado;

δ_{ij} : Delta de Kronecker;

τ_{ij} : Tensor de Tensões de Escala de Submalha;

μ : Viscosidade Dinâmica do Fluido.

Assim, o tensor de tensões de escala de submalha é descrito como

$$\tau_{ij} = \rho \bar{u}_i \bar{u}_j - \rho \bar{u}_i \bar{u}_j. \quad (38)$$

Entretanto, este termo necessita ser modelado.

Assumindo a decomposição do tensor de escala de submalha entre a parte filtrada e a parte residual do primeiro termo do lado direito da equação (31), segundo Shaanan, Fergizer e Reynolds (1975), temos:

$$\overline{u_i u_j} = \overline{\bar{u}_i \bar{u}_j} + \overline{u'_i \bar{u}_j} + \overline{\bar{u}_i u'_j} + \overline{u'_i u'_j}. \quad (39)$$

Logo, temos que:

$$\overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j = \underbrace{\overline{\bar{u}_i \bar{u}_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j}_{L_{ij}} + \underbrace{\overline{u'_i \bar{u}_j} + \overline{\bar{u}_i u'_j}}_{C_{ij}} + \underbrace{\overline{u'_i u'_j}}_{R_{ij}}, \quad (40)$$

em que:

L_{ij} : Tensor de Leonard;

C_{ij} : Tensor Cruzado;

R_{ij} : Tensor de Submalha de Reynolds.

Segundo Silveira Neto et al. (1993), os efeitos difusivos dos tensores de Leonard e Cruzado apresentam valores desprezíveis se comparados ao valor do tensor de submalha de Reynolds.

Dessa maneira, são apresentados, a seguir, os modelos mais comuns empregados para a modelagem do tensor de submalha.

Modelo de Smagorinsky-Lilly

O modelo de Smagorinsky-Lilly, inicialmente apresentado por Smagorinsky (1963) propõe uma relação linear entre o tensor de tensões de escala de submalha e o tensor da taxa de deformação filtrada, conforme descrito:

$$\tau_{ij} = -2\mu_{SGS}\bar{S}_{ij} + \frac{1}{3}\tau_{ii}\delta_{ij}, \quad (41)$$

em que:

μ_{SGS} : Viscosidade dinâmica de escala de submalha;

$\bar{S}_{ij}$: Tensor de taxa de deformação filtrado;

δ_{ij} : Delta de Kronecker;

sendo que

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right), \quad (42)$$

Segundo o modelo de Smagorinsky-Lilly, é proposto que a viscosidade cinemática de escala de submalha seja baseada no modelo de comprimento de mistura de Prandtl, ou seja, pode ser descrita por escalas de comprimento e de velocidade. Assim, temos:

$$\mu_{SGS} = \rho(C_s \Delta)^2 |\bar{S}|, \quad (43)$$

em que:

C_s : Coeficiente de Smagorinsky;

Δ : Comprimento Característico de corte do filtro;

$|\bar{S}|$: Magnitude da taxa de cisalhamento;

de forma que

$$|\bar{S}| = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}, \quad (44)$$

e, segundo Pope (2000),

$$C_s \cong 0,17 \quad (45)$$

como valor ótimo a ser utilizado em simulações cuja turbulência pode ser considerada isotrópica.

Contudo, próximo à parede, foi observado que o valor citado acima para a constante de Smagorinsky deveria ser reduzido consideravelmente, de forma a reduzir a viscosidade de submalha próximo à parede. Desse modo, foi introduzido o fator de amortecimento de Van Driest, expressado por:

$$C_s = C_{s0} \left(1 - e^{-\left(y^+/A^+\right)} \right)^2, \quad (46)$$

em que:

C_s : Coeficiente de Smagorinsky Amortecido;

C_{s0} : Coeficiente de Smagorinsky adotado longe da parede;

y^+ : Distância adimensional da parede;

A^+ : Constante tomada como, aproximadamente, a 25.

Porém, o fator de amortecimento pode induzir instabilidades no escoamento afastado da parede, uma vez que a transição do comportamento da constante de Smagorinsky, em diversos casos, não é suave. Assim, pode-se aplicar o modelo dinâmico de Germano, descrito a seguir.

Modelo Dinâmico de Germano

O modelo dinâmico, inicialmente proposto por Germano et al. (1991) e posteriormente modificado por Lilly (1992), calcula o coeficiente do modelo de submalha relacionando-se dois filtros diferentes. Assim, o coeficiente do modelo é alterado automaticamente segundo o escoamento em estudo.

Os filtros utilizados no modelo dinâmico são:

- Filtro de malha $\bar{G}$, previamente descrito;
- Filtro de teste $\tilde{G}$, cujo comprimento característico é admitido ser maior que o comprimento característico do filtro de malha;

Assumindo que:

$$\tilde{\tilde{G}} \equiv \tilde{G} \bar{G}, \quad (47)$$

e, aplicando a dupla filtragem nas equações de Navier-Stokes, temos:

$$\frac{\partial(\rho \tilde{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \tilde{u}_i \tilde{u}_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right] - \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j}. \quad (48)$$

Assim, analogamente ao tensor de tensões de escala submalha τ_{ij} , é definido o tensor de tensões de escala de “subteste” (*subtest-scale stress*):

$$T_{ij} \equiv \widetilde{\tilde{u}_i \tilde{u}_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j. \quad (49)$$

Assim, temos:

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} = -2 \rho (C_d \Delta)^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij}, \quad (50)$$

$$T_{ij} - \frac{1}{3} T_{kk} \delta_{ij} = -2 \rho (C_d \tilde{\Delta})^2 |\tilde{S}| \tilde{S}_{ij}. \quad (51)$$

Definindo a identidade de Germano como:

$$L_{ij}^a = L_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} L_{kk}, \quad (52)$$

e

$$L_{ij}^a = 2C_d M_{ij} \quad (53)$$

sendo

$$M_{ij} = \tilde{\Delta}^2 |\tilde{S}| \tilde{S}_{ij} - \Delta^2 |\widetilde{S}| \widetilde{S}_{ij}. \quad (54)$$

Dessa maneira, definindo Q como:

$$Q = (L_{ij}^a - 2C_d M_{ij})^2, \quad (55)$$

e aplicando a abordagem dos mínimos quadrados, dado que:

$$\frac{\partial Q}{\partial C_d} = 0, \quad (56)$$

temos:

$$C_d = \frac{1}{2} \frac{L_{ij}^a M_{ij}}{M_{ij} M_{ij}}. \quad (57)$$

Dessa forma, temos que o coeficiente de proporcionalidade varia segundo o comportamento do escoamento. Assim, o coeficiente é corrigido automaticamente em regiões próximas a parede.

2.8 Simulação de Escalas Adaptativas

Devido a deficiências do modelo URANS quanto à previsão do espectro de frequência de turbulência em escoamentos (MENTER; EGOROV, 2010), foi desenvolvido o modelo SAS-SST (*Scale-Adaptive Simulation – Shear Stress Transport*), descrito em Menter e Egorov (2010). Dessa maneira, o modelo SAS-SST caracteriza-se como uma variante do modelo URANS-SST, porém foi introduzido na equação de transporte de dissipação turbulenta específica do modelo um termo fonte, Porém, foi introduzido na equação de transporte de dissipação turbulenta específica do modelo um termo fonte, baseado em uma reformulação do modelo $k-\sqrt{k}$ de Rotta (ROTTA, 1972), como mostrado na equação (61):

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j k)}{\partial x_j} = P_k - \rho C_\mu k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right], \quad (58)$$

em que

$$P_k = \mu_t S^2 \quad (59)$$

é o termo correspondente à produção de turbulência.

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j \omega)}{\partial x_j} &= \alpha \frac{\omega}{k} P_k - \rho \beta \omega^2 + Q_{SAS} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \\ &+ (1 - F_1) \frac{2\rho}{\sigma_{\omega 2}} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial k}{\partial x_j}, \end{aligned} \quad (60)$$

sendo o termo fonte, segundo Menter, Egorov e Rusch (2006), descrito como:

$$Q_{SAS} = \max \left[\rho \zeta_2 k S^2 \left(\frac{L}{L_{vk}} \right)^2 - c \frac{2\rho k}{\sigma_\phi} \max \left(\frac{1}{\omega^2} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, \frac{1}{k^2} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right), 0 \right], \quad (61)$$

em que:

$$\begin{cases} \zeta_2 = 3,51 \\ \sigma_\phi = 2/3 \\ c = 2 \end{cases} \quad (62)$$

Podemos observar que o termo fonte introduz o comprimento característico de Von Kármán, definido como:

$$L_{vk} = \frac{\kappa S}{|U''|} \quad (63)$$

dado que

$$S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad (64)$$

e

$$\kappa = 0,41. \quad (65)$$

O comprimento de escala de Von Kármán confere ao termo fonte a capacidade de prever um espectro maior de estruturas turbulentas. Assim, caso o termo fonte apresente valores maiores que zero, o valor da viscosidade turbulenta é reduzido, proporcionando que estruturas turbulentas possam ser previstas. Entretanto, o modelo costuma apresentar uma dissipação turbulenta insuficiente conforme podemos observar em resultados numéricos (EGOROV; MENTER, 2008) para altas frequências de turbulência. Assim, posteriormente, foi introduzido um limitador no comprimento característico de Von Kármán, dado por (ANSYS, 2009):

$$L_{vk} = \max\left(\frac{\kappa S}{|U''|}, C_s \sqrt{\frac{\kappa \zeta_2}{(\beta/C_\mu) - \alpha}} \Delta\right) \quad (66)$$

em que:

$$\Delta = V^{1/3}. \quad (67)$$

Este limitador tem o propósito de atenuar a dissipação nas menores escalas turbulentas resolvidas. Assim, foi adotando o modelo de viscosidade turbulenta de Smagorinsky LES, dado por

$$\mu_t^{LES} = \rho(C_s \Delta)^2 S, \quad (68)$$

como modelo de comparação, de forma que o limitador impeça que a viscosidade turbulenta do escoamento, utilizando o modelo SAS, seja inferior à viscosidade turbulenta do que poderia ocorrer caso fosse feita uma simulação utilizando o modelo Smagorinsky LES.

Para o cálculo da viscosidade turbulenta do modelo SAS, foi assumido o equilíbrio entre a produção e dissipação da energia cinética turbulenta, podemos assumir a equação da viscosidade turbulenta de equilíbrio, ou viscosidade turbulenta equivalente, como (ANSYS, 2009):

$$\mu_t^{eq} = \rho \left(\sqrt{((\beta/C_\mu) - \alpha)/(\kappa \zeta_2)} L_{vk} \right)^2 S. \quad (69)$$

Logo, temos que:

$$\mu_t^{eq} \geq \mu_t^{LES}. \quad (70)$$

Entretanto, o software comercial ANSYS CFX disponibiliza outra ferramenta para limitar o valor da viscosidade turbulenta aplicada ao modelo, adotando o máximo valor de viscosidade turbulenta do modelo SAS ($\mu_t^{SAS} = \mu_t^{eq}$ – entretanto desconsiderando o limitador para o comprimento característico de Von Kármán) e do modelo LES-WALE.

$$\mu_t = \max(\mu_t^{SAS}, \mu_t^{LES}). \quad (71)$$

Os métodos numéricos e modelos de turbulência empregados neste trabalho foram descritos acima. Para realizar as simulações CFD, será utilizado o software comercial ANSYS-CFX, o qual apresenta uma ampla biblioteca com diferentes métodos já implementados. Dessa maneira, serão realizados estudos e validações de metodologias de descrições de problemas envolvendo diferentes regiões de uma câmara de combustão, descritos no próximo capítulo.

3 Metodologia

Uma vez apresentados os fenômenos físicos e as hipóteses adotadas para modelagem de escoamentos turbulentos, serão apresentados, a seguir, os métodos matemáticos e computacionais para a solução das equações de dinâmica dos fluidos.

3.1 Equações Governantes

Estudos envolvendo dinâmica dos fluidos computacional são baseados nos conceitos de conservação de massa, conservação de quantidade de movimento e conservação de energia. A cada um destes conceitos pode ser atribuída uma equação governante, as quais descrevem o comportamento do escoamento em uma determinada situação.

Para o caso do conceito de conservação de massa, pode ser atribuída a equação da continuidade, descrita em sua forma integral (ANSYS, 2009) na equação (72),

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dV}_{\text{Termo Transiente}} + \underbrace{\int_S \rho u_j dn_j}_{\text{Termo Convectivo}} = 0. \quad (72)$$

Assim, pode-se assumir que a vazão mássica resultante saindo de um volume de controle através das superfícies de controle (termo convectivo) é igual ao balanço mássico decrescente dentro do mesmo volume de controle (termo transiente) (ANDERSON, 1995).

