

Universidade Regional do Noroeste do Estado do Rio Grande do Sul
Departamento de Física, Estatística e Matemática
Programa de Pós-Graduação em Modelagem Matemática

SIMULAÇÃO NUMÉRICA DO ESCOAMENTO TURBULENTO EM
CANAL AXISIMÉTRICO COM JATO TRANSVERSAL ANELAR

Jenifer Heuert Konrad

Orientador: Oleg Khatchatourian

Dissertação de Mestrado em Modelagem Matemática

Ijuí-RS, Março de 2008.

Livros Grátis

<http://www.livrosgratis.com.br>

Milhares de livros grátis para download.

JENIFER HEUERT KONRAD

SIMULAÇÃO NUMÉRICA DO ESCOAMENTO TURBULENTO EM
CANAL AXISIMÉTRICO COM JATO TRANSVERSAL ANELAR

Dissertação apresentada ao Departamento de Física, Estatística e Matemática da Universidade Regional do Noroeste do Estado do Rio Grande do Sul – UNIJUÍ – RS, como requisito parcial para a obtenção do grau de Mestre em Modelagem Matemática.

Oleg Khatchatourian

Ijuí, Março de 2008.

Universidade Regional do Noroeste do Estado do Rio Grande do Sul
Departamento de Física, Estatística e Matemática
Programa de Pós-Graduação em Modelagem Matemática

A Comissão Examinadora, abaixo assinada, aprova a Dissertação

“SIMULAÇÃO NUMÉRICA DO ESCOAMENTO TURBULENTO EM
CANAL AXISIMÉTRICO COM JATO TRANSVERSAL ANELAR”

Elaborada por

Jenifer Heuert Konrad

Como requisito para a obtenção do grau de Mestre em Modelagem Matemática

Comissão Examinadora:

Prof. Dr. Oleg Khatchatourian – DeFEM (Orientador)

Prof. Dr. Álvaro Luiz de Bortoli - UFRGS

Prof^a. Dra. Fabiane Avena de Oliveira - DeFEM

Prof. Dr. Gideon Villar Leandro - DeTEC

Ijuí, RS, 28 de Março de 2008.

Ao meu esposo Rodrigo e aos meus pais
Silda e Kurth, pelo incentivo e
compreensão.

AGRADECIMENTOS

À Deus, pela vida e pelas pessoas especiais que tem colocado nela, fundamentais para a concretização de mais este objetivo.

À minha família, em especial ao meu esposo Rodrigo e meus pais Silda e Kurth, por acreditarem na minha capacidade, pelo apoio e pela compreensão da ausência durante esta caminhada.

Ao professor Dr. Oleg Khatchatourian, uma enorme gratidão pela orientação desta pesquisa, pela paciência, pelos ensinamentos e sugestões.

Ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, CNPq, pela bolsa concedida durante o curso.

As professoras Ângela Patricia Grajales Spilimbergo, Lecir Dalabrida Dorneles e Cleusa Jucela Meller Auth (*in memorian*), pelo incentivo no início da minha caminhada acadêmica.

Aos colegas do curso, que de alguma forma contribuíram no desenvolvimento deste trabalho.

"A mente que se abre a uma nova idéia,
jamais volta ao seu tamanho original".

Albert Einstein

RESUMO

Este trabalho apresenta o estudo do escoamento turbulento formado pela interação de jato transversal anelar com fluxo principal, em canal axisimétrico e regime estacionário. A zona de recirculação formada por esta interação possibilita a aplicação deste jato como estabilizador aerodinâmico de chama.

Como o processo de combustão em fluxo turbulento depende significativamente dos parâmetros hidrodinâmicos e parâmetros físico-químicos do escoamento, a análise do funcionamento do estabilizador aerodinâmico de chama, neste trabalho, desenvolveu-se através: do estudo do rastro dinâmico e térmico ao longo da câmara, atrás do estabilizador, juntamente com a escolha de um modelo de turbulência que descreva o escoamento de forma mais coerente; do estudo da formação da mistura na zona de recirculação, com gases de diferentes pesos moleculares (*He*, *CO₂*, *Freon-12*) e diferentes velocidades de injeção; do estudo de características da turbulência atrás do jato transversal; e através do estudo da liberação de calor da combustão de querosene em ar, para diferentes composições do jato e relação entre velocidades do jato e do fluxo.

Os resultados das simulações realizadas para cada um dos estudos relacionados acima foram comparados com dados experimentais, nas mesmas condições de escoamento. Para desenvolver as simulações foi utilizado um código comercial de Fluidodinâmica Computacional (CFD).

O modelo de turbulência $k-\varepsilon$ mostrou maior conformidade com os dados experimentais em comparação com outros modelos aplicados. Apesar das discrepâncias verificadas entre experimentos e simulações, pode-se dizer que os resultados numéricos descrevem qualitativamente bem a interação.

ABSTRACT

This work presents the study of a turbulent stationary flow formed by the interaction between transversal ring shapes jets and the main axisymmetric flow. The recirculation zone formed by this interaction makes possible the application of this jet as an aerodynamic flame stabilizer.

Since the combustion process in turbulent flow depends significantly on the hydrodynamic and physical-chemical parameters of the flow, the analysis of the aerodynamic flame stabilizer functioning in this work was developed through: the study of the dynamic and thermal wakes along the camera, behind the stabilizer, together with the choice of a turbulence model that describes the flow in a coherent form; the mixture formation study in the recirculation zone, with gases of different molecular weights (*He*, *CO₂*, *Freon-12*) and different injection speeds; the study of turbulence characteristics behind the transversal jet; and the study of the heat liberation for a kerosene-air mixture, at different jet compositions and ratio between jet and flow speeds.

The numerical results for each one of the above studies were compared with experimental data, in the same flow conditions. The simulations of this work were developed using a commercial code of Computational Fluid Dynamics (CFD).

The $k-\varepsilon$ turbulence model showed better conformity with the experimental data in comparison with other applied models. In spite of the discrepancies obtained between experiments and simulations, the numerical results describe qualitatively well the interaction.

SUMÁRIO

LISTA DE FIGURAS	XI
LISTA DE TABELAS.....	XII
LISTA DE SÍMBOLOS	XIII
INTRODUÇÃO	19
1 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA.....	21
1.1 NATUREZA DA TURBULÊNCIA	24
1.2 CARACTERÍSTICAS DA TURBULÊNCIA	26
1.3 MODELAGEM DO ESCOAMENTO DE FLUIDOS.....	27
1.4 MODELOS DE TURBULÊNCIA	30
1.4.1 <i>Equações Médias de Reynolds</i>	31
1.4.2 <i>Modelos de Viscosidade Turbulenta</i>	33
1.4.2.1 Modelo Zero Equation.....	35
1.4.2.2 Modelo $k - \varepsilon$	35
1.4.2.3 Modelo $k - \varepsilon$ RNG	38
1.4.2.4 Modelo $k - \omega$	39
1.4.2.5 Modelo Shear Stress Transport (SST)	40
1.4.3 <i>Modelos das Tensões de Reynolds</i>	43
1.4.3.1 Modelo das Tensões de Reynolds e Variações	44
1.4.3.2 Modelo ω Reynolds Stress.....	46
1.5 PROCESSO DE COMBUSTÃO	48
1.5.1 <i>Modelo de Combustão de Dissipação de Vórtices</i>	50
1.6 COLOCAÇÃO DO PROBLEMA.....	52
2 MODELO FÍSICO E MATEMÁTICO.....	54
2.1 ESTABILIZADOR AERODINÂMICO	54
2.1.1 <i>Regimes de Simulação</i>	56
2.1.2 <i>Processo de Mistura</i>	58
2.1.3 <i>Intensidade de Turbulência</i>	60
2.1.4 <i>Escalas de Turbulência</i>	61
2.1.5 <i>Liberação de Calor da Combustão</i>	64
2.2 MODELAGEM COMPUTACIONAL.....	67
2.2.1 <i>Geração da Geometria e Refinamento da Malha</i>	68
2.2.2 <i>Definições Físicas</i>	69
2.2.3 <i>Resolvedor do Sistema</i>	70
2.2.4 <i>Análise dos Resultados</i>	70
3 RESULTADO DAS SIMULAÇÕES NUMÉRICAS.....	71
3.1 ESCOAMENTO SEM COMBUSTÃO	71
3.1.1 <i>Perfis de Temperatura</i>	72
3.1.2 <i>Estudo da Formação da Mistura</i>	78
3.1.3 <i>Intensidade e Escala de Turbulência</i>	80
3.2 ESCOAMENTO COM COMBUSTÃO	85
CONCLUSÃO	89
REFERÊNCIAS	91
ANEXO	XCVII

LISTA DE FIGURAS

FIGURA 1.1: ESCOAMENTO LAMINAR E ESCOAMENTO TURBULENTO	25
FIGURA 2.1: ESQUEMA DO ESTABILIZADOR AERODINÂMICO	55
FIGURA 2.2: COEFICIENTE DE CORRELAÇÃO RY	62
FIGURA 2.3: REFINAMENTO DA MALHA NA REGIÃO PRÓXIMA AO INJETOR E ZONA DE RECIRCULAÇÃO	68
FIGURA 3.1: FORMAÇÃO DA ZONA DE RECIRCULAÇÃO ATRÁS DO JATO TRANSVERSAL	72
FIGURA 3.2: DISTRIBUIÇÃO DA TEMPERATURA AO LONGO DO CANAL	72
FIGURA 3.3: PERFIL DE TEMPERATURAS, X=100MM	73
FIGURA 3.4: PERFIL DE TEMPERATURAS, X=210MM	74
FIGURA 3.5: PERFIL DE TEMPERATURAS, X=440MM	75
FIGURA 3.6: PERFIL DE TEMPERATURAS, X=640MM	75
FIGURA 3.7: PERFIL DE TEMPERATURAS, X=840MM	76
FIGURA 3.8: DISTRIBUIÇÃO DA TEMPERATURA EM VÁRIAS SEÇÕES DA CÂMARA	77
FIGURA 3.9: VARIAÇÃO DA TEMPERATURA AXIAL	77
FIGURA 3.10: INVESTIGAÇÃO DO PROCESSO DE FORMAÇÃO DA MISTURA	79
FIGURA 3.11: COMPARAÇÃO ENTRE INTENSIDADE DE TURBULÊNCIA CALCULADA E OBTIDA EM EXPERIMENTOS..	81
FIGURA 3.12: ESCALA DE TURBULÊNCIA CALCULADA CONFORME DAVIDSON (1997) E EXPERIMENTAL	83
FIGURA 3.13: ESCALA DE TURBULÊNCIA CALCULADA CONFORME SILVEIRA NETO (2006) E EXPERIMENTAL	84
FIGURA 3.14: LIBERAÇÃO DE CALOR PARA DIFERENTES PARÂMETROS HIDRODINÂMICOS E COMPOSIÇÕES DO JATO	86
FIGURA 3.15: DADOS EXPERIMENTAIS DE LIBERAÇÃO DE CALOR (KHATCHATOURIAN, 1998)	87

LISTA DE TABELAS

TABELA 1.1: CONSTANTES DAS VARIAÇÕES DO MODELO DAS TENSÕES DE REYNOLDS	46
TABELA 1.2: COEFICIENTES DO MODELO OMEGA REYNOLDS STRESS	48
TABELA 2.1: CONFIGURAÇÃO DOS REGIMES DE SIMULAÇÃO.....	57
TABELA 2.2: PESO ATÔMICO DE ELEMENTOS QUÍMICOS	59
TABELA 2.3: CÁLCULO DO PESO MOLECULAR DE DIFERENTES COMPOSTOS	59
TABELA 2.4: COEFICIENTE ESTEQUIOMÉTRICO DE ALGUNS COMBUSTÍVEIS	66
TABELA 3.1: COEFICIENTES DE DIFUSÃO PARA MISTURA BINÁRIA.....	79
TABELA 3.2: COEFICIENTES PARA REAÇÃO DE OXIDAÇÃO DO QUEROSENE EM PASSO ÚNICO.....	86

LISTA DE SÍMBOLOS

CARACTERES ARÁBICOS

A	coeficiente do limitador de reagentes e produtos
a	tensor anisotrópico
AE_0	expoente de concentração molar do oxidante
AE_f	expoente de concentração molar do combustível
arg_1, arg_2	constantes do modelo SST
B	soma das forças do corpo
B	coeficiente do limitador de reagentes e produtos
b_0	espessura do bocal de injeção do jato transversal
C_1, C_2	constantes do modelo ω Reynolds Stress
C_p, c_p	capacidade de calor específica
C_μ	constante do modelo $k - \varepsilon$
$C_{\mu RNG}$	constante do modelo $k - \varepsilon$ RNG
$C_{\mu RS}, C_{s1}, C_{s2}$	constantes dos modelos das Tensões de Reynolds
C_{r1}, C_{r2}, C_{r3}	constantes dos modelos das Tensões de Reynolds
C_{r4}, C_{r5}	constantes dos modelos das Tensões de Reynolds
$C_{\varepsilon1}, C_{\varepsilon2}$	constantes do modelo $k - \varepsilon$
$c_s, c_{\varepsilon1}, c_{\varepsilon2}$	constantes dos modelos das Tensões de Reynolds
$CD_{k\omega}$	constante do modelo SST
CF	fator pré-exponencial da reação (medida da taxa de colisões suficiente)
D	diâmetro da tubulação
D_0	diâmetro do canal
D_F	diâmetro para o fluxo no tubo
d_0	diâmetro do tubo do estabilizador aerodinâmico
F_1, F_2	função de mistura

f_μ	constante de proporcionalidade
f_η	constante do modelo $k - \varepsilon$ RNG
G	produção de turbulência do Tensor de Reynolds através de forças de flutuabilidade
g	vetor gravidade
H	poder calorífico do combustível
h	entalpia estática específica
h_{tot}	entalpia total específica
I	componente do fluido
I_t	intensidade de turbulência
I_X	entalpia na seção X
I_w	entalpia inicial (fluxo principal)
$[I]$	concentração molar do componente I
K	número de reações químicas elementares
k	energia cinética de turbulência
k	reação química elementar
L_0	coeficiente estequiométrico do combustível
ℓ	escala de turbulência
l_0	escala de turbulência de Euler
l_m	escala de turbulência de Lagrange
l_t	escala de comprimento de turbulência
m_l	coeficiente de mistura
N_c	número de componentes envolvidos nas reações
n_1, n_2, n_3, n_4	coeficiente molar estequiométrico dos componentes da reação
P, D	produção de turbulência do Tensor de Reynolds através de forças cisalhantes
P_k	produção de turbulência
P_{kb}	produção das flutuações
p	pressão
p'	pressão modificada