Para o caso do conceito de conservação de quantidade de movimento, pode ser atribuída a equação de Navier-Stokes, descrita em sua forma integral na equação (73),

$$\begin{aligned} & \underbrace{\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho u_i dV}_{\text{Termo Transiente}} + \underbrace{\int_S \rho u_i u_j dn_j}_{\text{Termo Convectivo}} \\ &= \underbrace{- \int_S P dn_j}_{\text{Termo de Pressão}} + \underbrace{\int_S \mu_{eff} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) dn_j}_{\text{Termo Difusivo}} + \underbrace{\int_V \rho f_i dV}_{\text{Termo F. de Campo}} \end{aligned} \quad (73)$$

Assim, pode-se assumir que a aceleração de uma porção do escoamento (soma dos termos transiente e convectivo) é igual à combinação dos efeitos das forças de contato relacionadas à pressão (termo de pressão) e às tensões viscosas (termo difusivo) com os efeitos das forças de campo (termo forças de campo).

Por último, existe o conceito de conservação de energia. Contudo tal conceito não será retratado neste trabalho.

3.2 Discretização dos Termos das Equações Governantes

Uma vez definidos os termos das equações governantes, é necessário definir estratégias de resolver numericamente estes termos. Desse modo, é introduzido o conceito de discretização dos termos, o qual divide o tempo ou espaço em porções discretas. Assim, podemos assumir que existem dois tipos de discretização: temporal e espacial.

A discretização temporal consiste em adotar pequenos períodos de tempo, denominados de passos no tempo (Δt), como base para o cálculo dos termos transientes, referente às forças inerciais do escoamento, das equações governantes. O programa ANSYS-CFX, a discretização dos termos transientes emprega os seguintes esquemas numéricos (ANSYS, 2009).

Esquema *Backward Euler* de Primeira Ordem

Método de primeira ordem, implícito e robusto. Porém, pode ocorrer a difusão de gradientes temporais abruptos, originados por erros de discretização. Como exemplo, dada a variável de velocidade u_i , podemos descrever numericamente o termo como:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho u_i dV \approx \frac{V}{\Delta t} (\rho u_i - \rho^0 u_i^0), \quad (74)$$

em que o sobrescrito “0” está relacionado às propriedades referentes ao passo de tempo anterior.

Esquema *Backward Euler* de Segunda Ordem

Método de segunda ordem, robusto e implícito. No entanto, oscilações não-físicas podem ser originadas. Seguindo o mesmo exemplo acima, podemos descrever numericamente o termo como:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho u_i dV \approx \frac{V}{\Delta t} \left(\frac{3}{2} \rho u_i - 2 \rho^0 u_i^0 + \frac{1}{2} \rho^{00} u_i^{00} \right). \quad (75)$$

A discretização espacial consiste na implementação de uma malha computacional, seguindo alguns critérios de dimensionamento, na qual o domínio computacional é dividido em porções menores, denominadas de elementos de malha, nos quais as propriedades do escoamento interagem entre si.

Para análise de dinâmica dos fluidos computacional envolvendo estudos aerotermodinâmicos de câmaras de combustão, o método dos volumes finitos é o mais empregado, uma vez que descreve o domínio computacional como um volume de controle e o divide em diversos volumes de controle menores, segundo critérios utilizados pelo usuário ou determinados por programas especializados. Dessa maneira, as leis de conservação são aplicadas a estes volumes de controle e as superfícies que definem estes volumes. A seguir, deve-se definir onde são atribuídas as variáveis ou propriedades do escoamento. Caso sejam definidas dentro dos elementos, mais especificamente no centro dos volumes, temos um conjunto de volumes finitos centrados nas células (*cell-centered finite volume*). No entanto, quando são definidas nos vértices dos elementos, temos um conjunto de volumes finitos centrados nos vértices (*cell-centered finite volume*) (HIRSCH, 1992, p. 244).

O termo difusivo é determinado através de funções de forma N , as quais determinam as derivadas espaciais. Essas funções variam de acordo com o formato de cada elemento (ou volume de controle). De acordo com Ansys (2009), tomando como exemplo o elemento tetraédrico (fig. 18), temos que a função de forma é dada como

Figura 18 - Ilustração de um elemento tetraédrico.

de forma que

$$\begin{cases} N_1(s, t, u) = 1 - s - t - u \\ N_2(s, t, u) = s \\ N_3(s, t, u) = t \\ N_4(s, t, u) = u \end{cases} \quad (76)$$

Assim, uma variável aleatória ϕ pode ser descrita do seguinte modo:

$$\phi = \sum_{i=1}^{N_{nó}} N_i \phi_i, \quad (77)$$

dado que

$$\sum_{i=1}^{N_{nó}} N_i = 1. \quad (78)$$

Termo Difusivo

Uma vez descrita a função de forma, podemos determinar o termo difusivo utilizando a equação (ANSYS, 2009)

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_{ip} = \sum \left(\frac{\partial N_n}{\partial x} \right)_{ip} \phi_n. \quad (79)$$

em que o subscrito “ip” refere-se ao ponto de discretização das integrais de superfície, localizado no centro de superfície e o subscrito “n” refere-se aos nós dos elementos.

Dessa maneira, as derivadas são baseadas no sistema de coordenadas cartesiano podem ser calculadas a partir das derivadas locais do elemento, utilizando uma transformação jacobiana (ANSYS, 2009)

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial N}{\partial x} \\ \frac{\partial N}{\partial y} \\ \frac{\partial N}{\partial z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial x}{\partial s} & \frac{\partial y}{\partial s} & \frac{\partial z}{\partial s} \\ \frac{\partial x}{\partial t} & \frac{\partial y}{\partial t} & \frac{\partial z}{\partial t} \\ \frac{\partial x}{\partial u} & \frac{\partial y}{\partial u} & \frac{\partial z}{\partial u} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} \frac{\partial N}{\partial s} \\ \frac{\partial N}{\partial t} \\ \frac{\partial N}{\partial u} \end{bmatrix} \quad (80)$$

Termo Convectivo

Com relação aos termos convectivos, estes podem ser descritos da seguinte forma (ANSYS, 2009):

$$\phi_{ip} = \phi_{up} + \beta \nabla \phi \cdot \Delta \vec{r}, \quad (81)$$

onde

ϕ_{up} : Valor do nó (upwind)

$\nabla \phi$: Média dos gradientes nodais adjascentes

$\vec{r}$: Vetor posição do nó (upwind) ao ponto de interesse

β : Fator de Correção

Assim, podemos citar os métodos numéricos dos termos convectivos como:

Esquema de Diferenciação *Upwind* de Primeira Ordem

Termo de primeira ordem, em que o fator de correção (β) é igual a zero.

Esquema Central de Diferenciação Central

Termo de segunda ordem, em que o valor nodal é determinado por funções de forma trilineares. No caso, atribui-se, ao fator de correção, um valor igual a 1 (ANSYS, 2009). Este método permite a ocorrência de possíveis oscilações numéricas, porém emprega termos artificiais de dissipação para o amortecimento das perturbações (HIRSCH, 1990, p. 517).

Esquema de Alta Resolução

Algoritmos *upwind* de segunda ordem normalmente não conseguem evitar o aparecimento de oscilações em torno de descontinuidades. Assim, esquemas *upwind* de alta resolução (*High Resolution Upwind Schemes*) atuam na fonte das oscilações, prevenindo que estas ocorram (HIRSCH, 1990, p. 517). Logo, no programa ANSYS CFX, o modelo

determina o fator de correção utilizando princípios delimitantes, apresentados por Barth e Jespersen (1989).

Termo Gradiente de Pressão

Com relação à determinação do termo referente à pressão nos pontos de integração das superfícies, este pode ser determinado utilizando a função de forma determinada pelo tipo de elemento empregado. Assim, a determinação da pressão nos pontos de integração das superfícies de controle consiste em avaliar a equação (ANSYS, 2009)

$$P_{ip} = \sum_n N_n(s_{ip}, t_{ip}, u_{ip}) P_n \quad (82)$$

Uma vez definidas as equações discretas, um sistema linear pode ser descrito como (ANSYS, 2009)

$$[A][\emptyset] = [b]. \quad (83)$$

onde

A: Matriz dos Coeficientes

$\emptyset$: Vetor Solução

b: Vetor contendo os valores constantes

O programa ANSYS-CFX utiliza a técnica de fatorização *Incomplete Lower-Upper* (ILU) para a solução do sistema. Assim, o sistema é resolvido iterativamente (ANSYS, 2009), conforme descrito

$$r^n = b - A\emptyset^n \quad (84)$$

$$A'\emptyset' = r^n \quad (85)$$

$$\emptyset^{n+1} = \emptyset^n + \emptyset' \quad (86)$$

em que

r^n : Vetor Residual

ϕ' : Vetor de Correção

ϕ^n : Vetor Solução Aproximada

ϕ^{n+1} : Vetor Solução Corrigida

Entretanto, tal método apresenta algumas deficiências quanto ao número de elementos empregados ou a razão de aspecto dos elementos de malha, apresentando uma acentuada queda de desempenho. Para melhorar o desempenho da solução, é utilizado o método *Algebraic Multigrid Addictive Correction* (HUTCHINSON; RAITHBY, 1986). Este método realiza as primeiras iterações numéricas na malha atual (mais refinada) e, as posteriores iterações, são realizadas em malhas virtuais progressivamente menos refinadas, mantendo os requisitos de conservação. Isto se deve ao fato de que, em grande parte dos casos de dinâmica dos fluidos computacional, erros atribuídos às características de alta frequência do escoamento costumam apresentar uma redução muito mais acentuada que erros atribuídos às características de baixa frequência do escoamento. Dessa maneira, a velocidade de convergência global é acelerada ao ser resolvido o sistema de equações para malhas virtualmente menos refinadas (amortecimento para frequências mais baixas) (ANDERSON, 1995, p. 510).

4 Estudos de Caso

4.1 Introdução

Os estudos de casos empregados neste trabalho foram selecionados de forma que as características de seus escoamentos se assemelhassem às equivalentes regiões de uma câmara de combustão. Assim, foram escolhidas duas regiões de interesse de um combustor:

- Escoamento através de um difusor;
- Escoamento através de um turbilhonador (swirler);

A seleção destas regiões tem como principal característica a sua influência no processo de combustão. O difusor apresenta, como característica principal, a recuperação de pressão estática, necessária para a combustão. Entretanto, é de interesse para o estudo, a expansão livre e consequente perda de pressão e formação de recirculações, ocasionada pela súbita descontinuidade geométrica do difusor.

O turbilhonador induz, ao escoamento, uma região de recirculação, quando atendidas determinadas condições, o que ocasiona em um mecanismo de ancoragem de chama. Desta maneira, é de grande importância a representação dos perfis de velocidade ao longo da região do estudo. A seguir, serão apresentados, com mais detalhes, os casos escolhidos.

4.2 Escoamento sobre um Degrau

4.2.1 Introdução

O estudo do Caso de Escoamento sobre um Degrau foi escolhido para análise do modelo SAS em comparação com o modelo URANS e o modelo LES por alguns motivos:

- Apresenta uma geometria simples de ser construída e discretizada, ideal para estudos preliminares;
- As características do escoamento sobre um degrau apresentam diversas similaridades com relação ao escoamento em Câmaras de Combustão, como, por exemplo, a presença de regiões com recirculação e cisalhamento-livre;
- Caso amplamente estudado (experimentalmente e numericamente) e discutido, o que facilita a interpretação e discussão dos resultados obtidos.

Assim, foi selecionado o experimento desenvolvido por Driver e Jovic (1994), o qual consiste em analisar um escoamento turbulento em um canal contendo um degrau de tamanho conhecido para um número de Reynolds (baseado no tamanho do degrau) de $Re_h = 5000$.

4.2.2 Geometria

A geometria do problema é ilustrada abaixo.

Figura 19 - Ilustração do problema proposto por Jovic e Driver (1994).

Fonte: Spode (2006).

Tabela 2 - Dimensões dos principais parâmetros geométricos do estudo de escoamento sobre um Degrau.

h	9,8 mm
H	6h
W	4h
L	20h
Xi	3h

Fonte: Jovic e Driver (1994).

Segundo Sagaut (2002), o tamanho da largura do domínio, W , e o respectivo refinamento da malha nesta direção influenciam os resultados, uma vez que este parâmetro afeta o desenvolvimento da camada de mistura. O intervalo de tamanho mínimo deste parâmetro está em torno de 4 a 6 vezes o tamanho do degrau.

4.2.3 Discretização

A discretização espacial utilizada para a análise RANS e SAS, conforme mostrada na fig. 20, empregou um número, aproximado, de 1,3 milhões de elementos. Este valor foi determinado através de um estudo de convergência de malha, comparando os resultados das simulações RANS empregando as malhas ilustradas nas fig. 20 e 21. Na tabela 3, temos o número de elementos utilizados em cada direção do domínio.

Tabela 3 - Discretização do Domínio da Região do Degrau para análise RANS e SAS.

	Altura	Largura	Comprimento
Abaixo do Degrau	45	45	243
Acima do Degrau	55	45	280

Fonte: Do autor.

Figura 20 - Ilustração da malha computacional utilizada para análise RANS e SAS.

Fonte: Do autor.

A malha utilizada na análise LES, ilustrada nas figs. 21 e 22, exigiu uma atenção especial, pois a noção de independência de malha para LES é, na verdade, uma DNS (GAITONDE, 2008). Os requisitos de malha de LES, para escoamentos parietais, exigem que os parâmetros adimensionais de tamanho dos primeiros elementos adjacentes à parede, para uma adequada resolução de malha, sejam:

$$\begin{cases} \Delta x^+ \leq 40 \\ \Delta y^+ \approx 1 \\ \Delta z^+ \leq 20 \end{cases} \quad (80)$$

em que

$$\Delta x^+ = \frac{\Delta x}{\nu} \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}, \quad (81)$$

$$\Delta y^+ = \frac{\Delta y}{\nu} \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}, \quad (82)$$

$$\Delta z^+ = \frac{\Delta z}{\nu} \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}, \quad (83)$$

dado que τ_w representa a tensão parietal de cisalhamento.

Um requisito de malha comumente aceito para escoamentos cisalhantes livres foi sugerido em Pope (2004), no qual ao menos 80% da energia cinética turbulenta deve ser resolvida. Entretanto, os parâmetros para a geração de uma malha computacional a partir da sugestão citada acima são de difícil previsão. Porém, segundo Addad et al. (2008) e Gaitonde (2008), a utilização das escalas de Taylor, para a definição da resolução de malha para cálculos LES, seria um parâmetro aconselhável. De acordo com Tennekes e Lumley (1972), as escalas de Taylor são definidas como:

$$\lambda = \sqrt{15 \frac{\nu}{\varepsilon}} \langle V' \rangle_{rms}. \quad (84)$$

Considerando a turbulência isotrópica, o termo acima pode ser reescrito como:

$$\lambda \approx \sqrt{10k \frac{\nu}{\varepsilon}}. \quad (85)$$

Dessa maneira, um adequado comprimento de escala de corte para LES deve ser, localmente, menor que o comprimento de escala de Taylor. Assim, foi possível, com auxílio de várias simulações RANS, uma vez que este modelo apresentara resultados concordantes com os dados experimentais, modelar uma malha adequada, mostrada nas figs. 21 e 22, a qual atendeu ambos os requisitos de malha (para escoamentos parietais e de cisalhamento livre) para LES.

Figura 21 - Ilustração de malha para análise LES.

Fonte: Do autor.

Figura 22 - Ilustração de malha para análise LES, com detalhe na região do degrau.

Fonte: Do autor.

Desse modo, o tamanho de malha utilizado para a análise LES, um total de, aproximadamente, 6,2 milhões de elementos, é descrita na tabela 4, a qual contém o número de elementos utilizados em cada direção no domínio. Podemos observar, na fig. 22, que, próximo à parede, foi admitido um nível de refinamento maior, de forma a garantir a qualidade da malha necessária para uma adequada simulação do escoamento nesta região.

Tabela 4 - Discretização do domínio do degrau para análise LES.

	Altura	Largura	Compr.
Abaixo do Degrau	75	64	512
Acima do Degrau	98	64	592

Fonte: Do autor.

Além das malhas descritas para o domínio de interesse, onde está presente o degrau, foi empregado outro domínio, ilustrado nas figs. 24 a 29, com malha de igual refinamento, de forma a atenuar possíveis efeitos impostos na saída.

4.2.4 Condições de Contorno

Entrada

Para condição de contorno de entrada, foi introduzido um perfil de velocidade, fig. 23, (componentes u , v e w), extraído de Driver e Jovic (1994). Entretanto, não foi possível introduzir condições de turbulência na entrada.

Figura 23 – Perfil de velocidade na entrada do domínio para o caso Degrau.

Fonte: Driver e Jovic (1994).

A seguir, é ilustrada na figura 24, a região e que é aplicada o perfil de velocidade descrito acima.

Figura 24 - Ilustração da região de aplicação da condição de entrada.

Fonte: Do autor.

Saída

Em seguida, para condição de contorno de saída, foi adotada uma pressão estática média igual a pressão de referência (uma atmosfera), na região ilustrada pela fig. 25.

Figura 25 - Ilustração da região de aplicação da condição de saída.

Fonte: Do autor.

Parede

A condição de contorno de parede, conforme podemos ver na fig. 26, assumiu a condição de não-escorregamento no domínio de interesse (com a presença do degrau) e a condição de livre escorregamento no domínio acoplado ao domínio de interesse.

Figura 26 - Ilustração da região da condição de parede.

Fonte: Do autor.

Simetria

O canal da região do degrau, como pode ser visto no experimento de exposto em Driver e Jovic (1994), foi dividido ao meio e um plano de simetria, fig. 27, foi adotado, de forma a reduzir o custo computacional da simulação.

Figura 27 - Ilustração da região da condição de contorno de simetria.

Fonte: Do autor.

Periodicidade

Nas laterais dos domínios, foi adotada uma condição de periodicidade, conforme ilustrada na fig. 28. Essa condição de contorno garante as mesmas condições do escoamento em ambas as laterais.

Figura 28 - Ilustração da região da condição de contorno de periodicidade translacional.

Fonte: Do autor.

Interface

Por último, foi considerada uma interface nos domínios, conforme ilustrada na fig. 29.

Figura 29 - Ilustração da região de interface.

Fonte: Do autor.

4.2.5 Métodos Numéricos

Simulações em Regime Permanente

A análise RANS empregou, como fluido, ar ideal, aplicando condições isotérmicas (20 °C) e compressíveis. Para os esquemas de advecção e numérico de turbulência, foi selecionada a opção Alta Resolução. Como critério de convergência, foi escolhida uma meta de valor residual RMS de 1×10^{-7} .

Simulações em Regime Transiente

Além das considerações adotadas na simulação em regime permanente, um passo no tempo de 2×10^{-5} s foi adotado, admitindo-se um valor próximo à sexagésima parte da razão entre a altura do degrau (9,8 mm) e a velocidade média do escoamento livre (7,72 m/s). Para a análise SAS, os esquemas de advecção, transiente e numérico de turbulência escolhidos foram, respectivamente, Alta Resolução, *Backward Euler* de Segunda Ordem e Alta Resolução, adotando uma meta de valor residual RMS de 1×10^{-6} para a convergência dos subpassos. Para a análise LES, as opções de esquemas de advecção e transiente escolhidos

foram, respectivamente, Diferenciação Central e *Backward Euler* de Segunda Ordem, adotando uma meta de convergência residual RMS de 1×10^{-5} para os passos. Após um longo tempo de simulação, até que estruturas transientes iniciais desaparecessem, foi iniciada a amostragem estatística dos dados. O tempo total de amostragem para ambos os casos foi de 0,1s, o que equivale a quatro vezes o tempo médio necessário para o escoamento atravessar o domínio de interesse (degrau).

4.2.6 Resultados e Discussão

Método de Pós-Processamento

O método de pós-processamento utiliza, para amostragem de resultados, cinco linhas verticais, baseadas no experimento de Driver e Jovic (1994), e uma linha horizontal, descritas na tabela 5, como ilustrado na figura 30:

Figura 30 - Linhas traçadas no pós-processamento.

Fonte: Do autor.

Tabela 5 - Descrição de linhas traçadas para pós-processamento.

Linhas Verticais	Estação 1	Distância Axial Normalizada $x/h = 4$
	Estação 2	Distância Axial Normalizada $x/h = 6$
	Estação 3	Distância Axial Normalizada $x/h = 10$
	Estação 4	Distância Axial Normalizada $x/h = 15$
	Estação 5	Distância Axial Normalizada $x/h = 19$
Linhas Horizontais	Estação 6	$y/h = 0$ e $z = 0$

Fonte: Do autor.

No caso da análise RANS, foram tomados os dados das estações indicadas na figura, posicionadas na região central do domínio ($z=0$). Para o caso das análises SAS e LES, foram realizados um tratamento estatístico espacial na direção transversal.

Qualidade de Dados LES

Existe uma forma de análise de qualidade de dados da análise LES que consiste em verificar se a transferência da energia cinética turbulenta obedece uma tendência de $-5/3$ entre a função do espectro de energia cinética turbulenta e o número de onda, ou frequência, dentro da sub-faixa inercial do espectro de energia, conforme exposta na seção 4.6. Assim, foram posicionados 6 pontos ao longo do domínio, conforme mostrado na figura 31:

Figura 31 - Pontos posicionados ao longo do domínio para análise espectral da energia cinética turbulenta.

Fonte: Do autor.

Assim, os pontos foram posicionados em função da altura do degrau, descritos na tabela 6:

Tabela 6 - Descrição das posições dos pontos no domínio.

Ponto	Posição Vertical (a partir da base)	Posição Longitudinal (a partir do degrau)
1	1h	1h
2	1h	4h
3	1h	6h
4	1h	10h
5	1h	15h
6	1h	19h

Fonte: Do autor.

Logo, podemos observar que os espectros de densidade de energia cinética turbulenta, no caso LES, segundo as figs. 32 a 37, obedecem a uma tendência de $-5/3$ na região sub-inercial do espectro de frequência, o que indica que a transferência de energia das escalas maiores para as escalas menores está de acordo com a teoria de Kolmogorov.

Figura 32 - Espectro da densidade de Energia Cinética Turbulenta em função da frequência no ponto 1, para o caso LES.

Fonte: Do autor.

Figura 33 - Espectro da densidade de Energia Cinética Turbulenta em função da frequência no ponto 2, para o caso LES.

Fonte: Do autor.

Figura 34 - Espectro da densidade de Energia Cinética Turbulenta em função da frequência no ponto 3, para o caso LES.

Fonte: Do autor.

Figura 35 - Espectro da densidade de Energia Cinética Turbulenta em função da frequência no ponto 4, para o caso LES.

Fonte: Do autor.

Figura 36 - Espectro da densidade de Energia Cinética Turbulenta em função da frequência no ponto 5, para o caso LES.

Fonte: Do autor.

Figura 37 - Espectro da densidade de Energia Cinética Turbulenta em função da frequência no ponto 6, para o caso LES.

Fonte: Do autor.

Analogamente, a mesma análise foi realizada para o caso SAS. Assim, os resultados obtidos, mostrados nas figs. 38 a 43, indicam que estes obedecem à tendência de -5/3 na região sub-inercial do espectro de frequência. Dessa maneira, a malha atende, ao menos localmente, a correta transferência de energia turbulenta, segundo a teoria de kolmogorov.

Figura 38 - Espectro da densidade de Energia Cinética Turbulenta em função da frequência no ponto 1, para o caso SAS.

Fonte: Do autor.

Figura 39 - Espectro da densidade de Energia Cinética Turbulenta em função da frequência no ponto 2, para o caso SAS.

Fonte: Do autor.

Figura 40 - Espectro da densidade de Energia Cinética Turbulenta em função da frequência no ponto 3, para o caso SAS.

Fonte: Do autor.

Figura 41 - Espectro da densidade de Energia Cinética Turbulenta em função da frequência no ponto 4, para o caso SAS.

Fonte: Do autor.

Figura 42 - Espectro da densidade de Energia Cinética Turbulenta em função da frequência no ponto 5, para o caso SAS.

Fonte: Do autor.

Figura 43 - Espectro da densidade de Energia Cinética Turbulenta em função da frequência no ponto 6, para o caso SAS.

Fonte: Do autor.

Perfis de Velocidade

Os dados dos perfis de velocidade normalizados foram extraídos das cinco estações verticais, segundo a tabela 5, serão mostrados a seguir. Os resultados DNS, extraídos de Le, Moin e Kim (1997), foram inseridos entre os resultados dos modelos testados, apenas para efeitos de comparação.

Figura 44 - Perfis de Velocidade Longitudinal Normalizada, na estação 1. SAS: Scale-Adaptive Simulation, EXP: Dados Experimentais, RANS: Reynolds-Averaged Navier-Stokes, DNS: Direct Numerical Simulation, LES: Large-Eddy Simulation.