p''	pressão modificada (modelos das Tensões de Reynolds)
P_{abs}	pressão absoluta
P_{ref}	pressão de referência
P_{stat}	pressão estática relativa
Pr_t	número de Prandtl turbulento
$\overline{q_V}$	parâmetro hidrodinâmico (relação entre velocidades do jato e do fluxo)
R_0	constante universal dos gases
R_k	taxa do progresso da reação elementar k
R_t	coeficiente de correlação pelo tempo
R_y	coeficiente de correlação pela distância
Re	número de Reynolds
S	medida invariante da taxa de deformação
S	taxa de tensão (modelos das Tensões de Reynolds)
S_E	fonte de energia
S_I	taxa de produção ou consumo da reação química envolvendo o componente I
S_M	fonte de momento
Sc_t	número de Schmidt turbulento
T	temperatura
t	tempo
t_0	tempo característico da turbulência
U	velocidade vetorial (componentes U_x , U_y e U_z)
U_i	velocidade instantânea (ponto fixo)
U_t	escala de velocidade turbulenta
\overline{U}	velocidade média
u	flutuação da velocidade instantânea (componentes u_x , u_y e u_z)
u'	média quadrática da flutuação da velocidade
V_D	volume de domínio do fluido
W	vorticidade

w	peso molecular
X	seção X da câmara
Y	fração de massa

CARACTERES GREGOS

α	constante do modelo $k - \omega$
$\alpha, \hat{\alpha}$	constantes do modelo ω Reynolds Stress
α_1, α_2	constantes do modelo BSL
α_3	constante do modelo SST
α_v	coeficiente de excesso de ar no jato transversal
α_z	coeficiente de excesso de ar na zona de recirculação
$\beta, \beta', \hat{\beta}$	constantes do modelo ω Reynolds Stress
β, β'	constantes do modelo $k - \omega$
β_0	ângulo de injeção do jato transversal
β_1, β_2, β'	constantes do modelo BSL
β_3	constante do modelo SST
β_{RNG}	constante do modelo $k - \varepsilon$ RNG
Γ	difusividade
Γ_{eff}	difusividade efetiva
Γ_I	coeficiente de difusão molecular do componente I
$\Gamma_{I_{eff}}$	coeficiente de difusão molecular efetiva do componente I
Γ_t	difusividade turbulenta
$\hat{\gamma}$	constante do modelo ω Reynolds Stress
Δm	vazão
Δm_Q	vazão de querosene
Δt	escala de tempo
δ	matriz identidade (delta de Kronecker)
ε	dissipação do redemoinho de turbulência

ζ	viscosidade volumétrica
η	constante do modelo $k - \varepsilon$ RNG
η	liberação de calor
η_x	liberação de calor na seção X
λ	condutividade térmica
μ	viscosidade dinâmica
μ_{eff}	viscosidade efetiva
μ_t	viscosidade turbulenta
ν	viscosidade cinemática
ν_{kl}	coeficiente estequiométrico do componente I na reação elementar k
ν_t	viscosidade turbulenta
Π	relação constitutiva da correlação pressão-tensão
ρ	massa específica
σ	coeficiente do modelo ω Reynolds Stress
σ^*	constante do modelo ω Reynolds Stress
$\sigma_k, \sigma_\varepsilon$	constantes do modelo $k - \varepsilon$
$\sigma_{kRNG}, \sigma_{\varepsilon RNG}$	constantes do modelo $k - \varepsilon$ RNG
$\sigma_{\varepsilon 1RNG}, \sigma_{\varepsilon 2RNG}$	constantes do modelo $k - \varepsilon$ RNG
$\sigma_{\varepsilon RS}$	constante dos modelos das Tensões de Reynolds
σ_k, σ_ω	constantes do modelo $k - \omega$
σ_{k1}, σ_{k2}	constantes do modelo BSL
$\sigma_{\omega 1}, \sigma_{\omega 2}$	constantes do modelo BSL
$\sigma_{k3}, \sigma_{\omega 3}$	constantes do modelo SST
τ	tensor de tensões moleculares
Φ_1, Φ_2, Φ_3	contribuição dos modelos
ϕ	variável escalar geral
ϕ	correlação pressão-tensão (modelos das Tensões de Reynolds)
ψ	distância em relação à parede
ω	freqüência de turbulência

SUBSCRITOS

$AR(V)$	ar proveniente do jato transversal
$GÁS(V)$	gás proveniente do jato transversal
$AR(W)$	ar proveniente do fluxo principal
$AR + GÁS(V)$	mistura de ar e gás proveniente do jato transversal
I	espécie/componente do fluido
V	jato transversal
W	fluxo principal
X	seção da câmara

INTRODUÇÃO

Os jatos transversais tem ampla aplicação em diversos equipamentos, como por exemplo em processos de combustão, para melhorar a aerodinâmica de asas de aviões, em portas aerodinâmicas e em jatos de ares-condicionados. A interação destes jatos em um fluxo principal pode ser usada para a estabilização de chama em câmaras de combustão, o que ocorre devido à formação de zonas de recirculação atrás do jato. Com isso é possível manter uma chama em fluxo de alta velocidade.

Geralmente, para estabilizar a chama são utilizados estabilizadores mecânicos, os quais são compostos por uma geometria aerodinamicamente desfavorável, ou seja, com variação brusca. Porém, uma desvantagem destes estabilizadores mecânicos é a alta resistência hidráulica que estes oferecem, tanto em regime de funcionamento normal quanto em regime de não operação da turbina secundária.

A utilização de jatos transversais anelares como estabilizadores aerodinâmicos de chama permite evitar esse problema, o que acontece devido à não formação das zonas de recirculação quando a câmara de combustão estiver inativa. Apesar do comportamento do fluxo ser semelhante atrás de estabilizadores mecânicos e aerodinâmicos, a utilização dos jatos transversais como estabilizador aerodinâmico provoca alterações nas características do motor da câmara de combustão.

O processo de combustão em fluxo turbulento depende significativamente dos parâmetros hidrodinâmicos (intensidade e escala de turbulência), e parâmetros físico-químicos (temperatura, pressão e composição) do fluxo da mistura inicial. Portanto, para conhecer o comportamento do estabilizador aerodinâmico é necessário estudar a distribuição das concentrações, temperaturas e características da turbulência atrás da zona de recirculação.

O estudo destas características tão importantes para o projeto de câmaras de combustão pode ser realizado através da busca de uma representação mais simplificada do problema complexo real, a modelagem matemática, a qual busca representar uma parte da realidade com algum objetivo particular (McLone, 1976).

Para modelar o problema do escoamento turbulento em uma câmara de combustão, assim como outros problemas, são necessários estudos experimentais, os quais fundamentam os valores dos coeficientes de cada modelo. Como a realização de estudos experimentais é geralmente muito complicada e com custos muito elevados, a utilização de simulações computacionais tem sido a opção mais adotada desde o surgimento dos códigos de Fluidodinâmica Computacional (CFD), a qual começou a surgir por volta de 1980, quando era utilizada quase que exclusivamente em pesquisas científicas devido ao alto poder de processamento computacional exigido.

Atualmente os códigos CFD são uma ferramenta poderosa utilizada na solução de problemas importantes, tanto científicos como aplicados da engenharia. Ela consiste em utilizar métodos numéricos para resolver e analisar problemas de fluxos de fluidos. Os códigos CFD resolvem as equações de fluxo de fluido na região de interesse, em condições conhecidas, as quais devem ser especificadas no limite dessa região. Mas o sucesso de sua utilização depende do preparo do usuário sobre o conhecimento dos problemas físicos envolvidos no estudo, assim como do domínio sobre a ferramenta utilizada.

Além disso, os resultados obtidos através da modelagem computacional nem sempre são coerentes com o acontecimento físico real, o que gera a necessidade de aprimorar os modelos matemáticos já existentes.

Os códigos existentes de Fluidodinâmica Computacional resolvem muito bem problemas clássicos, porém, em problemas específicos, mais complexos, os cálculos obtidos através das simulações nem sempre conferem com a realidade. Desta forma, o presente trabalho avalia a capacidade da simulação numérica do CFX 5.6, um código comercial de CFD, em descrever a estrutura de escoamentos turbulentos com recirculação, resultantes da interação entre jato transversal e fluxo principal. Para isto é realizado um estudo do escoamento nestas condições, comparando o resultado das simulações do escoamento entre diferentes modelos de turbulência com os dados experimentais, buscando desta forma o modelo de turbulência que represente com maior fidelidade a estrutura do escoamento turbulento com interação entre jato transversal e fluxo principal.

1 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

A utilização de jatos sobre um fluxo principal pertence a problemas clássicos de fluxos, os quais são considerados em muitas aplicações de engenharia como: saída de fumaça em chaminés, dispersão de poluentes, injeção de combustível em fluxos supersônicos, zonas de diluição em combustores de turbinas a gás, jatos de controle de reação em foguetes e mísseis (Gnemmi e Schäfer, 2005), entre outros. A interação entre jatos com um fluxo cruzado (JICF – Jets in Cross Flow) representa um problema muito complexo devido à configuração do escoamento nestas condições.

Muitas pesquisas estudam a interação de jatos circulares e fluxo cruzado com o objetivo de melhorar a aerodinâmica de asas de aviões, nas quais são estudados o melhor ângulo de injeção e a melhor taxa de velocidade do jato (Fearn e Weston, 1979; Schetz, Jakubowski e Aoyagi, 1983).

Uma extensa revisão dos estudos realizados sobre jatos em fluxo cruzado antes de 1993 foi apresentada por Margason (1993). Na maioria destes estudos o interesse principal era a predição da trajetória, a formação, evolução e interação do par de vórtices de recirculação e sua respectiva aplicação. Para investigar os detalhes das diferentes estruturas do escoamento de jatos em fluxo cruzado foram realizados estudos experimentais e computacionais.

O estudo da interação de jatos transversais em fluxo cruzado não é um assunto novo, mas tem-se intensificado nos últimos anos. Recentemente foram publicados estudos realizados por Li et al. (2006), no qual são realizadas simulações numéricas para calcular a penetração, mistura e estruturas de turbulência, obtidas através da interação entre jatos perpendiculares e um fluxo principal, para diferentes configurações de bocais circulares. As simulações obtiveram uma boa correspondência com os dados experimentais aos quais foram comparadas.

A utilização de corpos aerodinamicamente desfavoráveis, para formação de zonas de recirculação, é muito ampla para estabilização de chama em câmaras de combustão. Durante vários anos foram realizados estudos experimentais e numéricos sobre os estabilizadores mecânicos de chama, e analisadas diferentes geometrias para o corpo brusco, a influência das condições de contorno do fluxo inicial sobre as características do escoamento, e as características da turbulência atrás do estabilizador, entre outros. (Longwell, 1953 e 1955; Zukoski e Marble, 1955; Dutta, Martin e Moore, 1955; Williams, 1966; Lefebvre, Ibrahim e Benson, 1966; Davies e Beér, 1971; Kundu, Banerjee e Bhaduri, 1977; Papailiou, Koutmos e Bakroziis, 2000).

Mais recentemente foram investigados os campos de fluxo em torno de um corpo brusco tanto em ambientes reagentes quanto em não-reagentes. Tais estudos foram concentrados na caracterização do campo de velocidade, turbulência, estruturas do fluxo, campo de temperaturas e concentrações na região do rastro do corpo brusco (Bush e Gutmark, 2006).

Um estudo experimental sobre o rastro do campo de temperaturas também foi apresentado por Khatchatourian (1978), porém estes dados experimentais correspondem ao rastro térmico de um jato transversal anelar, utilizado como estabilizador aerodinâmico.

As zonas de recirculação, principal objetivo dos estabilizadores de chama mecânicos, também podem ser obtidas através da interação entre um jato transversal e um fluxo principal, o que caracteriza os estabilizadores aerodinâmicos. Os jatos transversais são produtores de vórtices através da geração de zonas de recirculação interna, fornecendo então as condições necessárias para a estabilização de chamas nos escoamentos de alta velocidade (Syred et al., 1971; Beér e Chigier, 1972). As zonas de recirculação, segundo Kamotani e Greber (1972), revelam a estrutura dominante nas regiões próximas da seção do jato.

Conforme Khatchatourian et al. (1993) a utilização de jatos transversais anelares como estabilizadores aerodinâmicos de chama permite evitar problemas causados pela utilização de estabilizadores mecânicos, os quais oferecem alta resistência hidráulica, além de perdas de pressão, e conseqüentemente, redução na força de propulsão e na economia do combustível, principalmente em vôos de longa duração, nos quais a câmara secundária fica fora de operação por longos períodos de tempo.

Em processos de combustão a energia química introduzida pela mistura de combustível e oxidante é transformada na câmara de combustão em energia térmica e produtos de combustão. A câmara de combustão é um dos componentes de um combustor, ela tem a mesma finalidade, tanto em uma turbina a gás de usina de energia quanto em um motor

de turboreator. O combustor é utilizado para produzir chamas, e conseqüentemente para obter gases a altas temperaturas (Reid, 1986). Ele tem a função de permitir que o contato entre combustível e oxidante ocorra pelo tempo suficiente e na temperatura necessária para que a combustão se complete.

Em ocasiões onde é desejável organizar a combustão, em condições de alta velocidade, são utilizados estabilizadores de chamas. Estes estão localizados atrás dos injetores de combustível, cujo principal objetivo é garantir que a razão entre a mistura de oxidante e combustível esteja dentro dos limites de inflamabilidade, evitando a falta de ar na zona de recirculação que torna a combustão incompleta.

Segundo Alverman e Ulken (1971), e Khatchatourian (1992-1994), a utilização de estabilizadores aerodinâmicos em câmaras secundárias de turboreatores é justificada devido à possibilidade de regulagem contínua do domínio de estabilidade e da intensidade do processo de combustão em fluxo de alta velocidade.

A estrutura do escoamento depende de interação entre jato transversal e fluxo principal, caracterizada nestas condições pela presença de turbulência, a qual melhora a mistura entre o combustível e o oxidante.

Dados experimentais da distribuição da intensidade de turbulência e escala de turbulência de Euler, para diversas sessões da câmara com interação entre jato transversal anelar e fluxo principal, foram obtidos por Khatchatourian e Postnov (1976), para diferentes relações entre velocidade do jato transversal e velocidade do fluxo principal.

Para otimizar o processo de liberação de calor a combustão completa é fundamental. E para que esse processo ocorra de forma a consumir todo o combustível injetado é necessário que a quantidade de ar seja suficiente ou excedente, caso contrário a combustão será incompleta podendo resultar em fumaça. Desta forma o estudo da composição da mistura na zona de recirculação é fundamental.