Fonte: Do autor.

Figura 45 - Perfis de Velocidade Longitudinal Normalizada, na estação 2. SAS: Scale-Adaptive Simulation, EXP: Dados Experimentais, RANS: Reynolds-Averaged Navier-Stokes, DNS: Direct Numerical Simulation, LES: Large-Eddy Simulation.

Fonte: Do autor.

Figura 46 - Perfis de Velocidade Longitudinal Normalizada, na estação 3. SAS: Scale-Adaptive Simulation, EXP: Dados Experimentais, RANS: Reynolds-Averaged Navier-Stokes, DNS: Direct Numerical Simulation, LES: Large-Eddy Simulation.

Fonte: Do autor.

Na figura 43, não foi ilustrado o perfil de velocidade da análise DNS, pois o artigo de Le, Moin e Kim (1997) não o apresentou em seus resultados.

Figura 47 - Perfis de Velocidade Longitudinal Normalizada, na estação 4. SAS: Scale-Adaptive Simulation, EXP: Dados Experimentais, RANS: Reynolds-Averaged Navier-Stokes, DNS: Direct Numerical Simulation, LES: Large-Eddy Simulation.

Fonte: Do autor.

Figura 48 - Perfis de Velocidade Longitudinal Normalizada, na estação 5. SAS: Scale-Adaptive Simulation, EXP: Dados Experimentais, RANS: Reynolds-Averaged Navier-Stokes, DNS: Direct Numerical Simulation, LES: Large-Eddy Simulation.

Fonte: Do autor.

Como podem ser observados acima, os perfis de velocidade normalizados, figs. 44 a 48, resultantes da análise DNS (LE; KIM; MOIN, 1997), foram os dados mais concordantes com

os resultados experimentais. Os resultados apresentados do modelo RANS-SST também demonstraram uma concordância muito próxima dos resultados experimentais, especialmente na região acima do degrau, y/h maior que um, onde o comportamento do fluido é muito pouco influenciado pela camada de mistura e região de recirculação. Os resultados do modelo SAS-SST demonstraram uma razoável concordância apenas para a primeira linha vertical, ao passo que para as outras, os resultados apresentaram uma pobre concordância. Uma provável razão, apresentada em Davidson (2006), é que o modelo SAS-SST, para casos similares ao escoamento sobre um degrau, demonstra um comportamento indefinido entre os comportamentos característicos do modelo RANS-SST e LES, uma vez que a instabilidade introduzida no escoamento não foi intensa o suficiente para que a viscosidade turbulenta do caso SAS-SST atingisse um nível similar ao verificado no caso LES, conforme podemos observar em uma região após o degrau, ilustrada na fig. 49. Os resultados obtidos da análise LES mostraram uma concordância próxima os resultados experimentais e ao resultado DNS, entretanto apresenta alguns desvios nas estações 1, 2 e 3 provavelmente devido ao fato de não terem sido tomados dados amostrais temporais suficientes para a obtenção de resultados mais conclusivos do escoamento sobre degrau.

Figura 49 - Viscosidade turbulenta após o degrau para os casos RANS, SAS e LES.

Perfis de Coeficientes de Atrito e Pressão

Os perfis de coeficiente de atrito e pressão, figs. 50 e 51, ao longo da linha horizontal, mostraram que, novamente, os resultados DNS apresentaram os melhores resultados. Um fato interessante foi que os resultados obtidos dos modelos RANS-SST e SAS-SST foram coincidentes (é possível observar apenas os resultados do modelo RANS-SST), confirmando que, para regiões próximas à parede, os modelos apresentam o mesmo comportamento, provavelmente devido ao modelo de parede empregado. Os resultados LES apresentaram uma correlação mais próxima aos dados experimentais a partir da posição $x/h = 10$.

Figura 50 - Perfis de Coeficiente de Pressão na estação 6. SAS: Scale-Adaptive Simulation, EXP: Dados Experimentais, RANS: Reynolds-Averaged Navier-Stokes, DNS: Direct Numerical Simulation, LES: Large-Eddy Simulation.

Fonte: Do autor.

Figura 51 - Perfis de Coeficiente de Atrito na estação 6. SAS: Scale-Adaptive Simulation, EXP: Dados Experimentais, RANS: Reynolds-Averaged Navier-Stokes, DNS: Direct Numerical Simulation, LES: Large-Eddy Simulation.

Fonte: Do autor.

Perfis de Tensores de Reynolds

A seguir, são apresentados os resultados obtidos nas análises LES e SAS das componentes uu , uv e vv do tensor turbulento de Reynolds, respectivamente, cujos resultados são comparados com os dados da simulação DNS e os dados experimentais.

Figura 52 - Perfis de Tensores de Reynolds uu normalizados na estação 1. SAS: Scale-Adaptive Simulation, EXP: Dados Experimentais, DNS: Direct Numerical Simulation, LES: Large-Eddy Simulation.

Fonte: Do autor.

Figura 53 - Perfis de Tensores de Reynolds uu normalizados na estação 2. SAS: Scale-Adaptive Simulation, EXP: Dados Experimentais, DNS: Direct Numerical Simulation, LES: Large-Eddy Simulation.

Fonte: Do autor.

Figura 54 - Perfis de Tensores de Reynolds uu normalizados na estação 3. SAS: Scale-Adaptive Simulation, EXP: Dados Experimentais, DNS: Direct Numerical Simulation, LES: Large-Eddy Simulation.

Fonte: Do autor.

Figura 55 - Perfis de Tensores de Reynolds uu normalizados na estação 4. SAS: Scale-Adaptive Simulation, LES: Large-Eddy Simulation.

Fonte: Do autor.

Figura 56 - Perfis de Tensores de Reynolds uu normalizado na estação 5. SAS: Scale-Adaptive Simulation, EXP: Dados Experimentais, DNS: Direct Numerical Simulation, LES: Large-Eddy Simulation.

Fonte: Do autor.

De acordo com as figuras 52 a 56, podemos verificar que o modelo LES apresenta os resultados da componente uu do tensor de Reynolds mais próximos aos resultados encontrados experimentalmente e obtidos através do método DNS que os resultados encontrados pela análise empregando o modelo SAS. Isto indica que o método SAS, como exposto por Davidson (2006), pode estar apresentando uma mistura de comportamentos característicos do modelo RANS-SST e LES, o que pode ter ocasionado em uma dissipação acentuada da componente normal uu do tensor de Reynolds, devido ao caráter dissipativo do modelo RANS-SST.

Figura 57 - Perfis de Tensores de Reynolds uv normalizados na estação 1. SAS: Scale-Adaptive Simulation, EXP: Dados Experimentais, DNS: Direct Numerical Simulation, LES: Large-Eddy Simulation.

Fonte: Do autor.

Figura 58 - Perfis de Tensores de Reynolds uv normalizados na estação 2. SAS: Scale-Adaptive Simulation, EXP: Dados Experimentais, DNS: Direct Numerical Simulation, LES: Large-Eddy Simulation.

Fonte: Do autor.

Figura 59 - Perfis de Tensores de Reynolds uv normalizados na estação 3. SAS: Scale-Adaptive Simulation, EXP: Dados Experimentais, DNS: Direct Numerical Simulation, LES: Large-Eddy Simulation.

Fonte: Do autor.

Figura 60 - Perfis de Tensores de Reynolds uv normalizados na estação 4. SAS: Scale-Adaptive Simulation, LES: Large-Eddy Simulation.

Fonte: Do autor.

Figura 61 - Perfis de Tensores de Reynolds uv normalizados na estação 5. SAS: Scale-Adaptive Simulation, EXP: Dados Experimentais, DNS: Direct Numerical Simulation, LES: Large-Eddy Simulation.

Fonte: Do autor.

De acordo com as figuras 57 a 61, novamente podemos verificar que o modelo LES apresenta os resultados da componente uv do tensor de Reynolds mais próximos aos resultados encontrados experimentalmente e obtidos através do método DNS que os resultados encontrados pela análise empregando o modelo SAS. Podemos verificar que a intensidade da componente uv do tensor de Reynolds para o caso SAS, em todas as estações de medição, é praticamente nulo, fato que indica a dificuldade deste modelo em estimar corretamente os tensores de Reynolds para este caso.

Figura 62 - Perfis de Tensores de Reynolds vv normalizados na estação 1. SAS: Scale-Adaptive Simulation, EXP: Dados Experimentais, DNS: Direct Numerical Simulation, LES: Large-Eddy Simulation.

Fonte: Do autor.

Figura 63 - Perfis de Tensores de Reynolds vv normalizados na estação 2. SAS: Scale-Adaptive Simulation, EXP: Dados Experimentais, DNS: Direct Numerical Simulation, LES: Large-Eddy Simulation.

Fonte: Do autor.

Figura 64 - Perfis de Tensores de Reynolds vv normalizados na estação 3. SAS: Scale-Adaptive Simulation, EXP: Dados Experimentais, DNS: Direct Numerical Simulation, LES: Large-Eddy Simulation.

Fonte: Do autor.

Figura 65 - Perfis de Tensores de Reynolds vv normalizados na estação 4. SAS: Scale-Adaptive Simulation, LES: Large-Eddy Simulation.

Fonte: Do autor.

Figura 66 - Perfis de Tensores de Reynolds vv normalizados na estação 5. SAS: Scale-Adaptive Simulation, EXP: Dados Experimentais, DNS: Direct Numerical Simulation, LES: Large-Eddy Simulation.

Fonte: Do autor.

De acordo com as figuras 62 a 66, podemos verificar, novamente, que o modelo LES apresenta os resultados da componente normal vv do tensor de Reynolds mais próximos aos resultados encontrados experimentalmente e obtidos através do método DNS que os resultados encontrados pela análise empregando o modelo SAS-SST. Podemos observar que a componente normal vv do caso SAS-SST é por volta de uma ordem de grandeza menor que os valores obtidos nos demais casos, indicando que o método SAS-SST, como exposto por Davidson (2006), pode estar apresentando uma mistura de comportamentos característicos do modelo RANS-SST e LES, o que poderia induzir um amortecimento do nível de turbulência na direção vertical, devido ao caráter dissipativo do modelo RANS-SST.

Abaixo, na fig. 67, podemos observar a região em que o termo fonte Q_{sas} é calculado (contorno em vermelho) em uma região após o degrau. Podemos perceber que o comportamento típico de modelos SRS é pouco empregado neste caso, sendo apenas acionado em uma fina camada.

Figura 67 – Ilustração da região onde o termo fonte Q_{sas} é calculado, ilustrado pelo contorno em vermelho.

Fonte: Do autor.

Comprimento de Recolamento

Os comprimentos de recolamento, para os modelos SAS, RANS e LES, foram obtidos ao se atingir a posição longitudinal onde os cisalhamentos na parede atingiram valores iguais à zero. A seguir, são mostradas as linhas de corrente nas regiões de recirculação dos três casos, RANS (fig. 68), SAS (fig. 69) e LES (fig. 70), destacando a posição de velocidade longitudinal nula, indicada pela preta. O caso LES apresentou um padrão de linha de corrente diferente dos demais uma vez que possui um comportamento de escoamento tridimensional na região do recolamento, (figs. 72 e 74), diferentemente dos demais, os quais apresentam um comportamento bidimensional (figs. 71 e 73).

Figura 68 - Ilustração das linhas de corrente da zona de Recirculação, extraídas da análise RANS.

Fonte: Do autor.

Figura 69 - Ilustração das linhas de corrente da zona de Recirculação, extraídas da análise SAS.

Fonte: Do autor.

Figura 70 - Ilustração das linhas de corrente da zona de Recirculação, extraídas da análise LES.

Fonte: Do autor.

Figura 71 - Ilustração de uma iso-superfície para velocidade longitudinal igual a zero, extraída da análise SAS.

Fonte: Do autor.

Figura 72 - Ilustração de uma iso-superfície para velocidade longitudinal igual a zero, extraída da análise LES.

Fonte: Do autor.

Para a determinação do comprimento de recolamento, foi calculada a posição longitudinal, a partir do degrau, em que o coeficiente de atrito equivale à zero. Para os casos RANS-SST e SAS-SST, a posição de recolamento na direção transversal permaneceu praticamente inalterada, conforme podemos observar na fig. 73, devido ao comportamento bidimensional do escoamento para estes modelos. Entretanto, para a análise empregando o modelo LES, cujo caso apresenta uma variação da posição de recolamento ao longo da direção transversal, conforme podemos verificar na fig. 74, foi realizado um tratamento estatístico, na direção transversal, dos valores temporais médios de coeficiente de atrito, obtendo-se, assim, uma posição longitudinal média para coeficiente de atrito nulo.

Figura 73 - Ilustração do contorno do coeficiente de atrito a jusante do degrau, para a análise SAS.

Fonte: Do autor.

Figura 74 - Ilustração do contorno do coeficiente de atrito a jusante do degrau, para a análise LES.

Fonte: Do autor.

Assim, os resultados dos comprimentos de recolamento obtidos são apresentados na tabela 7:

Tabela 7 - Comprimento de recolamento para diferentes métodos.

	X_r/h
Experimental – Driver e Jovic (1994)	$6 \pm 0,15$
RANS	8,09
SAS	8,09
LES	7,74
DNS - Le, Moin e Kim (1997)	6,28

Fonte: Do autor.

Dessa maneira, podemos observar que os modelos RANS-SST e SAS-SST tendem a superestimar o tamanho das regiões de recolamento uma vez que, para ambos os casos, as flutuações de velocidade foram amortecidas pelo carácter dissipativo do modelo RANS. Em contrapartida, para o caso LES, o valor do comprimento de recolamento apresenta um valor relativamente maior, com relação ao resultado da análise DNS e ao dado experimental, possivelmente devido às condições impostas na entrada do domínio, nas quais não foram inseridas as flutuações de velocidade.

4.3 Escoamento através de um Turbilhonador

4.3.1 Introdução

Para o estudo de caso do turbilhonador, foi escolhido o trabalho de Cai, Jeng e Tacina (2005) de onde foram extraídos os dados geométricos e resultados experimentais.

Podemos observar o canal convergente-divergente (fig. 75), característico do conceito LDI (*Lean Direct Injection*) apresentado em Cai, Jeng e Tacina (2005), sendo que esta configuração geométrica vem sendo amplamente estudada, apresentando uma sólida base de dados.

Figura 75 - Ilustração da seção de ensaios de turbilhonadores exposta por Cai, Jeng e Tacina (2005).

Fonte: Cai, Jeng e Tacina (2005).

Como descrito anteriormente, o turbilhonador tem um papel fundamental na ancoragem de chama dentro de uma câmara de combustão devido à indução de uma região de recirculação através do fenômeno de quebra de vórtices. Assim, esta recirculação promove uma região com intensa troca térmica e convecção de espécies químicas. Dessa maneira, uma previsão do campo de velocidades, concordante com os dados experimentais, permite uma análise simplificada de como o escoamento irá se comportar no caso de escoamentos reativos (BEER; CHIGIER, 1972).

Assim, para o desenvolvimento desta etapa do trabalho, foram obtidos os dados experimentais das distribuições de velocidade ao longo das direções radial, tangencial e axial (CAI; JENG; TACINA, 2005), cujos resultados serão comparados com resultados obtidos numericamente, com os métodos SAS e URANS foram utilizados.

4.3.2 Geometria

Os dados geométricos que caracterizam o domínio utilizado nas análises foram extraídos do trabalho desenvolvido por Cai, Jeng e Tacina (2005). De posse destes dados, cujos principais parâmetros são apresentados na tabela 8, foi modelado o domínio (fig. 76), conforme podemos observar a seguir:

Figura 76 - Ilustração domínio modelado a partir dos dados geométricos expostos por Cai, Jeng e Tacina (2005).

Fonte: Do autor.

As principais medidas do domínio são expostas na tabela 8:

Tabela 8 - Principais dados geométricos do domínio do caso do turbilhonador.

Diâmetro Interno	22,5 mm
Diâmetro Externo	8,8 mm
Ângulo do canal convergente-divergente	45 graus
Comprimento da Seção de Análise	304,8 mm
Largura da Seção de Análise	50,8 mm
Altura da Seção de Análise	50,8 mm

Fonte: Do autor.

4.3.3 Discretização Espacial

Para as análises URANS e SAS, foi utilizada uma malha não-estruturada, contendo aproximadamente 3,8 milhões de elementos, conforme podemos observar na fig. 77:

Figura 77 - Ilustração da discretização do domínio do turbilhonador.

Fonte: Do autor.

A escolha desta malha teve, como base, os resultados numéricos obtidos em Dewanji et al. (2012).

4.3.4 Condições de Contorno

Entrada

Figura 78 - Ilustração da região de entrada do domínio do turbilhonador.

Fonte: Do autor.

Para a condição de entrada, segundo a ilustração na fig. 78, foi atribuída uma vazão mássica de 0,49 kg/min de ar (CAI; JENG; TACINA, 2005) e uma intensidade de nível de turbulência de 10%, conforme Dewanji et al. (2012).

Saída

Figura 79 - Ilustração da região de saída do domínio do turbilhonador.

Fonte: Do autor.

Para a condição de saída, ilustrada na fig. 79, foi adotada uma pressão estática média igual a zero.

Parede

Figura 80 - Ilustração da região de parede do canal de entrada do domínio do turbilhonador.

Fonte: Do autor.

Figura 81 - Ilustração da região de parede da câmara do domínio do turbilhonador.

Fonte: Do autor.

Nas regiões mostradas nas figuras 80 e 81, foi atribuída uma condição de parede sem escorregamento.

4.3.5 Métodos Numéricos

Foi utilizado, como fluido, ar ideal, aplicando condições isotérmicas (21°C). As opções dos métodos numéricos aplicados às simulações SAS e URANS para os esquemas de convecção, transiente e turbulência numérica foram, respectivamente, Alta Resolução, *Backward Euler* de Segunda Ordem e Alta Resolução. Como critério de convergência residual RMS, foi adotado o valor de 1×10^{-5} . Para o passo no tempo, foi escolhido o valor de 2×10^{-5} s, que equivale a, aproximadamente, quinquagésima parte da razão entre o diâmetro externo do swirler e a velocidade na entrada.

4.3.6 Resultados e Discussão

Método de Pós-Processamento e Análise de Convergência

O método de pós-processamento definiu, para amostragem de resultados, seis linhas transversais ou estações, pertencentes ao plano médio do canal Z-X, alinhadas com a direção X, como ilustrado na fig. 82. Nestas estações foram coletados os perfis de velocidade axial média (direção Z), de velocidade transversal horizontal média (direção X) e de velocidade transversal vertical (direção Y).

Figura 82 - Linhas traçadas para pós-processamento do caso do turbilhonador.

Fonte: Do autor.

Na tabela 9, são apresentadas as posições axiais (direção Z) de cada uma das estações ilustradas acima, a partir do início da região de análise (após o canal divergente do injetor).

Tabela 9 - Descrição de linhas traçadas para pós-processamento do caso turbilhonador.

Estação 1	Distância Axial $z = 5 \text{ mm}$
Estação 2	Distância Axial $z = 15 \text{ mm}$
Estação 3	Distância Axial $z = 29 \text{ mm}$
Estação 4	Distância Axial $z = 46 \text{ mm}$
Estação 5	Distância Axial $z = 76 \text{ mm}$
Estação 6	Distância Axial $z = 92 \text{ mm}$

Fonte: Do autor.

Para a análise dos resultados de ambos os casos numéricos, foram extraídos resultados médios em um período de tempo equivalente a 0,4 segundos. Este intervalo de tempo

corresponde, em média, a quatro vezes o tempo que uma porção de ar necessita para percorrer todo o domínio.

Linhas de Corrente e Regiões de Recirculação

A seguir, são apresentadas as linhas de corrente de velocidade média das análises URANS e SAS ilustrando a posição das estações de medição, na fig. 83, e iso-superfícies com velocidade axial média nula, fig. 84. Podemos observar, no gráfico de linhas de corrente, a ocorrência de grandes vórtices de recirculação em ambos os casos, indicando regiões em que, possivelmente, haveria ancoragem da frente de chama em casos de escoamentos reativos. As linhas de contorno pretas presentes na fig. 83 ilustram as posições em que a velocidade axial média é nula delimitando, assim, região de velocidade axial média negativa. Podemos notar que existem duas regiões de recirculação presentes em cada ilustração de linhas de correntes de velocidade média: a) uma região presente no centro do domínio, denominada de região de recirculação central; b) duas regiões presentes nos cantos do domínio, denominada de região de recirculação secundária ou região de recirculação de cantos. Na figura 84, as iso-superfícies nos apresentam uma aparência tridimensional das regiões de recirculação, as quais são denominadas de bolhas de recirculação por quebra de vórtices. Podemos observar a diferença significativa do tamanho entre as bolhas de recirculação obtidas pelos modelos URANS e SAS, a qual será explicada a seguir.

Figura 83 - Linhas de Corrente da Velocidade Média para a análise: a) SAS b) URANS.

Fonte: Do autor.

Figura 84 - Ilustração de uma Iso-superfície indicando velocidade média axial nula, indicando uma bolha referente à região de recirculação, para as análises URANS e SAS.

Fonte: Do autor.

Na figura 85, são apresentadas, em detalhe, as linhas de corrente de velocidade média próximas à saída do jato turbilhonado do canal convergente-divergente. Podemos notar a influência dos vórtices da região de recirculação secundária impedindo que os jatos sofram a expansão por turbilhonamento. Podemos também perceber a formação de pequenas estruturas recirculantes, após a saída do jato, na fig. 85b. Tais estruturas também são relatadas em Widenhorn, Noll e Aigner (2009).

Figura 85 - Detalhe das Linhas de Corrente da Velocidade Média próximas à saída dos turbilhonadores para a análise a) URANS e b) SAS.

Fonte: Do autor.

6.3.6.2 Perfis de Velocidade Média

A seguir, nas figuras 86 a 103, são apresentados os perfis de velocidade média nas direções axial, transversais e vertical obtidos através das análises dos modelos URANS e SAS.

Figura 86 - Perfil de Velocidade Média Axial para a estação 1. EXP: Dados Experimentais, SAS: Scale-Adaptive Simulation, URANS: Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes.

Fonte: Do autor.

Figura 87 - Perfil de Velocidade Média Axial para a estação 2. EXP: Dados Experimentais, SAS: Scale-Adaptive Simulation, URANS: Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes.

Fonte: Do autor.

Figura 88 - Perfil de Velocidade Média Axial para a estação 3. EXP: Dados Experimentais, SAS: Scale-Adaptive Simulation, URANS: Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes.

Fonte: Do autor.

Figura 89 - Perfil de Velocidade Média Axial para a estação 4. EXP: Dados Experimentais, SAS: Scale-Adaptive Simulation, URANS: Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes.

Fonte: Do autor.

Figura 90 - Perfil de Velocidade Média Axial para a estação 5. EXP: Dados Experimentais, SAS: Scale-Adaptive Simulation, URANS: Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes.

Fonte: Do autor.

Figura 91 - Perfil de Velocidade Média Axial para a estação 6. EXP: Dados Experimentais, SAS: Scale-Adaptive Simulation, URANS: Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes.

Fonte: Do autor.

Conforme podemos observar, nas figs. 86 a 91, são apresentados os resultados de velocidade axial média ao longo das estações apresentadas na fig. 82. Nas figuras 86 e 87, correspondente com a primeira e segunda estações, podemos observar, tanto para o caso SAS quanto para o caso URANS, uma região de intensa velocidade axial, entre as posições transversais horizontais nos intervalos de -12 a -4 mm e de 4 a 12 mm, correspondente a primeira estação e de -20 a -10 mm e de 10 a 20 mm, para a segunda estação. Conforme discutido na apresentação da figura 85, podemos notar que os vórtices presentes nas regiões de recirculação secundárias (ou de cantos) apresentam dimensões demasiadamente grandes, causando um bloqueio da saída do jato turbilhonado do canal divergente, impedindo a expansão deste. Dessa forma, a maior porção da vazão mássica de ar, saindo do canal divergente, permanece concentrada na região central do canal divergente. À medida que aproximamos da parede (para posições transversais horizontais maiores que 20 mm e menores que -20 mm), as diferenças entre as velocidades obtidas experimentalmente e numericamente voltam a aumentar devido ao efeito dos vórtices da região de recirculação secundária (ou de cantos), fig. 85, a qual induz uma velocidade axial de sentido negativo, diferentemente do caso experimental, no qual o efeito da recirculação secundária aparentemente não afeta os valores de velocidade axial nestas estações.