Uma investigação experimental da formação de mistura atrás de jato transversal anelar foi realizada por Khatchatourian, Guiliazov e Smorodin (1974), os quais obtiveram o coeficiente de mistura, para gases com diferentes pesos moleculares, para diferentes velocidades de injeção, caracterizadas pelo parâmetro hidrodinâmico. As concentrações da mistura foram medidas na zona de recirculação aplicando cromatógrafo XT-8.

Um estudo experimental sobre a dinâmica de liberação de calor da combustão de querosene em ar, em condições de estabilização aerodinâmica de chama, também foi apresentado por Khatchatourian (1998). Neste estudo é apresentada a influência da

composição da mistura inicial e da mistura na zona de recirculação sobre o rendimento de calor da combustão.

Neste capítulo é apresentada uma descrição sobre o fenômeno da turbulência e suas principais características, o modelo matemático que descreve o escoamento de fluidos, tanto turbulento como laminar, os modelos de turbulência a serem utilizados neste trabalho, algumas colocações sobre o processo de combustão, o modelo de combustão utilizado nas simulações e a colocação do problema.

1.1 Natureza da Turbulência

Os fluxos turbulentos prevalecem em aplicações de engenharia, porém não é tão simples observá-los. No processamento de líquidos ou gases com bombas, compressores, tubulações, etc., os fluxos são geralmente turbulentos, assim como em volta de transportes, por exemplo, aviões, automóveis, barcos e submarinos. A mistura de combustível e ar em motores, caldeiras e fornos, e a mistura dos reagentes em reatores químicos são também realizadas em fluxos turbulentos. Até mesmo o movimento do ar ao longo das paredes de uma sala é turbulento; isso indica que a maioria das simulações que envolvem fluxos de fluidos provavelmente serão turbulentas.

A existência de dois regimes de escoamento, laminar e turbulento, foi demonstrada por Reynolds, em 1883, através de uma experiência na qual se pretendia visualizar um padrão do escoamento de água por um tubo de vidro. Para a realização deste experimento foi utilizado um reservatório de água e um tubo de vidro no qual era introduzido um líquido corante, o que permitia a visualização do escoamento.

Reynolds observou a formação de um filete contínuo, paralelo ao eixo do tubo, para pequenas vazões (escoamento laminar). Porém, para vazões maiores percebeu oscilações que eram ampliadas conforme o aumento da vazão, desenvolvendo assim um processo de mistura no interior do tubo (escoamento turbulento). A diferença entre estas duas formas de escoamento pode ser visualizada através da *Figura 1.1*.

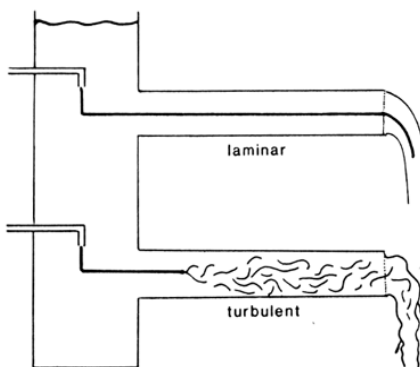


Figura 1.1: Escoamento Laminar e Escoamento Turbulento

Atualmente, para determinar o regime de escoamento de um fluido em um tubo é utilizado o coeficiente, número ou módulo de Reynolds (Re), um número adimensional muito utilizado em mecânica dos fluidos. Fisicamente, ele representa um quociente de forças de inércia ($\rho \bar{U}$) e forças de viscosidade (μ / D_F):

$$Re = \frac{\rho \bar{U} D_F}{\mu} \quad (1.1)$$

onde \bar{U} é a velocidade média do fluido, D_F o diâmetro para o fluxo no tubo, μ a viscosidade dinâmica do fluido e ρ a densidade do fluido. A partir deste coeficiente é possível avaliar a estabilidade do fluxo, ou seja, o tipo de escoamento (laminar ou turbulento).

Em experimentos de fluxos em tubos, segundo Pope (2000), caso o número de Reynolds seja inferior a 2300, aproximadamente, o fluxo é considerado laminar, sendo assim a velocidade do fluido não varia com o tempo e as linhas de corrente (streamlines) são paralelas ao eixo do tubo. O fluxo será turbulento se o coeficiente Re ultrapassar 4000. Quando o número de Reynolds sofre aumento, a transição do fluxo laminar para turbulento ocorre em torno de uma variedade de Re que depende dos detalhes do experimento (Pope, 2000).

A turbulência é um problema considerado em grande parte dos estudos sobre escoamentos, porém não é uma propriedade exclusiva destes. Existem diferentes situações nas quais se verifica a presença de turbulência, como por exemplo, o sistema político e social de um país, sistema de migração das populações do campo para a cidade, assim como da cidade para o campo, entre outros.

1.2 Características da Turbulência

Apesar de a turbulência ser verificada em diversos problemas práticos, mesmo sendo reconhecida sua grande importância no meio científico, defini-la com precisão seria quase impossível. Por isso, a opção é descrevê-la através de suas principais características:

- a) Irregularidade: O fluxo turbulento é desordenado, sendo composto por um espectro de escalas diferentes (tamanhos de redemoinhos). Apesar de ter sido considerado como um processo simplesmente randômico, um novo conceito, lançado nos anos 80, de estrutura coerente de turbulência (Cantwell,1981; Hussain,1983) levou os cientistas a novas reflexões. Em um escoamento específico, estas estruturas ocorrem de forma irregular, tanto no espaço quanto no tempo, mesmo sendo muito semelhantes são diferentes quanto a sua forma (Ferziger, 2000), o que torna sua predição muito difícil.
- b) Alta difusividade: O processo de mistura das propriedades de um escoamento (massa, quantidade de movimento, energia, etc.) é muito mais intenso no regime turbulento do que no regime laminar. O que acontece devido a presença de flutuações térmicas e de concentração. Grande parte do transporte turbulento é gerada pelos grandes turbilhões, e não pelas pequenas escalas.
- c) Altos números de Reynolds: O número de Reynolds é determinado pela razão entre efeitos convectivos e difusivos, razão esta que influi na transição dos escoamentos para o regime turbulento. A turbulência, assim como grande parte dos problemas em fluidodinâmica, envolve valores elevados para o número de Reynolds.
- d) Flutuações tridimensionais de vorticidade: Todo escoamento turbulento é tridimensional, pois o termo que representa a geração de vorticidade na equação de Helmholtz é nulo em escoamentos bidimensionais. (Abrunhosa, 2003)
- e) Altamente dissipativo: Os escoamentos turbulentos são altamente dissipativos, isto significa que a energia cinética dos turbilhões menores é transformada na energia interna. Os pequenos turbilhões, por sua vez, recebem a energia cinética de escalas

maiores, e assim por diante. Os redemoinhos maiores extraem a sua energia do fluxo médio. Este processo de transferência da energia das maiores escalas turbulentas para as menores é chamado de cascata de energia.

- f) Continuidade: Qualquer escoamento, tanto laminar quanto turbulento, é modelado pelas equações de Navier-Stokes. Mesmo as menores escalas de turbulência presentes no fluxo são muito maiores do que a escala molecular do fluido, e assim é possível tratar o fluxo como uma quantidade contínua.

Nos escoamentos turbulentos são formados vórtices, ou turbilhões, devido à diferença de pressão entre regiões vizinhas. Na tentativa de equilibrar seu sistema o fluido desloca-se na direção das regiões de baixa pressão, gerando assim vorticidade. O limite superior do tamanho dos vórtices é dado pelos contornos físicos do escoamento, sendo que os vórtices de maior tamanho apresentam baixas frequências de flutuação, e os vórtices menores frequências maiores de flutuação. Normalmente, em escoamentos turbulentos, são os vórtices maiores que contribuem com a parcela mais significativa do transporte turbulento de massa, momento e energia.

1.3 Modelagem do Escoamento de Fluidos

As equações governantes para escoamentos, em qualquer regime e com qualquer valor para o número de Reynolds, são as equações de Navier-Stokes, as quais são equações diferenciais parciais de segunda ordem não lineares, baseadas nos princípios de conservação de massa, momento e energia. O princípio de conservação da massa é expresso pela equação da continuidade:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U) = 0 \quad (1.2)$$

ou seja:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho U_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho U_z)}{\partial z} = 0 \quad (1.3)$$

onde ρ é a massa específica do fluido no instante t , U corresponde ao vetor velocidade, cujos componentes nas respectivas direções de x , y e z são representados por U_x , U_y e U_z . A notação matemática utilizada para descrever os modelos está detalhada, ao final deste trabalho, no *Anexo*.

O princípio da conservação de momento, para fluidos newtonianos, é expresso pela equação:

$$\frac{\partial \rho U}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U \otimes U) = \nabla \cdot (-p \delta + \mu (\nabla U + (\nabla U)^T)) + S_M \quad (1.4)$$

onde p é a pressão, δ é a matriz identidade ou função delta de Kronecker, μ é a viscosidade dinâmica (molecular) e S_M é a fonte de momento.

A equação baseada no princípio de conservação de energia é dada por:

$$\frac{\partial \rho h_{tot}}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U h_{tot}) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + S_E \quad (1.5)$$

onde λ é a condutividade térmica, T é a temperatura, S_E é a fonte de energia e h_{tot} é definido como a entalpia total específica, que para o caso geral de propriedades variáveis e fluxo compressível é dado em termos da entalpia estática específica, h , através da relação:

$$h_{tot} = h + \frac{1}{2} U^2 \quad (1.6)$$

onde a entalpia estática específica é função da pressão e da temperatura:

$$h = h(p, T) \quad (1.7)$$

Caso a ação da viscosidade seja significativa é acrescentado ao lado direito da equação de energia um termo adicional para justificar o efeito de tensões viscosas; desta forma, a equação de energia torna-se:

$$\frac{\partial \rho h_{tot}}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U h_{tot}) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + \left(\nabla \cdot \left(\mu \left(\nabla U + (\nabla U)^T - \frac{2}{3} \nabla \cdot U \delta \right) U \right) + S_E \right) \quad (1.8)$$

A equação de estado, acrescentada ao conjunto de equações, é descrita pela Lei de Gás Ideal e relaciona massa específica, pressão e temperatura, determinando assim a massa específica para um gás ideal:

$$\rho = \frac{w(p + p_{ref})}{R_0 T} \quad (1.9)$$

onde w é o peso molecular do gás, R_0 é a constante universal dos gases, cujo valor é comum para todos os gases, o qual depende apenas da unidade a ser utilizada. A Pressão de Referência, p_{ref} , é o dado de pressão absoluto do qual todos os outros valores de pressão são tomados. Todas as especificações de pressão relativas no CFX-5.6 são associadas à Pressão de Referência. No CFX-5.6 as equações são resolvidas para a pressão estática relativa (termodinâmica), p_{stat} , no campo de fluxo, a qual está relacionada à Pressão Absoluta, p_{abs} , através da relação:

$$p_{abs} = p_{stat} + p_{ref} \quad (1.10)$$

Assim, a capacidade de calor específica, c_p , para um gás ideal pode ser função apenas da temperatura:

$$c_p = c_p(T) \quad (1.11)$$

A resolução das equações de Navier-Stokes envolve uma complicação matemática considerável, além disso, os fluxos turbulentos geralmente envolvem números de Reynolds elevados e uma enorme variedade de escalas de turbulência de comprimento e de tempo, inclusive a necessidade de uma malha muito pequena de volumes finitos, a qual não poderia ser utilizada na prática em análises numéricas, devido à alta capacidade computacional requerida.

Com tantas dificuldades para resolver as equações de Navier-Stokes em fluxos turbulentos, diversas pesquisas no campo de Fluidodinâmica Computacional concentraram-se nos métodos que utilizam modelos de turbulência para possibilitar a predição dos efeitos da turbulência.

1.4 Modelos de Turbulência

Apesar dos avanços da ciência, a modelagem da turbulência ainda representa um grande desafio para os pesquisadores. Ela é composta de flutuações no campo de fluxo, dependentes de tempo e espaço. A turbulência é um processo muito complexo e de difícil predição, principalmente por ser tridimensional, irregular e composta de varias escalas, sendo esta última, uma das mais importantes características dos escoamentos turbulentos.

Não existe ainda um modelo único que descreva, com exatidão, qualquer situação que envolva escoamentos turbulentos, apesar do grande empenho de pesquisadores do mundo inteiro. Os modelos de turbulência existentes contém informações empíricas, o que os torna específico para determinadas classes de problemas.

Os modelos de turbulência foram desenvolvidos para considerar os efeitos da turbulência sem a necessidade de malhas perfeitas e quase impossíveis, assim como de simulações numéricas diretas. A maior parte dos modelos de turbulência são modelos de turbulência estatísticos.

Estes modelos estatísticos são baseados nas características médias apresentadas pelos fluxos turbulentos, onde um componente de velocidade, por exemplo, pode ser dividido em um componente médio, e em um componente flutuante. Desta forma, os modelos de turbulência procuram modificar as originais e instáveis equações de Navier-Stokes introduzindo valores médios e flutuantes, o que resulta nas Equações Médias de Reynolds (RANS - Reynolds Averaged Navier-Stokes). Essas equações representam apenas valores de fluxo médio, desta forma não é necessário resolver as flutuações turbulentas para modelar a turbulência.

Os modelos de turbulência baseados nas equações RANS são conhecidos como Modelos de Turbulência Estatísticos devido ao procedimento estatístico de cálculo de médias utilizado para obter as equações. A simulação destas equações é muito utilizada em cálculos práticos de engenharia pois reduz significativamente o esforço computacional se comparado com uma simulação numérica direta.

Mas este procedimento de cálculo de médias introduz as equações termos adicionais e desconhecidos, os quais contêm produtos das quantidades flutuantes que atuam como tensões adicionais no fluido. Esses termos, chamados tensões de Reynolds ou Turbulentas, são difíceis de serem determinados diretamente, e por isso ficam desconhecidos. Estas tensões precisam ser modeladas por equações adicionais de quantidades conhecidas para realizar o fechamento da turbulência, ou seja, o número de equações deve ser suficiente para determinação de todas as incógnitas. Assim, estas equações usadas para fechar o sistema definem o tipo do modelo de turbulência.