Para os gráficos de velocidade axial média nas terceira e quarta estações, figs. 88 e 89, os perfis de velocidade axial média para o caso SAS apresentam, em quase toda a extensão transversal, resultados mais próximos dos dados experimentais que os resultados obtidos no caso URANS. Na terceira estação, segundo a fig. 88, temos uma significativa concordância entre os resultados do caso SAS e os dados experimentais nos intervalos de posição transversal horizontal de -20 a -5 mm e de 5 a 20 mm. Entretanto, nesta mesma estação, para regiões próximas a parede, percebemos que ambos os casos apresentam velocidades axiais médias relativamente maiores que os dados experimentais. Isto ocorre devido aos vórtices da região de recirculação central supostamente apresentarem dimensões maiores que o esperado, de forma a restringirem ainda mais a área de passagem do escoamento entre a região de recirculação central e as paredes, o que promove um aumento de velocidade no sentido axial. Pode-se perceber, também, uma diferença significativa no perfil de velocidade axial média do caso URANS com relação aos dados experimentais nas posições transversais horizontais de -20 a 20 mm, sugerindo um gradiente de pressão adverso mais intenso no caso do modelo numérico. Na quarta estação, segundo a fig. 89, ambos os perfis de velocidade apresentam diferenças significativas dos dados experimentais, uma vez que as velocidades axiais médias próximas às paredes, para os casos SAS e URANS, são maiores que a velocidade axial média do experimento embora as velocidades axiais médias dos modelos numéricos sejam menores que a do experimento na região central do domínio. Estas discrepâncias sugerem que, no caso do experimento, os centros dos vórtices (fig. 79) da região de recirculação central encontram-se mais próximos um do outro em relação às distâncias verificadas através modelos numéricos.

Na quinta estação, segundo a fig. 90, podemos perceber uma razoável correlação entre os dados experimentais e os resultados obtidos pelo modelo URANS (posições transversais horizontais entre -15 a 15 mm) e pelo modelo SAS (posições transversais horizontais entre -20 e 20 mm), apesar de este último apresentar uma razoável discrepância com o experimento na região de posição transversal horizontal de -5 a 10 mm, possivelmente devido a estruturas não-estacionárias de frequência relativamente baixas, as quais não foram possíveis de serem filtradas pelo método estatístico. Novamente, verificamos uma diferença significativa da intensidade da velocidade axial média, próxima à parede, entre os resultados dos modelos numéricos e os dados coletados experimentalmente. Por fim, na sexta estação, segundo a fig. 91, percebemos uma razoável correlação entre os resultados obtidos pelo modelo URANS e os dados obtidos experimentalmente na região transversal horizontal variando de -15 a 15 mm. Entretanto, para o caso SAS, os resultados encontrados numericamente apresentam uma

grande diferença dos dados experimentais, uma vez que a região de recirculação deste modelo numérico terminou anteriormente a esta estação, conforme indicado na fig. 83.

Figura 92 - Perfil de Velocidade Transversal Horizontal Média para a estação 1. EXP: Dados Experimentais, SAS: Scale-Adaptive Simulation, URANS: Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes.

Fonte: Do autor.

Figura 93 - Perfil de Velocidade Transversal Horizontal Média para a estação 2. EXP: Dados Experimentais, SAS: Scale-Adaptive Simulation, URANS: Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes.

Fonte: Do autor.

Figura 94 - Perfil de Velocidade Transversal Horizontal Média para a estação 3. EXP: Dados Experimentais, SAS: Scale-Adaptive Simulation, URANS: Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes.

Fonte: Do autor.

Figura 95 - Perfil de Velocidade Transversal Horizontal Média para a estação 4. EXP: Dados Experimentais, SAS: Scale-Adaptive Simulation, URANS: Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes.

Fonte: Do autor.

Figura 96 - Perfil de Velocidade Transversal Horizontal Média para a estação 5. EXP: Dados Experimentais, SAS: Scale-Adaptive Simulation, URANS: Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes.

Fonte: Do autor.

Figura 97 - Perfil de Velocidade Transversal Horizontal Média para a estação 6. EXP: Dados Experimentais, SAS: Scale-Adaptive Simulation, URANS: Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes.

Fonte: Do autor.

Nas figuras 92 a 97, são apresentados os resultados de velocidade transversal horizontal média (direção X) nas estações, segundo apresentadas na fig. 82. No gráfico de perfis de velocidade ilustrado na fig. 92, referente à primeira estação de medição, podemos perceber que, assim como discutido anteriormente na seção de velocidade axial média, existe um bloqueio ocasionado pelos vórtices da região de recirculação secundária (ou de cantos), na saída do jato turbilhonado do canal divergente (fig. 85). Assim, temos picos de velocidade transversal horizontal, constatados nos resultados de ambos os modelos numéricos nas regiões de posição transversal de -12 a -4 e de 4 a 12 mm e velocidades transversais horizontais médias praticamente nulas na região de posição transversal de -25,4 a -12 mm e de 12 a 25,4 mm.

Segundo a figura 93, que ilustra os perfis de velocidade transversal horizontal para a segunda estação, podemos observar que as velocidades do experimento encontram-se próximas de zero, o que indica que a posição axial desta série de dados coletados encontra-se próxima ao centro dos vórtices da região de recirculação central, uma vez que não há picos de velocidade. Entretanto os resultados numéricos de ambos os modelos indicam que a posição axial da segunda estação encontra-se a montante do centro dos vórtices, conforme podemos observar na fig. 83. Dessa maneira, podemos compreender que pode ter ocorrido um atraso na formação da região de recirculação central em função da interferência dos vórtices da região de recirculação secundária (ou de cantos) na expansão dos jatos turbilhonados dentro do canal divergente.

Conforme a figura 94, que corresponde aos perfis de velocidade transversal horizontal para a terceira estação, podemos observar que, no caso dos dados experimentais, o sentido dos picos de velocidade transversal horizontal se inverteu, o que indica que a estação de coleta de dados está posicionada a jusante dos centros dos vórtices da região de recirculação central. Em contrapartida, para os resultados numéricos de ambos os modelos, os sentidos dos picos de velocidade radial média ainda não se inveteram, o que podemos entender, com base na fig. 83, que a os centros dos vórtices da região de recirculação central estão à jusante da estação de medição dos dados. Podemos também notar que, no caso SAS, os picos de velocidade transversal horizontal média são mais intensos que no caso URANS indicando que, para este último caso, os centros dos vórtices da região de recirculação central estão mais próximos da estação de medição dos resultados.

Na figura 95, referente às medições na quarta estação, podemos notar que os picos de velocidade radial média para o caso URANS são mais intensos que os picos observados do resultado experimental, porém, apresentam uma significativa concordância nas regiões

próximas à parede (de -25,4 a 20 mm e de 20 a 25,4 mm). Para os resultados do caso SAS, podemos notar que possíveis estruturas não-estacionárias de baixa frequência, como o caso da movimentação relativa entre vórtices da região de recirculação central, não filtradas pelos métodos estatísticos ainda perturbam o perfil de velocidade radial média, apresentando um perfil assimétrico. Podemos também perceber que, devido ao fato da estação de medição estar próxima dos centros dos vórtices, segundo podemos ver na fig. 83, é possível identificar picos de velocidade transversal horizontal média relativamente tênues em, aproximadamente, $x = 10$ mm e $x = -10$ mm.

De acordo com as medições na quinta estação, segundo a fig. 96, podemos perceber uma significativa concordância dos resultados obtidos no caso URANS e os dados experimentais na região de posição transversal de -10 a 10 mm. Entretanto posições mais externas, os picos de velocidade radial média do caso experimental apresenta uma intensidade muito menor que no caso URANS. Para os resultados obtidos no caso SAS, podemos verificar que o perfil encontra-se ligeiramente deslocado para a esquerda, indicando uma assimetria com relação à posição transversal igual a zero, possivelmente devido a estruturas não-estacionárias do escoamento não filtradas. De acordo com a figura 97, referente à última estação, constatamos novamente uma assimetria, com relação à posição transversal igual a zero, dos dados experimentais e dos resultados obtidos no caso SAS. Os resultados obtidos no caso URANS apresentam uma simetria e uma significativa concordância com os resultados experimentais em regiões próximas à parede.

Figura 98 - Perfil de Velocidade Transversal Vertical Média para a estação 1. EXP: Dados Experimentais, SAS: Scale-Adaptive Simulation, URANS: Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes.

Fonte: Do autor.

Figura 99 - Perfil de Velocidade Transversal Vertical Média para a estação 2. EXP: Dados Experimentais, SAS: Scale-Adaptive Simulation, URANS: Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes.

Fonte: Do autor.

Figura 100 Perfil de Velocidade Transversal Vertical Média para a estação 3. EXP: Dados Experimentais, SAS: Scale-Adaptive Simulation, URANS: Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes.

Fonte: Do autor.

Figura 101 - Perfil de Velocidade Transversal Vertical Média para a estação 4. EXP: Dados Experimentais, SAS: Scale-Adaptive Simulation, URANS: Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes.

Fonte: Do autor.

Figura 102 - Perfil de Velocidade Transversal Vertical Média para a estação 5. EXP: Dados Experimentais, SAS: Scale-Adaptive Simulation, URANS: Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes.

Fonte: Do autor.

Figura 103 - Perfil de Velocidade Transversal Vertical Média para a estação 6. EXP: Dados Experimentais, SAS: Scale-Adaptive Simulation, URANS: Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes.

Fonte: Do autor.

Conforme discutido anteriormente, de acordo com a fig. 98 a qual se refere às medições na primeira estação, observamos picos de velocidade transversal vertical média, para os casos dos resultados numéricos, devido ao bloqueio por parte das interações dos vórtices da região de recirculação secundária na saída do escoamento do canal divergente. Todavia, em uma região transversal de -5 a 5 mm, os resultados numéricos e experimentais possuem uma concordância significativa. Na segunda estação (fig. 99), podemos observar a formação de picos de velocidade transversal vertical média menos intensos dos casos numéricos, se comparados aos perfis da estação 1. Podemos observar que as respectivas velocidades médias experimentais são mais intensas que as velocidades médias obtidas numericamente correspondentes, devido ao fato que, ao observarmos os gráficos de velocidade axial média da segunda estação (fig. 87), percebemos que, em regiões próximas às paredes, velocidades axiais médias, tanto do caso SAS quanto do caso URANS, apresentam valores (negativos) relativamente mais intensos que as correspondentes velocidades axiais médias experimentais. Assim, podemos concluir que uma porção significativa de energia cinética do escoamento é convertida da direção vertical para axial. Podemos também observar, no perfil de velocidade média do caso SAS, picos de velocidade opostos próximos à parede, os quais ocorrem devido às interações entre vórtices nas regiões de recirculação secundária (ou de cantos), ocasionando em efeitos que distorcem o perfil de velocidade transversal vertical próximo à parede, conforme podemos ver na fig. 104.

Figura 104 - Ilustração das linhas de correntes de velocidade em um plano transversal (X-Y), distante a 15 mm da saída do canal divergente: a) visão geral; b) detalhe dos picos de velocidade, próximo à parede, em oposição ao sentido de rotação (seta vermelha).

Fonte: Do autor.

Na terceira estação (fig. 100), o perfil de velocidade transversal vertical média para o caso URANS apresenta uma significativa concordância com as velocidades experimentais em uma região transversal variando de -5 a 5 mm. Entretanto, à medida que nos aproximamos da parede, a velocidade média do caso URANS começa a diminuir, em virtude do aumento da velocidade axial média, previamente discutido. Para o caso SAS, o perfil de velocidade apresenta resultados discrepantes dos constatados experimentalmente, dado que temos, nesta estação, velocidades transversais horizontais médias mais intensas.

Na figura 101, referente aos perfis de velocidade da quarta estação, podemos notar uma excelente concordância entre os resultados obtidos pelo modelo URANS e experimentalmente, em uma região transversal central de -10 a 10 mm. À medida que nos aproximamos da parede, podemos notar que as diferenças começam a aumentar entre as velocidades obtidas pelo modelo URANS e constatadas experimentalmente. Isto ocorre, pois à medida que nos aproximamos da parede, as velocidades transversais horizontais e axiais médias do caso URANS, respectivamente, segundo as figs. 95 e 89, são maiores que as respectivas velocidades observadas experimentalmente. Para o caso SAS, o perfil de velocidade transversal vertical média apresenta valores discrepantes dos resultados obtidos pelo modelo URANS e constatados experimentalmente.

De acordo com a figura 102 (quinta estação), temos que o modelo URANS apresenta uma razoável concordância com relação aos dados experimentais na região transversal variando de -10 a 10 mm. À medida que aproximamos da parede, como explicado anteriormente, a diferença entre as velocidades médias aumenta devido a um aumento da diferença de velocidades, na direção axial e radial, do modelo URANS sobre os dados experimentais. Novamente, o modelo SAS não conseguiu prever adequadamente o perfil de velocidade transversal vertical média, possivelmente devido a esta estação de medição estar próxima do fim da região de recirculação constatada para este modelo, conforme a fig. 83.

Para a sexta estação, podemos observar, de acordo com a fig. 103, uma razoável correlação entre os resultados obtidos pelo modelo URANS e os dados experimentais na região transversal central entre a posição -10 a 10 mm. Para o caso SAS, o perfil de velocidade azimutal média apresenta grandes discrepâncias dos dados obtidos pelo modelo URANS e verificados experimentalmente, em virtude desta estação estar próxima ao final da região de recirculação central, conforme podemos observar na fig. 83.

A seguir, podemos observar na fig. 105, as regiões ao longo do domínio em que o termo fonte Q_{sas} é calculado (contorno vermelho). Dessa forma, podemos concluir que no estudo de caso do turbilhonador, o comportamento típico de modelos SRS é amplamente acionado, o

que justifica a diferença dos perfis de velocidade e do tamanho da região de recirculação central entre os casos SAS e URANS.

Figura 105 – Ilustração do contorno em que o termo fonte Q_{sas} é calculado (contorno vermelho): a) ao longo do domínio; b) próximo à saída do turbilhonador.

Fonte: Do autor.

Análise Espectral, Vórtice de Precessão e Estruturas de Vórtice

Em seguida, foi realizada uma análise espectral das velocidades instantâneas obtidas em alguns pontos do domínio, detalhados na tabela 10, conforme ilustrado na fig. 106.

Figura 106 - Ilustração dos pontos de coleta de dados instantâneos, ao longo do domínio.

Fonte: Do autor.

Tabela 10 - Descrição de linhas traçadas para pós-processamento do caso turbilhonador.

Ponto	Distância da saída do canal convergente-divergente
1	$z = 0 \text{ mm}$
2	$z = 20 \text{ mm}$
3	$z = 80 \text{ mm}$

Fonte: Do autor.

Em ambos os casos, no ponto 1, pode-se notar uma periodicidade nos resultados das velocidades transversais horizontal e vertical (direção X e Y). A seguir, são apresentados dois gráficos, nas figs. 107 e 108, referentes às velocidades transversal horizontal dos casos SAS e URANS, respectivamente.

Figura 107 - Ilustração da variação da componente transversal horizontal, na direção x, de velocidade instantânea no ponto 1, no caso SAS.

Fonte: Do autor.

Figura 108 - Ilustração da variação da componente transversal horizontal, na direção x, de velocidade instantânea no ponto 1, no caso URANS.

Fonte: Do autor.

Podemos notar, na fig. 107, uma frequência dominante, para o caso SAS, maior que no caso URANS, referente à fig. 108. Dessa maneira, foram realizadas análises espectrais, nos pontos 1, 2 e 3 (fig. 102), através de transformadas de Fourier da componente transversal horizontal (direção X) de velocidade. A seguir, são apresentados os gráficos do espectro de frequência da velocidade transversal horizontal em cada ponto, conforme podemos observar nas figs. 109 a 114.

Figura 109 - Ilustração do espectro de frequência componente de velocidade, na direção x, no ponto 1, para o caso SAS.

Fonte: Do autor.

Figura 110 - Ilustração do espectro de frequência componente de velocidade, na direção x, no ponto 2, para o caso SAS.

Fonte: Do autor.

Figura 111 - Ilustração do espectro de frequência componente de velocidade, na direção x, no ponto 3, para o caso SAS.

Fonte: Do autor.

Podemos observar, conforme a figs. 109, um pico de intensidade, no espectro de frequência do caso SAS, na frequência de 2106 hertz. À medida que as medições (através dos pontos) se afastam da saída do turbilhonador, temos uma tendência de atenuação deste pico, conforme podemos notar nas figs. 110 e 111. O valor de frequência encontrado para o pico de intensidade do espectro de densidade da velocidade na direção X é muito próximo ao valor encontrado para a precessão do núcleo de vórtice (PVC) em Kirtaş et al. (2006).

Figura 112 - Ilustração do espectro de frequência componente de velocidade, na direção x, no ponto 1, para o caso URANS.

Fonte: Do autor.

Figura 113 - Ilustração do espectro de frequência componente de velocidade, na direção x, no ponto 2, para o caso URANS.

Fonte: Do autor.

Figura 114 – Ilustração do espectro de frequência componente de velocidade, na direção x, no ponto 3, para o caso URANS.

Fonte: Do autor.

Para os resultados obtidos no caso URANS, conforme as figs. 112 a 113, pode-se observar um pico de intensidade na frequência de 170 hertz, o qual é gradativamente atenuado a medida que se afasta da saída do turbilhonador (fig. 114). Contudo, não foi possível encontrar visualmente a estrutura responsável por este pico de intensidade.

Precessing Vortex Core

Uma forma comumente utilizada para visualizar o fenômeno PVC consiste em plotar iso-superfícies de pressão, a fim de verificar a formação de uma estrutura helicoidal surgindo do centro do jato turbilhonado, conforme exposto por Kirtaş et al. (2006). Assim, é mostrada na fig. 115, uma imagem próxima à saída dos jatos turbilhonados, no caso SAS e URANS. Podemos perceber, no caso SAS, a formação de um espiral (indicado pela seta vermelha) originado dentro do canal convergente-divergente, o qual se dirige para dentro da câmara de análise, fato que não ocorre para o caso URANS.

Figura 115 - Ilustração de uma iso-superfície de pressão (-330 Pa) em regiões próximas à saída dos jatos turbulentos dos casos: a) SAS; b) URANS.

Fonte: Do autor.

Estruturas de Vórtices

Outra forma de identificação de estruturas de vórtices, os quais auxiliam na mistura do oxidante e combustível, consiste na visualização de iso-superfícies da variável critério-Q (HUNT; WRAY; MOIN, 1988), que pode ser resumidamente definida como a diferença entre as intensidades locais de vorticidade e de taxa de cisalhamento. Dessa maneira, foram plotadas iso-superfícies da variável critério-Q, do escoamento através do turbilhonador e do canal convergente-divergente para os casos SAS e URANS. Podemos notar que o modelo URANS consegue prever apenas a estrutura de vórtice central (*swirl*), enquanto que o modelo SAS consegue prever estruturas de vórtices espiraladas (vórtices externos) ao redor da região de recirculação central, conforme podemos ver na fig. 116.

Figura 116 - Ilustração de uma iso-superfície da variável critério-Q ($2 \times 10^7 \text{ s}^{-2}$) em regiões próximas à saída dos jatos turbilhonosos dos casos: a) SAS; b) URANS.

Fonte: Do autor.

5 Conclusão

O modelo SAS (*Scale-Adaptive Simulation*) foi escolhido para ser testado devido a sua simplicidade no âmbito de exigências de implementação de malhas computacionais se comparado a outros modelos SRS (*Scale-Resolving Simulation*) e devido a sua capacidade de fornecer um espectro de turbulência, diferentemente do modelo URANS (*Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes*).

Para o caso do escoamento sobre um degrau, os resultados do modelo SAS, se comparados aos resultados do modelo RANS (*Reynolds Averaged Navier-Stokes*), mostraram resultados praticamente idênticos para os perfis de coeficiente de pressão e de atrito. Entretanto, o fator de alteração de comportamento das equações de transporte, Q_{SAS} , teve um papel determinante nas características dos perfis de velocidade. Como discutido anteriormente, uma mistura de comportamentos dos modelos RANS e LES (*Large-Eddy Simulation*) pode ter ocorrido, uma vez que o escoamento não apresenta um nível de turbulência suficiente para alterar o comportamento do modelo SAS, como podemos observar nos gráficos referentes aos tensores de Reynolds. Os resultados de perfis de velocidade do modelo LES mostraram uma boa concordância (exceto nas duas primeiras estações em uma posição próxima da parede) com os resultados experimentais e com o resultado DNS, embora tenha apresentado um comprimento de recolamento relativamente maior que o constatado experimentalmente e não ter conseguido prever adequadamente as posições de mínimos coeficiente pressão e atrito, provavelmente devido ao fato de não ter sido considerado o perfil de turbulência na entrada do domínio. Com relação ao perfil de coeficiente de atrito, podemos observar que ainda existem algumas estruturas transientes do escoamento que não foram possíveis de serem filtradas pela média das amostras, possivelmente devido ao número insuficiente de amostras coletadas para esta variável.

Para o caso do escoamento através de um turbilhonador, podemos verificar que os modelos URANS e SAS apresentaram razoáveis correlações com os resultados experimentais nos perfis de velocidade axial média nas estações de posições intermediárias (estações 3 e 4). De forma geral, os modelos apresentaram resultados significativamente diferentes dos dados experimentais em virtude da dificuldade de reproduzir corretamente as regiões de recirculação central (principal) e secundária (próxima aos cantos). Podemos observar que o jato turbilhonado, em ambos os modelos numéricos, sofreu grande interferência da região de recirculação secundária, a qual bloqueou a expansão transversal do jato, de forma que

houvesse atraso na formação dos vórtices presentes na região de recirculação central, comprometendo o campo de velocidade ao longo do domínio (figs. 86 a 103).

Além da comparação dos perfis de velocidade, para este estudo de caso, foram verificadas as capacidades dos modelos SAS e URANS em prever formações de estruturas de vórtices como, por exemplo, o vórtice de precessão central. Pode-se verificar que o modelo SAS apresentou uma maior capacidade em identificar estas estruturas que o modelo URANS.

Assim, podemos concluir que o modelo SAS conseguiu prever, de maneira razoável, as principais estruturas presentes nos estudos de casos descritos, porém apresentando nítidos desvios dos resultados com relação aos dados experimentais, especialmente em regiões com a presença de separação e recolamento do escoamento. Dessa forma, para futuros trabalhos, seria importante estudar a fundo o mecanismo de ativação do termo fonte na equação de transporte da dissipação turbulenta específica, no modelo de turbulência SST, bem como outros casos de escoamentos com separação e turbilhonados.

Referências

ABBOTT, D. E.; KLINE, S. Experimental investigation of subsonic turbulent flow over single and double backward steps. **Journal of Basic Engineering**, v.84, n.9, p.317-325, 1962.

ADDAD, Y. et al. Optimal unstructured meshing for large eddy simulations. In: MEYERS, J.; GEURTS, B.; SAGAUT, P. **Quality and reliability of large-eddy simulations**. Heidelberg: Springer Netherland, 2008. v.12, p.93-103.

AKSELVOLL, K.; MOIN, P. **Large eddy simulation of turbulent confined coannular jets and turbulent flow over a backward facing step**. Stanford: Department of Mechanical Engineering, Stanford University, 1995. (Report n° TF-63).

ANDERSON, J. D. **Computational fluid dynamics – the basics with application**. New York: McGraw-Hill, 1995.

ANSYS. **CFX-solver theory guide 11.0**. Canonsburg: ANSYS, 2009

ARMALY, B. F. et al. Experimental and theoretical investigation of backward-facing step flow. **Journal of Fluid Mechanics**, v.127, p.473-496, 1983.

AVANCHA, R. V. R.; PLETCHER, R. H. Large eddy simulation of the turbulent flow past a backward facing step. In: AIAA AEROSPACE SCIENCES MEETING AND EXHIBIT, 38., 2000, Reno. **Proceedings...** Reston: AIAA, 2000. Doi: <https://doi.org/10.2514/6.2000-542>.

BARTH, T. J.; JESPERSEN, D. C. The Design and application of upwind schemes on unstructured meshes. In: AEROSPACE SCIENCES MEETING, 27., 1989, Reno. **Proceedings...** Reston: AIAA, 1989. (AIAA Paper 89-0366). Doi: <https://doi.org/10.2514/6.1989-366>.

BEER, J. M.; CHIGIER, N. A. **Combustion aerodynamics**. London: Applied Science, 1972.

BOUDIER, G. et al. Comparison of LES, RANS and experiments in an aeronautical gas turbine combustion chamber. **Proceedings of the Combustion Institute**, v.31, p.3075-3082, 2007.

BRADSHAW, P.; FERRISS, D. H.; ATWELL, N. P. Calculation of boundary layer development using the turbulent energy equations. **Journal of Fluid Mechanics**, v.23, p.31-64, 1967.

CAI, J.; JENG, S. M.; TACINA, R. The Structure of a swirl-stabilized reacting spray issued from an axial swirler. In: AIAA AEROSPACE SCIENCE MEETING AND EXHIBIT, 43., 2005, Reno. **Proceedings...** Reston: AIAA, 2005. (AIAA Paper 2005-1424).

CHOVET, C. et al. Dynamical aspects of a backward-facing step flow at large Reynolds numbers. **Experiments in Fluids**, v.58, n.11, p.162-176, 2017.

COMTE-BELLOT, G.; CORRSIN, S. Simple eulerian time correlation of full – and narrow band velocity signals in grid-generated, “isotropic”, turbulence. **Journal of Fluid Mechanics**, v.48, p.273-337, 1971.