1.4.1 Equações Médias de Reynolds

Os modelos de turbulência procuram resolver um conjunto de equações de transporte modificado através da introdução de componentes médios e flutuantes. A velocidade U , por exemplo, pode ser dividida em um valor médio, \bar{U} , e um valor flutuante de variação instantânea, u .

$$U = \bar{U} + u \quad (1.12)$$

O componente médio da velocidade é dado por:

$$\bar{U} = \frac{1}{\Delta t} \int_i^{i+\Delta t} U dt \quad (1.13)$$

onde Δt é uma escala de tempo, tão grande quanto às flutuações turbulentas, mas tão pequena quanto à escala de tempo à qual as equações são resolvidas. A substituição do valor médio (de tempo) nas equações de transporte originais resulta nas equações médias de Reynolds apresentadas a seguir. Nas equações seguintes, a barra é utilizada para valores médios, exceto os produtos de valores flutuantes.

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} U) = 0 \quad (1.14)$$

$$\frac{\partial \rho U}{\partial t} + \nabla \cdot \{\rho U \otimes U\} = \nabla \cdot \{\tau - \overline{\rho u \otimes u}\} + S_M \quad (1.15)$$

onde τ é o tensor de tensões moleculares.

$$\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U \phi) = \nabla \cdot (\Gamma \nabla \phi - \overline{\rho u \phi}) + S_E \quad (1.16)$$

onde Γ representa a difusividade e ϕ uma variável escalar geral.

A equação de continuidade não foi alterada, mas as equações de momento e transporte escalares contêm termos de fluxo turbulento adicionais aos fluxos difusivos moleculares. Estes são as tensões de Reynolds, $\overline{\rho u \otimes u}$, e o fluxo de Reynolds, $\overline{\rho u \phi}$. Esses termos surgem do termo não linear convectivo das equações não médias. Eles refletem o fato que o transporte convectivo, devido a flutuações turbulentas de velocidade, atuará para realçar a mistura que, além disto, é causada por flutuações termais ao nível molecular. Em altos números de Reynolds, as flutuações turbulentas de velocidade ocorrem numa escala de comprimento muito maior do que o livre caminho médio de flutuações termais, pois as escalas de turbulência são maiores que as moleculares.

A equação média de Reynolds para a energia é:

$$\frac{\partial \rho h_{tot}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U h_{tot} + \overline{\rho u h} - \lambda \nabla T) = \frac{\partial p}{\partial t} \quad (1.17)$$

onde a entalpia total média é dada por:

$$h_{tot} = h + \frac{1}{2} U^2 + k \quad (1.18)$$

Além do fluxo médio de energia cinética, a entalpia total agora contém uma contribuição da energia cinética turbulenta, k , que é dada por:

$$k = \frac{1}{2} \overline{u^2} \quad (1.19)$$

Os modelos de turbulência do CFX-5.6 podem ser amplamente divididos em duas classes: os modelos de viscosidade turbulenta e modelos de tensões de Reynolds.

1.4.2 Modelos de Viscosidade Turbulenta

Uma proposta sugere que a turbulência consiste de pequenos vórtices que se estão se formando e dissipando continuamente, no qual as tensões de Reynolds são proporcionais aos gradientes de velocidade média. Isto define um modelo de viscosidade turbulenta.

O conceito de viscosidade de turbulência assume que as tensões de Reynolds podem estar relacionadas aos gradientes de velocidade média e a viscosidade de turbulência pela hipótese de difusão de gradiente, de maneira análoga à relação entre tensões e tensor de tensões no fluxo Newtoniano laminar:

$$-\overline{\rho u \otimes u} = -\frac{2}{3} \rho k \delta - \frac{2}{3} \mu_t \nabla \cdot U \delta + \mu_t (\nabla U + (\nabla U)^T) \quad (1.20)$$

onde, μ_t é a viscosidade turbulenta. Análogo à hipótese de viscosidade turbulenta é a hipótese de difusividade turbulenta, que determina que os fluxos de Reynolds de um escalar estão linearmente relacionados ao gradiente escalar médio:

$$-\overline{\rho u \phi} = \Gamma_t \nabla \phi \quad (1.21)$$

Aqui, Γ_t é a difusividade turbulenta, a qual é dada por:

$$\Gamma_t = \frac{\mu_t}{Pr_t} \quad (1.22)$$

onde Pr_t é o número de Prandtl turbulento.

As equações escritas anteriormente apenas expressam os termos de flutuação turbulenta em função das variáveis médias se a viscosidade turbulenta, μ_t , for conhecida. Os modelos de turbulência de duas equações, tanto $k - \varepsilon$ como $k - \omega$ fornecem esta variável.

Sujeito a essas hipóteses, as equações médias de Reynolds de momento e transporte se tornam:

$$\frac{\partial \rho U}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U \otimes U) = B - \nabla p' + \nabla \cdot (\mu_{eff} (\nabla U + (\nabla U)^T)) \quad (1.23)$$

$$\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U \phi - \Gamma_{eff} \nabla \phi) = S \quad (1.24)$$

onde B é a soma das forças que atuam sobre o corpo, p' é a pressão modificada, μ_{eff} é a viscosidade efetiva, e Γ_{eff} é a difusividade efetiva, definidas pelas seguintes relações:

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_t \quad (1.25)$$

$$\Gamma_{eff} = \Gamma + \Gamma_t \quad (1.26)$$

$$p' = p + \frac{2}{3} \rho k + \nabla \cdot U \left(\frac{2}{3} \mu_{eff} - \zeta \right) \quad (1.27)$$

onde ζ é a viscosidade volumétrica.

A equação média de Reynolds para energia se torna então:

$$\frac{\partial (\rho h_{tot})}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U h_{tot}) = \nabla \cdot \left(\lambda \nabla T + \frac{\mu_t}{Pr_t} \nabla h \right) + S_E \quad (1.28)$$

Existem vários modelos de viscosidade turbulenta, os quais podem ser diferenciados pela maneira na qual eles prescrevem a viscosidade e a difusividade de turbulência. Os modelos de viscosidade turbulenta podem ser classificados conforme o número de equações de transporte, ou seja, modelos com uma, duas ou nenhuma equação de transporte. Os modelos apresentados e estudados neste trabalho se referem aos contidos no CFX-5.6, sendo eles: modelo Zero Equation, modelo $k - \varepsilon$, modelo $k - \omega$ e modelo SST.

1.4.2.1 Modelo Zero Equation

O modelo de viscosidade turbulenta mais simples é o que não resolve nenhuma equação de transporte adicional, por isso é conhecido como modelo sem equação de transporte (*Zero Equation*). Este modelo calcula um valor global da viscosidade turbulenta μ_t , para uma velocidade média e uma escala de comprimento geométrica, usando uma fórmula empírica.

O modelo *Zero Equation* no CFX-5.6 usa uma equação algébrica para calcular a contribuição viscosa dos vórtices turbulentos, onde a constante de viscosidade turbulenta é calculada para o domínio total do fluxo.

A viscosidade turbulenta é modelada como o produto de uma escala de velocidade turbulenta, U_t , e uma escala de comprimento de turbulência, l_t , como proposto por *Prandtl* e *Kolmogorov* (ANSYS, 2006):

$$\mu_t = \rho f_\mu U_t l_t \quad (1.29)$$

onde f_μ é uma constante de proporcionalidade. A escala de velocidade é tomada para ser a velocidade máxima no domínio do fluido. A escala de comprimento é obtida através da fórmula:

$$l_t = \left(V_D^{\frac{1}{3}} \right) / 7 \quad (1.30)$$

onde V_D é o volume do fluido. Este modelo tem pouca fundamentação física e não é muito recomendado.

1.4.2.2 Modelo $k - \varepsilon$

O modelo $k - \varepsilon$ é o mais conhecido entre os modelos que envolvem duas equações diferenciais de transporte, pois é robusto, preciso e possui estabilidade. Atualmente é

considerado como padrão entre os modelos de turbulência utilizados em simulações industriais, ele também é incorporado na maioria dos códigos comerciais de CFD.

Como em todos os modelos de turbulência, tanto conceitos como detalhes são desenvolvidos ao longo do tempo. A autoria do modelo $k-\varepsilon$ padrão é apropriadamente creditada a Jones e Launder (1972). Já o melhoramento do valor das constantes do modelo foi fornecido por Launder e Sharma (1974). Mas as primeiras contribuições significativas foram reveladas por Davidov (1961), Harlow e Nakayama (1968), Hanjalić (1970), entre outros citados por Launder e Spalding (1972).

O modelo de turbulência $k-\varepsilon$ introduz duas novas variáveis ao sistema de equações. A variável k representa a energia cinética da turbulência e é definida como a variação das flutuações em velocidade, sua unidade é m^2/s^2 . ε é a dissipação da turbulência (a taxa na qual as flutuações de velocidade se dissipam), tem como unidades k pela unidade de tempo, m^2/s^3 .

A equação da continuidade é então:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U) = 0 \quad (1.31)$$

A equação do momento se torna:

$$\frac{\partial \rho U}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U \otimes U) - \nabla \cdot (\mu_{eff} \nabla U) = \nabla p' + \nabla \cdot (\mu_{eff} \nabla U)^T + B \quad (1.32)$$

onde B é a soma das forças do corpo, μ_{eff} é a viscosidade efetiva turbulenta, e p' é a pressão modificada dada por:

$$p' = p + \frac{2}{3} \rho k \quad (1.33)$$

O modelo $k-\varepsilon$, assim como o Modelo sem Equação, é baseado no conceito de viscosidade turbulenta, de forma que:

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_t \quad (1.34)$$

onde μ_t é a viscosidade de turbulência. O modelo $k-\varepsilon$ assume que a viscosidade de turbulência é unida à energia cinética de turbulência, e a dissipação é dada pela relação:

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (1.35)$$

onde C_μ é uma constante específica deste modelo; seu valor é definido como $C_\mu = 0.09$. Os valores de k e ε vem diretamente das equações diferenciais de transporte da energia cinética de turbulência, Equação (1.36), e da taxa de dissipação de turbulência, Equação (1.37):

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U k) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] + P_k - \rho \varepsilon \quad (1.36)$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U \varepsilon) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right] + \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} P_k - C_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon) \quad (1.37)$$

onde $C_{\varepsilon 1}$, $C_{\varepsilon 2}$, σ_k e σ_ε também são constantes do modelo, dados pelos valores $C_{\varepsilon 1} = 1.44$, $C_{\varepsilon 2} = 1.92$, $\sigma_k = 1.0$ e $\sigma_\varepsilon = 1.3$. Estes valores padrões, para todas as constantes do modelo, foram fornecidos por Launder e Sharma (1974).

P_k é a produção de turbulência devido a forças viscosas e de flutuabilidade, que é modelada por:

$$P_k = \mu_t \nabla U \cdot (\nabla U + \nabla U^T) - \frac{2}{3} \nabla \cdot U (3\mu_t \nabla \cdot U + \rho k) + P_{kb} \quad (1.38)$$

Para fluxos incompressíveis, $\nabla \cdot U$ é pequeno e o segundo termo do lado direito da Equação (1.38) não contribui significativamente à produção de turbulência.

O termo P_{kb} representa a produção das flutuações, e pode ser modelado pela flutuabilidade completa, no caso da massa específica ser função da pressão, temperatura ou variáveis adicionais, ou pelo modelo de flutuabilidade de Boussinesq, quando a massa específica é constante.

No modelo de flutuabilidade completa, utilizado neste trabalho, a produção das flutuações é modelada por:

$$P_{kb} = -\frac{\mu_t}{Pr_t} g \cdot \nabla \rho \quad (1.39)$$

onde g é o vetor gravidade.

1.4.2.3 Modelo $k-\varepsilon$ RNG

O modelo de turbulência $k-\varepsilon$ RNG é baseado na teoria do grupo de renormalização das equações de Navier-Stokes e foi proposto por Yakhot e Orszag (1986). As equações de transporte da geração e dissipação de turbulência são as mesmas do modelo $k-\varepsilon$ padrão, apresentado anteriormente, mas as constantes diferem nos dois modelos. Além disso, a constante $C_{\varepsilon 1}$ deixa de ser apenas uma constante, passando a ser a função $C_{\varepsilon 1RNG}$. As equações de transporte da energia cinética de turbulência, Equação (1.40), e da dissipação de turbulência, Equação (1.41), tornam-se:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U k) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{kRNG}} \right) \nabla k \right] + P_k - \rho \varepsilon \quad (1.40)$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U \varepsilon) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\varepsilon RNG}} \right) \nabla \varepsilon \right] + \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1RNG} P_k - C_{\varepsilon 2RNG} \rho \varepsilon) \quad (1.41)$$

O valor da função $C_{\varepsilon 1RNG}$ é calculado através da equação:

$$C_{\varepsilon 1RNG} = 1.42 - f_\eta \quad (1.42)$$

onde o valor das constantes pode ser obtido por:

$$f_\eta = \frac{\eta \left(1 - \frac{\eta}{4.38}\right)}{(1 + \beta_{RNG} \eta^3)} \quad (1.43)$$

$$\eta = \sqrt{\frac{P_k}{\rho C_{\mu RNG} \varepsilon}} \quad (1.44)$$

As demais constantes do modelo tem os seguintes valores: $\sigma_{kRNG} = \sigma_{\varepsilon RNG} = 0.7179$, $C_{\varepsilon 2RNG} = 1.68$, $C_{\mu RNG} = 0.085$ e $\beta_{RNG} = 0.012$.

1.4.2.4 Modelo $k - \omega$

O modelo $k - \omega$ é o segundo modelo de duas equações mais utilizado; ele foi aprimorado durante mais de 20 anos por Wilcox (1993) e outros. O modelo $k - \omega$ é mais exato e mais robusto, pois não envolve as funções complexas não lineares de amortecimento, as quais são necessárias no modelo $k - \varepsilon$. Ele assume que a viscosidade turbulenta está relacionada à energia cinética de turbulência e frequência de turbulência, ω , através da relação:

$$\mu_t = \rho \frac{k}{\omega} \quad (1.45)$$

O modelo $k - \omega$ resolve duas equações de transporte, uma para a energia cinética de turbulência, k :

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U k) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] + P_k - \beta' \rho k \omega \quad (1.46)$$

e outra para a frequência de turbulência, ω :

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U \omega) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \nabla \omega \right] + \alpha \frac{\omega}{k} P_k - \beta \rho \omega^2 \quad (1.47)$$

Além das variáveis independentes, a massa específica, ρ , e o vetor velocidade, U , são tratadas como quantidades conhecidas das equações de Navier-Stokes. A variável P_k é a taxa de produção de turbulência, que é calculada através da Equação (1.38), assim como no modelo $k-\varepsilon$. As demais constantes de fechamento do modelo são dadas por: $\beta' = 0.09$, $\alpha = 5/9$, $\beta = 0.075$ e $\sigma_k = \sigma_\omega = 2$.

1.4.2.5 Modelo Shear Stress Transport (SST)

O modelo $k-\omega$ apresenta forte sensibilidade a variações nas condições de corrente livre, o que torna o modelo deficiente. Como este problema não é desejável, Menter (1994) desenvolveu uma composição entre o modelo $k-\omega$ de Wilcox e o modelo $k-\varepsilon$ padrão, a qual ficou conhecida como modelo BSL $k-\omega$ (Baseline $k-\omega$). Tem-se as equações do modelo $k-\omega$ de Wilcox:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U k) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{k1}} \right) \nabla k \right] + P_k - \beta' \rho k \omega \quad (1.48)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U \omega) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega 1}} \right) \nabla \omega \right] + \alpha_1 \frac{\omega}{k} P_k - \beta_1 \rho \omega^2 \quad (1.49)$$

Equações transformadas do modelo $k-\varepsilon$:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U k) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{k2}} \right) \nabla k \right] + P_k - \beta' \rho k \omega \quad (1.50)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U \omega) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega 2}} \right) \nabla \omega \right] + 2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega 2} \omega} \nabla k \nabla \omega \\ + \alpha_2 \frac{\omega}{k} P_k - \beta_2 \rho \omega^2 \end{aligned} \quad (1.51)$$

As equações do modelo $k - \omega$ de Wilcox são multiplicadas pela função de mistura F_1 , e as equações transformadas do modelo $k - \varepsilon$ são multiplicadas pela função de mistura $1 - F_1$, posteriormente as equações correspondentes de k e ω são adicionadas conforme a Equação (1.52):

$$\Phi_3 = F_1 \Phi_1 + (1 - F_1) \Phi_2 \quad (1.52)$$

onde a função de mistura F_1 corresponde à unidade na parede, sendo assim, na região externa à camada limite F_1 decai para zero. As contribuições de cada modelo são representadas por Φ . Desta forma, tem-se o modelo BSL:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U k) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{k3}} \right) \nabla k \right] + P_k - \beta' \rho k \omega \quad (1.53)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U \omega) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega 3}} \right) \nabla \omega \right] + (1 - F_1) 2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega 2} \omega} \nabla k \nabla \omega \\ + \alpha_3 \frac{\omega}{k} P_k - \beta_3 \rho \omega^2 \end{aligned} \quad (1.54)$$

Os valores dos coeficientes que completam o modelo correspondem a: $\beta' = 0.09$, $\alpha_1 = 5/9$, $\beta_1 = 0.075$, $\sigma_{k1} = \sigma_{\omega 1} = 2$, $\alpha_2 = 0.44$, $\beta_2 = 0.0828$, $\sigma_{k2} = 1$ e $\sigma_{\omega 2} = 1/0.856$. Os coeficientes do novo modelo $(\sigma_{k3}, \sigma_{\omega 3}, \alpha_3, \beta_3)$ formam uma combinação linear dos coeficientes correspondentes aos modelos subjacentes, conforme a Equação (1.52).

O modelo BSL combina as vantagens dos modelos $k - \varepsilon$ e $k - \omega$ de Wilcox, mas não consegue prever corretamente o ponto de separação de escoamentos em superfícies lisas; mais detalhes podem ser encontrados em Menter (1994). Para corrigir esta deficiência do modelo BSL, o valor da viscosidade turbulenta é obtido através de um limitador:

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, SF_2)} \quad (1.55)$$

onde

$$v_t = \mu_t / \rho \quad (1.56)$$

e onde F_2 é uma função de mistura similar a F_1 , e S é uma medida invariante da taxa de deformação. O modelo Shear Stress Transport é justamente o modelo BSL $k - \omega$ modificado. O novo modelo, baseado no modelo $k - \omega$, considera o transporte das tensões de cisalhamento turbulento e suas previsões da separação do fluxo são precisas em condições de escoamentos com gradientes de pressão desfavorável.

As funções de mistura, fundamentais para o sucesso do método, são formuladas com base na distância da superfície e nas variáveis do fluxo. A função de mistura F_1 é definida por:

$$F_1 = \tanh(arg_1^4) \quad (1.57)$$

$$arg_1 = \min\left(\max\left(\frac{\sqrt{k}}{\beta' \omega \psi}, \frac{500\nu}{\psi^2 \omega}\right), \frac{4\rho k}{CD_{k\omega} \sigma_{\omega 2} \psi^2}\right) \quad (1.58)$$

$$CD_{k\omega} = \max\left(2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega 2} \omega} \nabla k \nabla \omega, 1.0 \times 10^{-10}\right) \quad (1.59)$$

onde ψ é a distância em relação à parede e ν é a viscosidade cinemática. A função de mistura F_2 é dada por:

$$F_2 = \tanh(arg_2^2) \quad (1.60)$$

$$arg_2 = \max\left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta' \omega \psi}, \frac{500\nu}{\psi^2 \omega}\right) \quad (1.61)$$

Inúmeros estudos desenvolvidos por Bardina et al. (1997), sobre a validação do modelo SST demonstraram um melhor desempenho deste método em relação aos modelos $k - \varepsilon$ e $k - \omega$, em simulações de escoamento em camada limite.

1.4.3 Modelos das Tensões de Reynolds

Esses modelos são baseados em equações de transporte para todos os componentes do tensor de tensões de Reynolds e para a taxa de dissipação. Esses modelos não utilizam o conceito de viscosidade turbulenta, mas resolvem uma equação de transporte do tensor de Reynolds no fluido. As equações de transporte dos modelos do tensor de Reynolds são resolvidas para os componentes de tensões individuais.

Os modelos algébricos do tensor de Reynolds resolvem equações algébricas, ao passo que os modelos diferenciais do tensor de Reynolds resolvem equações diferenciais de transporte individualmente para cada componente do tensor. No CFX-5.6 são implementados os modelos diferenciais.

Teoricamente, o termo de produção exato e a modelagem inerente da anisotropia dos tensores tornam os modelos do tensor de Reynolds mais apropriados para fluxos complexos, contudo a prática mostra que, muitas vezes, eles não são superiores aos modelos de duas equações.

As equações médias de Reynolds de conservação do momento para a velocidade média são:

$$\frac{\partial \rho U}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U \otimes U) - \nabla \cdot (\mu \nabla U) = -\nabla p'' - \nabla \cdot (\overline{\rho u \otimes u}) + B \quad (1.62)$$

onde p'' é a pressão modificada, B é a soma das forças que atuam sobre o corpo e $\overline{\rho u \otimes u}$ é a contribuição da flutuação das tensões de Reynolds. Diferentemente dos modelos de viscosidade turbulenta, a pressão modificada não tem nenhuma contribuição da turbulência e está relacionada à pressão estática (termodinâmica) por :

$$p'' = p + \nabla \cdot U \left(\frac{2}{3} \mu - \zeta \right) \quad (1.63)$$

No modelo diferencial de tensores, $\overline{u \otimes u}$ é realizado para satisfazer uma equação de transporte. Uma equação de transporte separada deve ser resolvida para cada um dos seis componentes do tensor de Reynolds de $\overline{\rho u \otimes u}$. A equação diferencial de transporte do tensor de Reynolds é:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{\rho u \otimes u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\overline{\rho u \otimes u} \otimes U) - \nabla \cdot \left(\rho C_{\mu RS} \frac{k}{\varepsilon} \overline{u \otimes u} (\nabla u \otimes u)^T \right) = P \\ + G + \phi - \frac{2}{3} \rho \varepsilon \delta \end{aligned} \quad (1.64)$$

onde P e G são, respectivamente, os termos de produção de turbulência do tensor de Reynolds através das forças cisalhantes e de flutuabilidade, ϕ é o tensor pressão-tensão, e $C_{\mu RS}$ é uma constante.

1.4.3.1 Modelo das Tensões de Reynolds e Variações

O modelo das Tensões de Reynolds padrão no CFX-5.6 é baseado na equação de ε . O solver do CFX-5.6 resolve as seguintes equações de transporte das tensões de Reynolds:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{\rho u \otimes u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U \otimes \overline{u \otimes u}) = P + \phi \\ + \nabla \cdot \left(\left(\mu + \frac{2}{3} c_s \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \right) \nabla u \otimes u \right) - \frac{2}{3} \rho \varepsilon \delta \end{aligned} \quad (1.65)$$

que pode ser escrito em notação indexada conforme abaixo:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\overline{\rho u_i u_j}) + \frac{\partial}{\partial x_k} (U_k \overline{\rho u_i u_j}) = P_{ij} + \phi_{ij} \\ + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\mu + \frac{2}{3} c_s \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \right) \frac{\partial \overline{\rho u_i u_j}}{\partial x_k} \right] - \frac{2}{3} \delta_{ij} \varepsilon \rho \end{aligned} \quad (1.66)$$

onde ϕ_{ij} é a correlação pressão-tensão, e P o termo de produção exato, dado por :

$$P = -\rho (\overline{u \otimes u} (\nabla U)^T + (\nabla U) \overline{u \otimes u}) \quad (1.67)$$

Como a dissipação de turbulência aparece nas equações individuais de tensões, ainda é necessária uma equação para ε , a qual toma a seguinte forma:

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U \varepsilon) = \frac{\varepsilon}{k} (c_{\varepsilon 1} P - c_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon) + \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\varepsilon RS}} \right) \nabla \cdot \varepsilon \right] \quad (1.68)$$

Nessas equações, os coeficientes de difusão anisotrópica dos modelos originais são substituídos por uma formulação isotrópica, que aumenta a robustez do modelo de tensões de Reynolds.

Um dos termos mais importantes nos modelos das tensões de Reynolds é a correlação pressão-tensão, ϕ_{ij} . As relações pressão-tensão podem ser expressas na forma geral:

$$\phi_{ij} = \phi_{ij1} + \phi_{ij2} \quad (1.69)$$

onde:

$$\phi_{ij1} = -\rho \varepsilon \left(C_{s1} a + C_{s2} \left(a a - \frac{1}{3} a \cdot a \delta \right) \right) \quad (1.70)$$

$$\begin{aligned} \phi_{ij2} = & -C_{r1} P a + C_{r2} \rho k S - C_{r3} \rho k S \sqrt{a \cdot a} \\ & + C_{r4} \rho k \left(a S^T + S a^T - \frac{2}{3} a \cdot S \delta \right) + C_{r5} \rho k (a W^T + W a^T) \end{aligned} \quad (1.71)$$

$$a = \frac{\overline{u \otimes u}}{k} - \frac{2}{3} \delta \quad (1.72)$$

$$S = \frac{1}{2} (\nabla U + (\nabla U)^T) \quad (1.73)$$

$$W = \frac{1}{2} (\nabla U - (\nabla U)^T) \quad (1.74)$$

Nesta formulação, a é o tensor anisotrópico, S é a taxa de tensão e W é a vorticidade. Esta forma geral pode ser usada para modelar relações lineares e quadráticas usando valores apropriados para as constantes, as quais dependem da variação do modelo escolhido.

O CFX-5.6 contém três variações do modelo das tensões de Reynolds padrão, os quais são conhecidos como LRR-IP (LRR Reynolds Stress), LRR-QI (QI Reynolds Stress) e SSG (SSG Reynolds Stress). Cada um dos modelos possui constantes diferentes, as quais estão apresentadas na *Tabela 1.1*:

Tabela 1.1: Constantes das Variações do Modelo das Tensões de Reynolds

Modelo	LRR-IP	LRR-QI	SSG
$C_{\mu RS}$	0.1152	0.1152	0.1
$\sigma_{\epsilon RS}$	1.10	1.10	1.36
c_s	0.22	0.22	0.22
$c_{\epsilon 1}$	1.45	1.45	1.45
$c_{\epsilon 2}$	1.9	1.9	1.83
C_{s1}	1.8	1.8	1.7
C_{s2}	0.0	0.0	-1.05
C_{r1}	0.0	0.0	0.9
C_{r2}	0.8	0.8	0.8
C_{r3}	0.0	0.0	0.65
C_{r4}	0.6	0.873	0.625
C_{r5}	0.6	0.655	0.2

Os modelos LRR-IP e LRR-QI foram desenvolvidos por Launder, Reece e Rodi (1975). "IP" significa a isotropização da Produção, e "QI" significa quase isotrópico. Nesses modelos, a correlação pressão-tensão é linear.

O modelo de SSG foi desenvolvido por Speziale, Sarkar e Gatski (1991). Este modelo usa uma relação quadrática para a correlação pressão-tensão.

1.4.3.2 Modelo ω Reynolds Stress

O modelo de turbulência ω Reynolds Stress (Omega Reynolds Stress), ou modelo SMC- ω , é um modelo das tensões de Reynolds baseado na equação de ω . Para a equação de ω é usada a formulação do modelo BSL $k - \omega$. A vantagem da equação de ω é que ele leva em conta um tratamento mais exato perto da parede com troca automática da função de parede para uma formulação de baixo número de Reynolds baseada no espaçamento da malha.

As equações modeladas de ω e da tensão de Reynolds podem ser escritas da seguinte forma:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho\omega)}{\partial t} + \frac{\partial(U_k\rho\omega)}{\partial x_k} = \alpha\rho\frac{\omega}{k}P_k - \beta\rho\omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma} \right) \frac{\partial\omega}{\partial x_k} \right) \\ + (1 - F_1) \cdot 2\rho \frac{1}{\sigma\omega} \frac{\partial k}{\partial x_k} \frac{\partial\omega}{\partial x_k} \end{aligned} \quad (1.75)$$

$$\frac{\partial(\rho\tau_{ij})}{\partial t} + \frac{\partial(U_k\rho\tau_{ij})}{\partial x_k} = -\rho P_{ij} + \frac{2}{3}\beta'\rho\omega k\delta_{ij} - \rho\Pi_{ij} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma^*} \right) \frac{\partial\tau_{ij}}{\partial x_k} \right) \quad (1.76)$$

com a relação constitutiva da correlação pressão-tensão:

$$\begin{aligned} \Pi_{ij} = \beta'C_1\omega \left(\tau_{ij} + \frac{2}{3}k\delta_{ij} \right) - \hat{\alpha} \left(P_{ij} - \frac{2}{3}P\delta_{ij} \right) - \hat{\beta} \left(D_{ij} - \frac{2}{3}P\delta_{ij} \right) \\ - \hat{\gamma}k \left(S_{ij} - \frac{1}{3}S_{kk}\delta_{ij} \right) \end{aligned} \quad (1.77)$$

O tensor de produção das tensões de Reynolds é dado por:

$$P_{ij} = \tau_{ik} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \tau_{jk} \frac{\partial U_i}{\partial x_k}; \quad P = \frac{1}{2}P_{kk} \quad (1.78)$$

O tensor D_{ij} , contido no modelo pressão-tensão, Equação (1.77), diferencia-se do tensor de produção no produto de índices do ponto:

$$D_{ij} = \tau_{ik} \frac{\partial U_k}{\partial x_j} + \tau_{jk} \frac{\partial U_k}{\partial x_i} \quad (1.79)$$

A viscosidade turbulenta nos termos de difusão das equações de balanço, Equações (1.75) e (1.76), é calculada da mesma forma que no modelo $k - \omega$ de Wilcox, conforme a Equação (1.45). Os coeficientes do modelo estão apresentados na *Tabela 1.2*.