DAVIDSON, L. Evaluation of the SST-SAS model: channel flow, asymmetric diffuser and axi-symmetric hill. In: EUROPEAN CONFERENCE ON COMPUTATIONAL FLUID DYNAMICS, 2006, Egmond aan Zee. **Proceedings...** Delft: Delft University of Technology, 2006.

DAVOUDZADEH, F.; LUI, N. S.; MODER, J. P. Investigation of swirling air flows generated by axial swirlers in a flame tube. In: ASME TURBO EXPO 2006: power for land, sea and air, 2006, Barcelona. **Proceedings...** Barcelona: Barcelona International Convention Center, 2006.

DEWANJI, D. et al. Investigation of flow characteristics in lean direct injection combustors. **Journal of Propulsion and Power**, v.28, n.1, p.181-196, 2012.

DRIVER, D. M.; JOVIC, S. **Backward-facing step measurements at low reynolds number, reh = 5000**. Washington, DC: NASA, 1994. (NASA Technical Memorandum 108807).

EATON, J. K.; JOHNSTON, J. P. A Review of research on subsonic turbulent flow reattachment. **AIAA Journal**, v.19, n.9, p.1093-1100, 1981.

_____. Low Frequency unsteadiness of a reattaching turbulent shear layer. In: BRADBURY, L.J.S. et al. (Ed.). **Turbulent shear flows 3**. Berlin: Springer-Verlag, 1982. p.162-170.

EGOROV, Y.; MENTER, F. R. Development and application of SST-SAS turbulence model in the DESIDER project. In: PENG, S.-H.; HAASE, W. **Advanced in hybrid RANS-LES modelling**: papers contributed to the 2007 Symposium of Hybrid RANS-LES Methods, Corfu, Greece, June 2007. Berlin: Springer-Verlag, 2008. p.261-270.

FU, Y. **Aerodynamics and combustion of axial swirlers**. 2008. 167 f. Tese (Doutorado em Aerospace Engineering and Engineering Mechanics) – University of Cincinnati, Cincinnati, 2008.

GAITONDE, U. **Quality criteria for large eddy simulation**. Manchester: University of Manchester, 2008. 1st Year PhD Report.

GERMAN, A. E.; MAHMUD, T. Modelling of non-premixed swirl burner flows using a reynolds-stress turbulence closure. **Fuel**, v.84, n.5, p.583-594, 2005.

GERMANO, M. et al. A Dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. **Physics of Fluids A**, v.3, n.7, p.1760-1765, 1991.

GHOSAL, S. et al. A Dynamic localization model for large-eddy simulation of turbulent flows. **Journal of Fluid Mechanics**, v.286, p.229-255, 1995.

HIRSCH, C. **Numerical computation of internal and external flows** – computational methods for inviscid and viscous flows. Chichester: John Wiley, 1990.

_____. **Numerical computation of internal and external flows** - fundamentals of numerical discretization. Chichester: John Wiley, 1992.

HUNT, J. C. R.; WRAY, A. A.; MOIN, P. Eddies, stream, and convergence zones in turbulent flows. Stanford: Center for Turbulence Research, 1988. p.193-208. (Report CTR-S88).

HUTCHINSON, B. R.; RAITHBY, G. D. A Multigrid method based on the additive correction strategy. **Numerical Heat Transfer**, v.9, n.5, p.511-537, 1986.

KIRTAŞ, M. et al. Large-eddy simulation of a swirl-stabilized, lean direct injection spray combustor. In: ASME TURBO EXPO 2006: power for land, sea and air, 2006, Barcelona. **Proceedings...** Barcelona: Barcelona International Convention Center, 2006.

KOSTAS, J.; SORIA, J.; CHONG, M. S. Particle image velocimetry measurements of a backward-facing step flow. **Experiments in Fluids**, v.33, n.6, p.838-853, 2002.

LAUNDER, B. E.; SPALDING, D. B. The Numerical computation of turbulent flows. **Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering**, v.3, n.2, p.269-289, 1974.

LE, H.; MOIN, P. **Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward-facing step**. Stanford: Department of Mechanical Engineering, Stanford University, 1994. (Report TF-58).

LE, H.; MOIN, P.; KIM, J. Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward-facing step. **Journal of Fluid Mechanics**, v.330, p.349-374, 1997.

LESIEUR, M. **Turbulence in fluids**. 3rded. Dordrecht: Kluwer Academic, 1995.

LILLY, D. K. A Proposed modification of the Germano subgrid-scale method. **Physics of Fluids A**, v.4, n.3, p.633-635, 1992.

MARTINI, P. et al. Experimental and numerical investigation of trailing edge film cooling downstream of a slot with internal rib arrays. In: EUROPEAN TURBOMACHINERY CONFERENCE, 5., 2003, Prague. **Proceedings...** [S.l.:s.n.], 2003.

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

_____. Eddy viscosity transport equations and their relation to the k- ϵ model, **ASME Journal of Fluids Engineering**, v.119, n.7, p.876-884, 1997.

_____. Zonal two equation k- ω turbulence models for aerodynamic flows. In: FLUID DYNAMICS, PLASMA DYNAMICS, AND LASERS CONFERENCE, 23., 2003, Orlando. **Proceedings...** Reston: AIAA, 2003.

MENTER, F. R.; EGOROV, Y. Re-visiting the turbulent scale equation. In: IUTAM SYMPOSIUM ON ONE HUNDRED YEARS OF BOUNDARY LAYER RESEARCH, 2004, Göttingen. **Proceedings...** Berlin: Springer, 2004.

_____. A Scale-adaptive simulation model using two-equation models. In: AIAA AEROSPACE SCIENCE MEETING AND EXHIBIT, 43., 2005, Reno. **Proceedings...** Reston: AIAA, 2005. (AIAA Paper 2005-1095).

_____. Formulation of the scale-adaptive simulation (SAS) model during the DESIDER project. In: HAASE, W.; BRAZA, M.; REVELL, A. (Ed.). **DESider** - a european effort on hybrid RANS-LES modelling. Berlin: Springer-Verlag, 2009. p.51-62.

_____. The Scale-adaptive simulation method for unsteady turbulent flow predictions. Part 1: theory and model description. **Flow Turbulence and Combustion**, v.85, n.1, p.113-138, 2010.

MENTER, F. R.; KUNTZ, M. Adaptation of eddy-viscosity turbulence models to unsteady separated flow behind vehicles. In: McCALLEN, R.; BROWAND, F.; ROSS, J. (Ed.). **The Aerodynamics of heavy vehicles: trucks, buses and trains**. Berlin: Springer-Verlag, 2002. p.339-352.

MENTER, F.R.; EGOROV, Y.; RUSCH, D. Steady and unsteady flow modelling using the $k-\sqrt{k}L$. In: INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON TURBULENCE, HEAT AND MASS TRANSFER, 5., Dubrovnik, 2006. **Proceedings...** Dambury: Begell House, 2006. p.397-400.

MENTER, F. R.; KUNTZ, M.; BENDER, R. A Scale-adaptive simulation model for turbulent predictions. In: AIAA AEROSPACE SCIENCE MEETING AND EXHIBIT, 41., 2003, Reno. **Proceedings...** Reston: AIAA, 2003. (AIAA Paper 2003-0767).

MENTER, F. et al. Scale-resolving simulation techniques in industrial CFD. In: AIAA THEORETICAL FLUID MECHANICS CONFERENCE, 6., 2011, Honolulu. **Proceedings...** Reston: AIAA, 2011. (AIAA 2011-3474).

MICHELASSI, V.; WISSINK, J. G.; RODI, W. Direct numerical simulation, large eddy simulation and unsteady Reynolds-averaged Navier-Stokes simulations of periodic unsteady flow in a low-pressure turbine cascade: a comparison. **Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers. Part A** - journal of power and energy, v.217, n.A4, p.403-411, 2003.

NICOUD, F.; DUCROS, F. Subgrid-scale stress modelling based on the square of the gradient tensor. **Flow, Turbulence and Combustion**, v.62, n.3, p.183-200, 1999.

NIKITIN, N. et al. An Approach to wall modeling in large-eddy simulations. **Physics of Fluids**, v.12, n.7, p.1629-1632, 2000.

OATES, G. C. **Aircraft propulsion systems technology and design**. Washington, DC: AIAA, 1989. (AIAA Educational Series).

ÖTÜGEN, M. V. Expansion ratio effects on the separated shear layer and reattachment downstream of a backward-facing step. **Experiments in Fluids**, v.10, n.5, p.273-280, 1991.

PIERCE, C. D.; MOIN, P. Method for generating equilibrium swirling inflow conditions. **AIAA Journal**, v.36, n.7, p.1325-1327, 1998.

POPE, S. B. **Turbulent flows**. Cambridge: Cambridge University Press, 2000.

_____. Ten Questions concerning the large-eddy simulation of turbulent flows. **New Journal of Physics**, v.6, p.35-59, 2004.

ROGERS, M.; MOSER, R. Direct simulations of a self-similar turbulent mixing layer. **Physics of Fluids A**, v.6, n.2, p.903-923, 1994.

ROTTA, J. C. **Turbulente Strömungen**. Stuttgart: Teubner Verlag, 1972.

RUCK, B.; MAKIOLA, B. The Flow over the inclined step. **Notes on Numerical Fluid Mechanics**, v.40, p.47-55, 1993.

SAGAUT, P. **Large eddy simulation for incompressible flows: an introduction**. 2nd ed. Berlin : Springer-Verlag, 2002.

SHAANAN, S.; FERGIZER, J. H.; REYNOLDS, W. C. **Numerical simulation of turbulence in the presence of shear**. Stanford: Mechanical Engineering Department, Stanford University, 1975. (Rpt. No. TF-6).

SHIH, T.-H.; CHEN, K.-H.; LIU, N.-NS. A Non-linear K-epsilon model for turbulent shear flows. In: AIAA/ASME/SAE/ASEE JOINT PROPULSION CONFERENCE AND EXHIBIT, 34., 1998, Cleveland. **Proceedings...** Reston: AIAA, 1998. (AIAA Paper 98-3983).

SILVEIRA NETO, A. et al. A Numerical investigation of the coherent vortices in turbulence behind a backward-facing step. **Journal of Fluid Mechanics**, v.256, p.1-25, 1993.

SMAGORINSKY, J. General circulation experiments with primitive equations. **Monthly Weather Review**, v.91, n.3, p.99-164, 1963.

SPALART, P. R. et al. Comments on the feasibility of LES for wings and on the hybrid RANS/LES approach. In: LIU, C.; LIU, Z.; SAKELL, L. (Ed.). **Advances in DNS/LES: proceedings of the first AFOSR international conference on DNS/LES**. Centerville: Greyden, 1997.

SPODE, C. **Simulação de grandes escalas e simulação híbrida RANS/LES do escoamento sobre o degrau com condições de contorno turbulentas**. 2006. 134 f. Tese (Mestrado) - Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, 2006.

STRELETS, M. Detached eddy simulation of massively separated flows. In: AIAA AEROSPACE SCIENCES MEETING AND EXHIBIT, 39., 2001, Reno. **Proceedings...** Reston: AIAA, 2001.

TENNEKES, H.; LUMLEY, J. L. **A First course in turbulence**. Massachusetts: MIT Press, 1972.

VAN NUNEN, J. W. G. Pressure and forces on a circular cylinder in a cross flow at high Reynolds number. In: NAUDASCHER, E. **Flow induced structural vibrations**. Berlin: Springer-Verlag, 1974. p.748-754.

WANG, P.; BAI, S. Large eddy simulation of turbulent swirling flows in a dump combustor: a sensitivity study. **International Journal for Numerical Methods in Fluids**, v.47, n.2, p.99-120, 2005.

WANG, P. et al. Large eddy simulation and experimental studies of a confined turbulent swirling flow. **Physics of Fluids**, v.16, n.9, p.3306-3324, 2004.

WARSCHAUER, K. A.; LEENE, J. A. Experiments on mean and fluctuating pressures of circular cylinders at cross flow at very high Reynolds number. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON WIND EFFECTS ON BUILDINGS AND STRUCTURES, Tokyo, 1971. **Proceedings...** Tokyo: Saikon, 1971. p.305-315.

WIDENHORN, A.; NOLL, B.; AIGNER, M. Numerical study of a non-reacting turbulent flow in a gas turbine combustor model. In: AIAA AEROSPACE SCIENCES MEETING, 47., 2009, Orlando. **Proceedings...** Reston: AIAA, 2009. (AIAA Paper 2009-647).

WILCOX, D. C. Multiscale model for turbulent flows. In: AIAA AEROSPACE SCIENCE MEETING, 24., 1986, Reno. **Proceedings...** Reston: AIAA, 1986.