Tabela 1.2: Coeficientes do Modelo Omega Reynolds Stress

Coeficiente	Valor
β'	0.09
$\hat{\alpha}$	$(8 + C_2) / 11$
$\hat{\beta}$	$(8 C_2 - 2) / 11$
$\hat{\gamma}$	$(60 C_2 - 4) / 55$
C_1	1.8
C_2	0.52

Os coeficientes α e β da equação de ω , bem como os números de Prandtl turbulentos, tanto σ^* como σ , são misturados entre valores dos dois conjuntos de constantes, correspondente às constantes do modelo baseado em ω e às constantes do modelo baseado em ε transformadas a uma formulação ω . O processo de mistura destas constantes é encontrado, de forma detalhada, em ANSYS (2006).

1.5 Processo de Combustão

As câmaras de combustão vem passando por mudanças em sua geometria a mais de 50 anos. Através de simulações e experiências são calculados parâmetros que podem melhorar a eficiência destes processos.

Os estudos que têm recebido maior ênfase nos últimos anos são relacionados com: estabilidade da chama; redução de tamanho das câmaras; redução na emissão de óxido de nitrogênio (NOx), monóxido de carbono (CO) e hidrocarbonetos não queimados; aumento no tempo de vida das câmaras; entre outros.

A estrutura do escoamento, a transferência de calor e a turbulência são os fatores que mais influem a estabilidade, a eficiência e a intensidade da combustão. Por isso o estudo de parâmetros internos da câmara de combustão recebia maior ênfase. Para realizar tais estudos construía-se protótipos de forma a obter o comportamento real destas câmaras. Com o avanço da ciência e da tecnologia surgiram as simulações computacionais que reduziram significativamente o custo das experiências e ampliaram o número de variáveis a serem analisadas simultaneamente, como por exemplo, a possibilidade de prever as taxas de reação e de formação de poluentes, intensidade de turbulência e transferência de calor. Mas como não

conseguem reproduzir a realidade de uma forma completa, as simulações computacionais são complementadas com testes de laboratório.

As câmaras de combustão tem como papel principal a transformação de energia química, contida na mistura de combustível, em energia térmica. As reações químicas da combustão abrangem a oxidação completa de um determinado combustível e se processam em altas temperaturas.

Os combustíveis são assim considerados quando sua oxidação permite a liberação de energia suficiente para aproveitamento industrial. Eles são basicamente constituídos pelos elementos: Carbono, Hidrogênio e Enxofre, em alguns casos.

Os combustíveis fósseis, carvão, petróleo e gás natural, são em sua maioria hidrocarbonetos, compostos por carbono, hidrogênio e oxigênio. Tais combustíveis são de origem não-renováveis. Já os combustíveis gasosos são normalmente compostos por misturas de gases, e os combustíveis líquidos destilados, como por exemplo a gasolina e o querosene são misturas de hidrocarbonetos simples.

O oxidante mais utilizado nas reações químicas de processos industriais é o oxigênio (O_2) disponível no ar atmosférico. O oxigênio representa aproximadamente 23,2% da massa do ar atmosférico, de forma que o restante, 76,8% é composto praticamente de nitrogênio (N_2). Sendo assim, a quantidade de oxigênio consumido na combustão equivale a apenas 23,2% do ar utilizado.

Quando o combustível não é queimado totalmente, devido a redução do rendimento térmico do combustível e por não sofrerem oxidação no interior da câmara de combustão, são conseqüentemente lançados na atmosfera (Lefebvre, 1983). Essa emissão está relacionada ao grau de formação da mistura entre o combustível e o oxidante, e ao tempo em que o combustível permaneceu dentro da câmara de combustão. Desta forma, com a recirculação dos gases atrás do jato, o combustível tende a retornar para a base da chama, aumentando seu tempo de permanência dentro da câmara de combustão. Isto mostra a forte influência das zonas de recirculação sobre o processo de oxidação do combustível.

Existem inúmeros modelos matemáticos para descrever o processo de combustão. No CFX 5.6 são disponibilizados os seguintes modelos:

- Modelo de Dissipação de Vórtices (Eddy Dissipation - EDM)
- Modelo Químico de Taxas Finitas (Finite Rate Chemistry - FRC)
- Modelo Combinado EDM/FRC
- Modelo de Chama Laminar (Laminar Flamelet)

O modelo escolhido para as simulações de combustão neste trabalho foi o modelo de dissipação de vórtices, um modelo desenvolvido para utilização em inúmeros fluxos turbulentos. Este é muito utilizado em previsão de chamas industriais devido a sua simplicidade e robustez em previsão de fluxos turbulentos.

1.5.1 Modelo de Combustão de Dissipação de Vórtices

Os modelos de combustão no CFX-5.6 utilizam o mesmo algoritmo usado para o Fluido Multicomponente com a adição de um termo fonte devido a reações químicas. A equação do transporte do componente I com a fração de massa, Y_I é então:

$$\frac{\partial(\rho Y_I)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j Y_I)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_{I,eff} \frac{\partial Y_I}{\partial x_j} \right) + S_I \quad (1.80)$$

O coeficiente de difusão molecular efetiva, $\Gamma_{I,eff}$, do componente I , pode ser calculado pela expressão:

$$\Gamma_{I,eff} = \Gamma_I + \frac{\mu_t}{Sc_t} \quad (1.81)$$

onde Γ_I é o coeficiente de difusão molecular do componente I , e Sc_t o número de Schmidt turbulento, dado pela razão entre a viscosidade turbulenta, μ_t , e a difusividade turbulenta Γ_t :

$$Sc_t = \frac{\mu_t}{\Gamma_t} \quad (1.82)$$

O termo S_I , da Equação (1.80), deve-se à taxa da reação química envolvendo o componente I . A taxa de produção ou consumo, S_I , para o componente I pode ser calculada através da soma da taxa de progresso de todas as reações elementares em que o componente I participa:

$$S_I = w_I \sum_{k=1}^K (v''_{kl} - v'_{kl}) R_k \quad (1.83)$$

onde w_I é o peso molecular da espécie I , K é o número de reações elementares, que envolvem N_C componentes, e que descrevem as reações químicas conforme a expressão:



onde v_{kl} é o coeficiente estequiométrico do componente I na reação elementar k .

A taxa de reação elementar, R_k , do progresso da reação k pode ser calculada usando o Modelo Químico de Taxas Finitas (FRC), ou o Modelo de Dissipação de Vórtices (EDM), sendo este último o utilizado neste trabalho.

O Modelo de Dissipação de Vórtices (EDM) é baseado no conceito da rapidez da reação química em relação aos processos de transporte das espécies químicas no fluxo. Quando os reagentes se misturam ao nível molecular acabam formando os produtos instantaneamente. Este modelo assume que a taxa de reação pode estar diretamente relacionada ao tempo necessário de mistura dos reagentes a nível molecular. Em fluxos turbulentos, este tempo de mistura é determinado pelas propriedades de vórtice (estruturas turbulentas), sendo assim a taxa de reação é proporcional ao tempo de mistura definido pela energia cinética turbulenta, k , e dissipação, ε :

$$taxa \propto \frac{\varepsilon}{k} \quad (1.85)$$

Este conceito do controle da reação é aplicável em muitos problemas de combustão industriais onde as taxas de reação são rápidas se comparadas com a taxa de mistura do reagente.

No Modelo de Dissipação de Vórtices a taxa R_k do progresso da reação elementar k , é determinada pela menor de duas expressões: a que limita os reagentes, Equação (1.86), e a que limita os produtos, Equação (1.87).

$$R_k = A \frac{\mathcal{E}}{k} \min \left(\frac{[I]}{v'_{kl}} \right) \quad (1.86)$$

$$R_k = AB \frac{\mathcal{E}}{k} \left(\frac{\sum_P [I] w_I}{\sum_P v''_{kl} w_I} \right) \quad (1.87)$$

Onde $[I]$ é a concentração molar do componente I , de forma que I inclua apenas componentes de reagente. P é o laço de repetição que age sobre todos os componentes do produto na reação elementar k . Caso o valor de B seja negativo o limitador do produto não é aplicado.

Os dados termodinâmicos que se referem às propriedades dos materiais utilizados pelo CFX 5.6 foram obtidos em Kee, Rupley e Miller (1991).

1.6 Colocação do Problema

A interação resultante da propagação de um jato transversal sobre um fluxo principal provoca mudanças significativas nas características do escoamento turbulento e em parâmetros de combustão. Com isso torna-se importante o estudo de características como intensidade e escala de turbulência atrás do jato transversal, bem como o processo de mistura na zona de recirculação devido a influência do escoamento turbulento.

O estudo da formação da mistura e do processo de combustão possibilita o desenvolvimento de métodos de cálculo de características e propriedades que influenciam no aprimoramento de projetos de câmaras, o que contribui para o desenvolvimento das câmaras, bem como para o melhoramento de performance das mesmas.

Como o desenvolvimento de experimentos geralmente é muito caro, a utilização de simulações computacionais tem sido a opção adotada por indústrias e cientistas em diversos ramos da ciência. Porém, o resultado fornecido pelas simulações numéricas nem sempre se apresenta compatível com o acontecimento físico real, pois muitos modelos são direcionados para problemas mais específicos e, geralmente, utilizam coeficientes experimentais que satisfazem a modelagem de tais problemas.

Desta forma, o presente trabalho tem como objetivo o estudo de características do escoamento com a utilização de estabilizadores aerodinâmicos. Para isso serão realizadas simulações do problema da interação entre jato transversal anelar e fluxo principal, em canal axisimétrico com escoamento turbulento e regime estacionário, as quais serão desenvolvidas através do pacote comercial CFX 5.6. Os resultados deste estudo serão avaliados através da comparação com dados experimentais retirados da literatura, os quais descrevem o comportamento das características mais significativas sobre o escoamento nestas condições.

Primeiramente buscou-se o modelo de turbulência, disponível no código CFX utilizado, que represente com maior fidelidade a estrutura do escoamento turbulento estudado. Em seguida, utilizando o modelo de turbulência escolhido, são estudadas características do escoamento turbulento com interação entre jato transversal anelar e fluxo principal.

A avaliação da fidelidade dos resultados das simulações computacionais, principalmente em descrever escoamentos com estruturas mais complexas, possibilita a criação de novos modelos capazes de prever o comportamento de fluxos de forma mais abrangente.

2 MODELO FÍSICO E MATEMÁTICO

2.1 Estabilizador Aerodinâmico

Pode-se dizer que a chama é estabilizada quando as reações da combustão fornecem calor e intermediários para o sistema, mais especificamente para a zona de ignição, o que torna a chama mais estável. O calor pode ser fornecido através da radiação de um cone de refratário quente, ou através de recirculação de gases quentes da combustão, os quais acabam voltando para a base da chama. Esta recirculação pode ser provocada pela utilização de obstáculos, os quais promovem turbulência rotacional.

Os estabilizadores de chama podem ser mecânicos ou aerodinâmicos. Ambos possuem a mesma finalidade e são diferenciados quanto à forma na qual produzem o obstáculo ao fluxo principal. Os estabilizadores mecânicos utilizam um corpo com variação brusca de geometria para gerar as zonas de recirculação. Estes corpos aerodinamicamente desfavoráveis podem ter diversas formas, como por exemplo, cones elípticos ou esferas. Nos estabilizadores aerodinâmicos não se utilizam corpos de variação brusca, mas sim jatos transversais que interagem com um fluxo principal.

A interação entre um jato transversal e um fluxo principal leva a formação de uma zona de pressão reduzida atrás do jato, devido ao movimento do fluxo proveniente do injetor que carrega consigo partículas de sua vizinhança (partículas de gás ou ar). O movimento do fluxo, por sua vez, tende a se direcionar para locais onde a pressão é menor, desta forma o fluxo é direcionado no sentido contrário de seu movimento inicial, buscando preencher esta zona onde a pressão é reduzida. Este fluxo circular, ou seja, movimento de recirculação formado atrás do jato transversal é chamado de Zona de Recirculação.

A *Figura 2.1* apresenta o esquema do estabilizador aerodinâmico estudado neste trabalho, onde está representada a zona de recirculação:

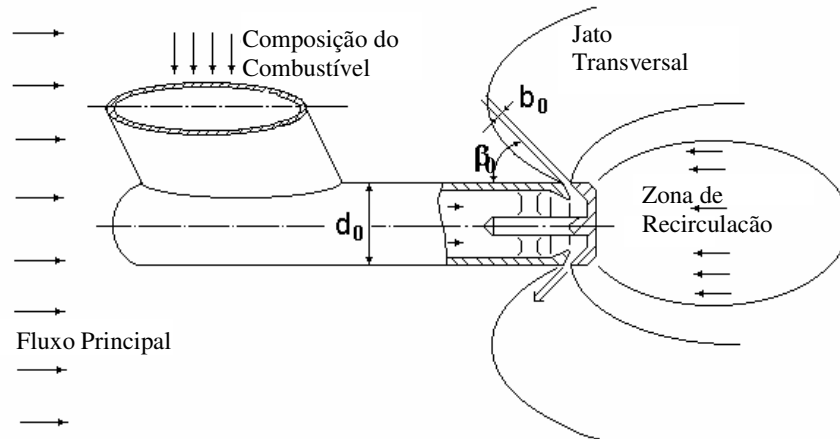


Figura 2.1: Esquema do estabilizador aerodinâmico

Mas o funcionamento dos estabilizadores aerodinâmicos de chama é limitado, e este limite depende da dimensão da zona de recirculação formada atrás do jato, e da composição da mistura entre combustível e oxidante dentro desta mesma zona, para temperatura e velocidade determinadas. A dimensão da zona de recirculação e a composição da mistura, assim como outros parâmetros, dependem de uma relação entre a velocidade do jato transversal, a velocidade do fluxo principal e o peso molecular do gás de injeção, utilizado como combustível. Esta relação é representada pelo parâmetro hidrodinâmico \overline{q}_v , o qual pode ser calculado através da Equação (2.1) tanto quanto pela Equação (2.2), as quais diferem apenas pela forma de apresentação das variáveis:

$$\overline{q}_v = \frac{\rho_v U_v^2}{\rho_w U_w^2} \quad (2.1)$$

$$\overline{q}_v = \frac{w_v T_w U_v^2}{w_w T_v U_w^2} \quad (2.2)$$

onde U_v representa a velocidade do jato transversal e U_w a velocidade do fluxo principal, da mesma forma, w_v e w_w os pesos moleculares do gás e do ar, respectivamente, T_v e T_w as

temperaturas, ρ_v e ρ_w as massas específicas dos fluidos. O peso molecular de combustíveis utilizados atualmente com ar como oxidante varia em um amplo intervalo, de 2 para hidrogênio até 160 para óleo diesel e querosene vaporizado.

O modelo da interação entre jato transversal e fluxo principal foi estudado por Khatchatourian (1978, 1997 e 1998), e por Khatchatourian, Guiliazov e Smorodin (1974), nos limites do comprimento da zona de recirculação, os quais estabeleceram relações quantitativas entre as dimensões da zona de fluxo inverso formada atrás do jato transversal, a geometria de bocal do estabilizador e o valor do parâmetro hidrodinâmico $\overline{q_v}$, para casos particulares. A geometria de bocal abrange o ângulo de saída do jato transversal β_0 , a espessura do bocal de injeção do gás b_0 e o diâmetro do tubo do estabilizador aerodinâmico d_0 .

O processo de combustão em fluxo turbulento depende significativamente dos parâmetros hidrodinâmicos de intensidade e escala de turbulência, e de parâmetros físico-químicos como temperatura, pressão e composição do fluxo da mistura inicial. Portanto, para conhecer o comportamento do estabilizador aerodinâmico de chama é necessário estudar também a distribuição das concentrações, temperaturas e características da turbulência atrás da zona de recirculação.

2.1.1 Regimes de Simulação

Para realizar o estudo destas características do fluxo foram analisados vários regimes, os quais foram obtidos através da literatura, devido à possibilidade de comparar o resultado das simulações com os dados experimentais disponíveis. As configurações de cada um dos regimes simulados estão apresentadas na *Tabela 2.1*, de modo que a configuração dos regimes I, II, III e IV é baseada nos dados da literatura conforme Khatchatourian (1978), Khatchatourian et al. (1974), Khatchatourian e Postnov (1976), e Khatchatourian (1998), respectivamente.

Os parâmetros T_w e T_v são as temperaturas de entrada, e U_w e U_v as velocidades de entrada do fluxo principal e do jato transversal, respectivamente. A velocidade de injeção do jato transversal, U_v , foi variada em todos os regimes para obter o parâmetro hidrodinâmico $\overline{q_v}$ correspondente.

Tabela 2.1: Configuração dos Regimes de Simulação

Regimes	I	II	III	IV
T_w	343 K	340 K	333 K	873 K
U_w	50 m/s	42,5 m/s	50 m/s	86,5 m/s
T_v	550 K	290 K	283 K	723 K
$\overline{q_v}$	21,6	3 - 42	5,7; 12,6 e 18,6	21; 33 e 47
β_0	45°	45°	45°	45°
b_0	0,8 mm	0,28 mm	0,8 mm	0,8 mm
d_0	24 mm	8 mm	24 mm	24 mm
D_0	200 mm	200 mm	200 mm	200 mm

Os parâmetros da configuração da geometria são: o ângulo de saída do jato transversal, β_0 , a espessura do bocal do injetor, b_0 , o diâmetro do tubo do estabilizador aerodinâmico, d_0 , e o diâmetro do canal, D_0 .

Para o regime I é estudado o perfil da temperatura atrás da zona de recirculação, ou seja, o rastro térmico em diversas seções da câmara, o que justifica o comprimento mais alongado da geometria do canal, assim como nos regimes III e IV.

No regime II é realizada a análise da formação da mistura no interior da zona de recirculação; portanto, o comprimento do canal neste regime é menor do que o comprimento do canal nos demais regimes, onde são estudadas as características do fluxo atrás da zona de recirculação.

Para o regime III buscou-se analisar os resultados de intensidade e escalas de turbulência nas diversas sessões da câmara, e no regime IV é estudada a dinâmica de liberação de calor, em processo com combustão.

Todas as simulações realizadas utilizam modelo de escoamento compressível subsônico, com transferência de calor adiabática, em regime estacionário.

2.1.2 Processo de Mistura

Em diversas aplicações, a característica mais importante da turbulência é sua habilidade em transportar e misturar fluidos de uma forma mais eficaz, se comparada com o movimento do fluido em fluxos laminares. Isto foi demonstrado através de um experimento, primeiramente relatado por Osborne Reynolds em 1883.

Em processos químicos como, por exemplo, em câmaras de combustão, onde são reunidos em um mesmo fluxo fluidos diferentes, é geralmente desejável que a mistura entre os diferentes fluidos ocorra da forma mais rápida possível, acelerando as reações químicas envolvidas no processo.

Desta forma, a presença da turbulência no movimento do fluxo de ar é fundamental pois garante uma boa mistura entre combustível e oxidante. Para avaliar a qualidade da mistura na zona de recirculação pode-se calcular o valor do coeficiente de mistura $m1$, em cada ponto da zona de recirculação, o qual representa uma relação local entre a fração mássica de ar do fluxo principal, $Y_{AR(W)}$, e a fração mássica de gás proveniente do jato transversal,

$Y_{GÁS(V)}$:

$$m1 = \frac{Y_{AR(W)}}{Y_{GÁS(V)}} \quad (2.3)$$

Para avaliar a mistura formada na zona de recirculação foram utilizados gases com pesos moleculares diferentes, para verificar a influência desta característica do gás sobre a formação da mistura.

O peso molecular do gás é obtido através do peso atômico dos elementos que o constituem. Na tabela a seguir estão representados alguns elementos utilizados nas simulações deste trabalho com seus respectivos pesos atômicos.

Tabela 2.2: Peso atômico de elementos químicos

Elemento	Peso Atômico
Hidrogênio (H)	1
Hélio (He)	4,0026
Carbono (C)	12,011
Nitrogênio (N)	14,0067
Oxigênio (O)	15,99994
Flúor (F)	18,998403
Enxofre (S)	32,06
Cloro (Cl)	35,453

O peso molecular de um combustível ou outro material é dado pela soma dos pesos atômicos dos elementos que o constituem. Desta forma, o cálculo do peso molecular dos gases e outros compostos utilizados neste trabalho são apresentados na tabela abaixo:

Tabela 2.3: Cálculo do Peso Molecular de Diferentes Compostos

Composto	Composição Química	Cálculo do Peso molecular
Hélio	He	4,0026
Dióxido de Carbono	CO ₂	12,011 + 2x15,99994 = 44,01088
Freon-12	CF ₂ CL ₂	12,011 + 2x18,998403 + 2x35,453 = 120,9138
Querosene	C ₁₂ H ₂₃	12x12,011 + 23x1 = 167,132

A composição química média do querosene varia entre C_{10,9}H_{20,9} a C₁₂H₂₃, de acordo com a fonte na qual é obtida. A formulação química utilizada neste trabalho para o querosene foi obtida de Gracia-Salcedo et al. (1988).

Dos compostos relacionados acima, os gases Hélio, Dióxido de Carbono e Freon-12 foram aplicados em simulações para análise de formação da mistura, devido a grande variação

do peso molecular entre eles. O querosene foi utilizado em simulações com combustão, para cálculo da liberação de calor da combustão.

Além do peso molecular do gás outros fatores influenciam a qualidade da mistura na zona de recirculação, entre eles, a relação entre velocidades e temperaturas do fluxo (dada pelo parâmetro hidrodinâmico $\overline{q_v}$), e ainda as características da turbulência.

2.1.3 Intensidade de Turbulência

O valor instantâneo da velocidade do fluxo num ponto fixo, U_i , pode ser considerado como a soma do valor médio da velocidade no tempo, \overline{U} , com os componentes de flutuação da velocidade, u .

$$U_i = \overline{U} + u \quad (2.4)$$

Como o movimento turbulento é caracterizado por vórtices tridimensionais, a flutuação ou pulsação da velocidade pode ter qualquer orientação, sendo assim composta de três componentes: componente longitudinal da flutuação da velocidade, u_x , e componentes transversais da velocidade, u_y e u_z .

A média quadrática da flutuação da velocidade turbulenta, u' , é dada pela expressão:

$$u' = \sqrt{\overline{(u)^2}} \quad (2.5)$$

A intensidade de turbulência representa o nível de turbulência do fluido. Ela é representada pela razão entre a média quadrática da flutuação da velocidade e a velocidade média do fluxo:

$$I_t = \frac{u'}{\overline{U}} \quad (2.6)$$

A média quadrática da flutuação da velocidade turbulenta pode ser calculada através da energia cinética de turbulência k , caso esta seja conhecida (Pope, 2000):

$$u' = \sqrt{\frac{2}{3}k} \quad (2.7)$$

Em simulações de Fluidodinâmica Computacional (CFD) normalmente estima-se o valor da intensidade de turbulência nas entradas durante a definição das condições de contorno. Desta forma, é necessário ter fundamentos suficientes para estimar o parâmetro com mais precisão, baseando-se em dados de medições previamente realizadas.

Para estimar a intensidade de turbulência nas entradas pode-se utilizar alguns parâmetros comuns:

- Alta Turbulência: Geometrias complexas com fluxo em alta velocidade, como por exemplo, troca de calor e fluxo dentro de turbinas e compressores. Intensidade varia entre 5% e 20%.
- Média Turbulência: Fluxo em mecanismos não tão complexos como tubos grandes, fluxos de ventilação, ou fluxos de baixas velocidades com baixo número de Reynolds. Intensidade entre 1% e 5%.
- Baixa Turbulência: Fluxos externos através de carros, submarinos e aviões, ou túneis de vento de alta qualidade. Neste caso a intensidade de turbulência é muito baixa, abaixo de 1 %.

2.1.4 Escalas de Turbulência

Os escoamentos turbulentos são caracterizados, principalmente, pela grande variedade de escalas de turbulência, entre as quais estão: a escala de turbulência de Euler e a escala de turbulência de Lagrange. As escalas de turbulência são fundamentais no estudo do processo de combustão.

A escala de turbulência de Euler, l_0 , é caracterizada pelo tamanho médio dos volumes misturados no fluxo. Ela depende do comprimento da mistura e pode ser determinada pela relação:

$$l_0 = \int_0^{\infty} R_y(y, y + \Delta y) dy \quad (2.8)$$

onde R_y é o coeficiente de correlação pela distância que pode ser obtido pela expressão:

$$R_y = \frac{\overline{u_y \cdot u_{y+\Delta y}}}{\sqrt{(\overline{u_y})^2 \cdot (\overline{u_{y+\Delta y}})^2}} \quad (2.9)$$

O coeficiente de correlação representa o grau de associação entre as flutuações de dois pontos com distância Δy um do outro. O coeficiente de correlação varia no intervalo de um até zero para uma variação da distância dos pontos de zero até o infinito, *Figura 2.2*. Quando o coeficiente de correlação é próximo de um tem-se forte associação entre as grandezas, porém quando o coeficiente é igual a zero comprova-se a ausência de qualquer relação entre elas.

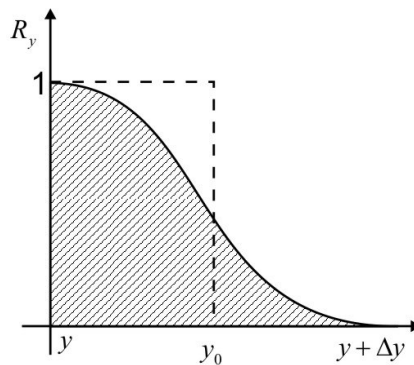


Figura 2.2: Coeficiente de Correlação R_y

Outra escala já referenciada é a escala de turbulência de Lagrange, l_m , que representa o livre caminho médio, ou seja, o caminho percorrido por um volume em movimento de flutuação conservando suas características individuais. A escala de turbulência de Lagrange é relacionada à flutuação da velocidade, u , e ao tempo característico da turbulência, t_0 , também conhecido como tempo de mistura, que significa o tempo de existência da flutuação.

$$l_m = t_0 \cdot u \quad (2.10)$$

Este tempo da mistura é calculado através da relação:

$$t_0 = \int_0^{\infty} R_t(t, t + \Delta t) dt \quad (2.11)$$

onde R_t é o coeficiente de correlação pelo tempo, calculado por:

$$R_t = \frac{\overline{u_t \cdot u_{t+\Delta t}}}{u^2} \quad (2.12)$$

Na teoria da turbulência é possível demonstrar que as escalas de Lagrange e de Euler estão linearmente relacionadas entre si. Taylor (1935, 1936) apresenta a seguinte relação, obtida através de dados experimentais:

$$l_0 = 2l_m \quad (2.13)$$

Para escoamentos em tubulações, segundo Baines e Peterson (1951) a intensidade de turbulência e o livre caminho médio dos volumes misturados variam nos intervalos:

$$I_t = [0,04 ; 0,05] \quad (2.14)$$

$$l_m = [0,018 ; 0,02] D \quad (2.15)$$

onde D representa o diâmetro da tubulação.

Para calcular a escala de turbulência, em um processo estacionário, foi necessário encontrar uma relação entre a escala e os parâmetros de turbulência, conhecidos no resultado da simulação. Conforme Davidson (1997), no modelo de turbulência $k-\varepsilon$ a escala de comprimento dos volumes do fluxo turbulento pode ser obtida através da Equação (2.16), sendo conhecidos os valores da energia cinética de turbulência k , e da taxa de dissipação de turbulência ε .

$$\ell = \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \quad (2.16)$$

Outra forma encontrada na literatura, apresenta por Silveira Neto (2006), para cálculo da escala de comprimento também para o modelo $k - \varepsilon$ é obtida através da equação (2.17):

$$\ell = C_\mu \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \quad (2.17)$$

onde C_μ corresponde a constante do modelo $k - \varepsilon$.

2.1.5 Liberação de Calor da Combustão

As reações químicas, definidas como combustão, ocorrem entre duas substâncias, o combustível e o oxidante, em fluidos para altos valores de velocidade e temperatura, o que ocasiona uma intensa liberação de calor. A dinâmica dessa liberação de calor pode ser avaliada através de um coeficiente, η , calculado ao longo do canal. Este coeficiente pode ser calculado pelo método de balanço térmico.

O valor que representa a dinâmica da liberação de calor ao longo do canal pode ser calculado para cada seção de X , onde η_x é o rendimento de calor calculado nesta mesma seção, através da expressão:

$$\eta_x = \frac{I_x - I_w}{H \cdot \Delta m_Q} \quad (2.18)$$

onde I_x é a entalpia na seção X , I_w a entalpia na entrada do fluxo principal, H o poder calorífico do combustível, e Δm_Q a vazão do combustível no jato, neste caso vazão de querosene. O valor das entalpias é calculado pelas expressões:

$$I_w = Cp_w \cdot T_w \cdot \Delta m_w \quad (2.19)$$

$$I_x = \sum_{Y=1}^{1000} Cp_{X(Y)} \cdot T_{X(Y)} \cdot \Delta m_{X(Y)} \quad (2.20)$$

onde Cp é o calor específico, T a temperatura e Δm é a vazão do fluxo.

Mas a taxa de liberação de calor também depende do coeficiente de excesso de ar em relação ao combustível e de propriedades do combustível. Como o objetivo deste estudo é a liberação de calor, a combustão incompleta tornar-se um processo de menor eficiência, em relação à combustão completa. Como todo o combustível precisa ser consumido para que a reação química da combustão seja completa, a necessidade de avaliar o excesso de ar em processos de combustão se torna evidente.

O coeficiente de excesso de ar em relação ao combustível pode ser obtido através de relação entre a fração mássica de ar, fração mássica de combustível e coeficiente de estequiometria do combustível.

O coeficiente de excesso de ar da mistura injetada pelo jato transversal, α_v , foi calculado através das frações mássicas de ar $Y_{AR(V)}$, e gás/combustível $Y_{GÁS(V)}$, contidas na entrada do jato transversal, pela seguinte expressão:

$$\alpha_v = \frac{Y_{AR(V)}}{Y_{GÁS(V)} \cdot L_0} \quad (2.21)$$

onde L_0 corresponde ao coeficiente estequiométrico do combustível utilizado, neste caso querosene.

Para que a combustão de qualquer tipo de combustível ocorra é necessário uma quantidade de ar específica para que a reação química seja completa, desta forma os reagentes são conduzidos ao seu grau de oxidação máxima. Esta quantidade de ar necessária corresponde ao coeficiente de estequiometria do combustível e depende de sua composição.

O coeficiente de estequiometria do combustível, L_0 , é uma informação fundamental em projeção e controle de equipamentos de combustão. Ele define a quantidade em quilogramas da massa de ar necessária para a queima completa de um quilograma da massa de combustível, e pode ser determinado através das reações básicas de combustão. Na tabela abaixo são listados os coeficientes estequiométricos de alguns combustíveis:

Tabela 2.4: Coeficiente Estequiométrico de Alguns Combustíveis

Combustível	L_0
Óleo Diesel	14,6
Querosene	14,7
Propano	15,6
Metano	17,25

Caso esteja disponível menos de 14,7kg de ar para queima de 1kg de querosene, por exemplo, a combustão será incompleta com perda de calor potencial. Mas se a quantidade de ar disponível for maior que 14,7kg as perdas de gás de combustão e temperatura serão excessivas. Mesmo assim, em processos práticos de combustão, a quantidade de ar utilizada é um pouco maior do que a revelada pelo coeficiente estequiométrico teoricamente.

A insuficiência de ar para a combustão pode ser verificada praticamente através da formação de fumaça em queimadores a óleo, por exemplo. Esta insuficiência de ar pode ocorrer devido a uma mistura inadequada de combustível e ar.

Como a soma das frações mássicas locais entre combustível e oxidante deve ser igual a um, então:

$$Y_{AR(V)} + Y_{GÁS(V)} = 1 \quad (2.22)$$

Para calcular o coeficiente de excesso de ar no interior da zona de recirculação, α_z , é necessário levar em conta a composição da mistura entre combustível e ar do jato transversal, e o ar do fluxo principal:

$$\alpha_z = \frac{Y_{AR(W)}}{Y_{AR+GÁS(V)} \cdot L_0} \quad (2.23)$$

onde $Y_{AR(W)}$ representa a fração mássica de ar contida na zona de recirculação, e que é proveniente do fluxo principal, e $Y_{AR+GÁS(V)}$ é a fração mássica contida na zona de recirculação da mistura entre ar e combustível, a qual provém do jato transversal.

Quando o excesso de ar é muito alto este pode reduzir a eficiência de alguns equipamentos, porém em processos de combustão, os quais geralmente ocorrem com excesso de ar, é desejável uma quantidade razoável de excesso de ar para diminuir os produtos formados na câmara de combustão, ou até diminuir a temperatura da chama. Em casos de falta de ar, que ocorre em misturas ricas em combustível, o consumo de combustível é grande levando a formação de monóxido de carbono ou fuligem.

Segundo Khatchatourian (1998), resultados experimentais mostraram que o valor máximo da liberação de calor é alcançado para certas composições da mistura injetada, e que o valor ótimo da composição da mistura na zona de recirculação é próximo da estequiometria.

2.2 Modelagem Computacional

Nesse trabalho, optou-se pela utilização do pacote comercial CFX 5.6, o qual abrange todas as etapas da simulação, desde a geração da geometria, da malha, definição das condições de contorno, resolução do sistema de equações, até a análise dos resultados.

A primeira etapa no desenvolvimento deste trabalho foi a aprendizagem das diversas etapas do software. A complexidade do pacote exige muito tempo para o estudo e preparação do usuário antes da realização das simulações, tanto na criação da geometria e no refinamento da malha, quanto na definição das condições de contorno do domínio especificado. Além disso, para resolver um problema em CFD é necessário conhecer os detalhes da modelagem do fenômeno.

Todo processo que envolve uma simulação de Fluidodinâmica Computacional é dividido em quatro etapas fundamentais. Estas etapas também foram desenvolvidas por partes. Nos anos 70 foram desenvolvidos os métodos numéricos, mais tarde, na década de 80, a geração de malha e de geometria foram o foco principal. E finalmente nos anos 90 foi enfatizada a visualização, tanto do pré como do pós-processamento, assim como o emprego de técnicas de aceleração da convergência.

As etapas das simulações em CFD são detalhadas a seguir, conforme a execução deste trabalho com o software CFX-5.6.

2.2.1 Geração da Geometria e Refinamento da Malha

A primeira etapa do pré-processamento é a geração de um corpo geométrico sólido e fechado. Para geração da geometria de interesse deste trabalho optou-se em criar uma fatia circular da câmara, pois o comportamento do fluido é simétrico nas faces laterais do domínio.

Antes de concluir esta etapa é fundamental a geração da malha do domínio, ou seja, a decomposição do volume total em elementos de volume menores, aos quais será aplicado o método de volumes finitos para resolver o sistema de equações. Esta etapa é realizada no CFX-Mesh, um gerador de malhas de alta qualidade que disponibiliza diferentes modos de criação da malha. Neste trabalho foi utilizado o modo padrão do CFX-Mesh 5.6, o método Advancing Front and Inflation (AFI) que produz uma malha não estruturada com elementos tetraédricos.

A precisão do resultado da simulação depende significativamente do número de elementos da malha; desta forma, quanto mais fina a malha melhor será o resultado e maior será o número de tetraedros, o que conseqüentemente eleva o esforço computacional requerido para resolver o sistema. Sendo assim, para se obter um bom resultado a partir das simulações, utilizou-se uma malha não tão fina, para reduzir o tempo das simulações, mas foi necessário realizar um refinamento local da malha em regiões com gradientes altos, como por exemplo, a região do injetor do jato transversal juntamente com a região atrás deste injetor, onde se dará a formação da zona de recirculação.

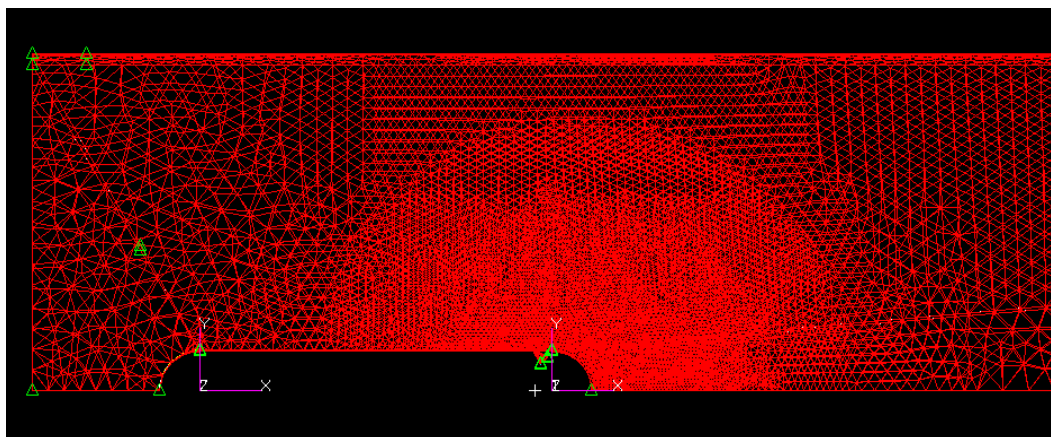


Figura 2.3: Refinamento da malha na região próxima ao injetor e zona de recirculação

A malha final gerada para as simulações com o estabilizador aerodinâmico pode ser visualizada na *Figura 2.3*, através da qual se obteve em torno de 300 mil elementos tetraédricos, 60 mil nós e 33 mil faces. A malha é produzida automaticamente durante a geração do arquivo GTM, este arquivo contém todas as informações sobre a malha e as regiões estabelecidas, informações fundamentais para definir as condições da simulação no CFX-Pré.

2.2.2 Definições Físicas

Outra etapa no estágio do processamento dos dados e resolução do sistema é a definição das propriedades físicas do problema, a qual é realizada no CFX-Pré 5.6. Nessa fase são carregadas as informações da geometria e da malha, e através das regiões estabelecidas, como por exemplo, domínio, entradas, saídas, paredes e simetrias, são definidas as condições de contorno do problema. Além destas, são necessárias definições das propriedades do fluido, bem como a definição dos modelos físicos a serem utilizados na realização da simulação.

A escolha dos modelos a serem utilizados na simulação é definida nessa etapa, durante a determinação das propriedades do domínio. Aqui são selecionados: o modelo de turbulência; o modelo de transferência de calor; o modelo de combustão; tipo de fluido e composição do mesmo; regime transiente ou estacionário; entre outros.

A determinação das variáveis de entrada, como por exemplo, velocidade, temperatura, intensidade de turbulência, composição do fluido nas entradas (para casos onde o fluido corresponde a uma mistura), entre outras, é realizada durante a definição das condições de contorno das regiões especificadas.

Em casos onde o problema envolve fluxos com misturas e reações químicas, também é aqui que estas deverão ser selecionadas caso já existam no programa, ou criadas a partir de coeficientes e propriedades conhecidas. Esta parte das definições físicas do problema talvez seja uma das mais complicadas pois exige, além dos conhecimentos físicos, informações e propriedades químicas, as quais nem sempre são encontradas na literatura para determinadas reações químicas ou misturas, as quais se deseja trabalhar.

Neste programa também é preciso definir o esquema advectivo, critérios e controle de convergência, os quais orientam o resolvidor (solver) do sistema durante a solução do problema.

2.2.3 Resolvedor do Sistema

O solver, ou resolvedor do sistema é o componente dos códigos CFD que gera a matriz do sistema de equações lineares algébricas (SELA) através da aplicação do método de volumes finitos. A partir disso, a solução aproximada da simulação é obtida pela resolução numérica do sistema.

O conjunto de equações resolvidas numericamente neste trabalho, através do CFX-5.6, são as equações de Navier-Stokes em sua forma conservativa, as quais descrevem os processos de transferência de massa, calor e momento. Algumas equações adicionais, como por exemplo equações que descrevem processos de combustão e movimentos turbulentos, também são resolvidas em conjunto com as equações de Navier-Stokes.

Para resolver as equações o CFX-5.6 utiliza a técnica de volumes finitos, na qual o domínio é dividido em pequenas sub-regiões, mais conhecidas como volumes de controle, e estes são resolvidos através de métodos iterativos. Com isso se obtém uma aproximação do resultado para diversos pontos do domínio, o que disponibiliza o valor aproximado de cada variável nestes pontos, descrevendo o comportamento do fluxo no domínio considerado.

2.2.4 Análise dos Resultados

A visualização e análise dos resultados da simulação numérica é realizada no CFX-Post. De forma interativa é possível visualizar o comportamento de diversas variáveis ao longo da geometria, e em regiões específicas de controle. As direções e magnitudes do fluxo podem ser visualizadas com facilidade através da distribuição vetorial da velocidade, assim como as linhas de corrente do fluxo.

Além da possibilidade de exportar os resultados das variáveis para utilização em outros programas, como por exemplo no Matlab, também pode-se criar variáveis novas a partir dos dados contidos no CFX-Post.

Esta etapa da simulação é sem dúvida a mais empolgante, pois os resultados podem ser visualizados de forma a prover a engenheiros e cientistas uma compreensão completa do comportamento do fluido em todas as partes da região do interesse.

3 RESULTADO DAS SIMULAÇÕES NUMÉRICAS

3.1 Escoamento sem Combustão

As simulações computacionais realizadas neste trabalho são divididas em duas etapas: o estudo do escoamento turbulento sem combustão, e o estudo da liberação de calor da combustão em escoamento turbulento. A geometria utilizada é a mesma para ambas as etapas, a qual está esquematizada no capítulo anterior, onde também são determinados os regimes de simulação que abrangem este trabalho. Neste capítulo são descritos os resultados obtidos com a simulação “fria” do escoamento, ou seja, sem combustão.

A interação do jato transversal e do fluxo principal resulta na formação de uma zona de recirculação, logo atrás do jato, o que acontece devido à zona de baixa pressão nesta mesma zona. A zona de recirculação pode ser observada na *Figura 3.1*, onde está representado o campo vetorial de velocidades médias do fluxo, no plano de simetria XY. Nesta mesma figura pode-se verificar a zona de escoamento com sentido contrário ao fluxo, estabelecida na região abaixo do centro da zona de recirculação. O escoamento do canal é simétrico em torno do eixo $Y = 0$.

Para estudar o processo de combustão em fluxo turbulento e o funcionamento do estabilizador aerodinâmico é preciso estudar a distribuição das temperaturas, concentrações e características da turbulência atrás da zona de recirculação, os quais estão apresentados neste capítulo.

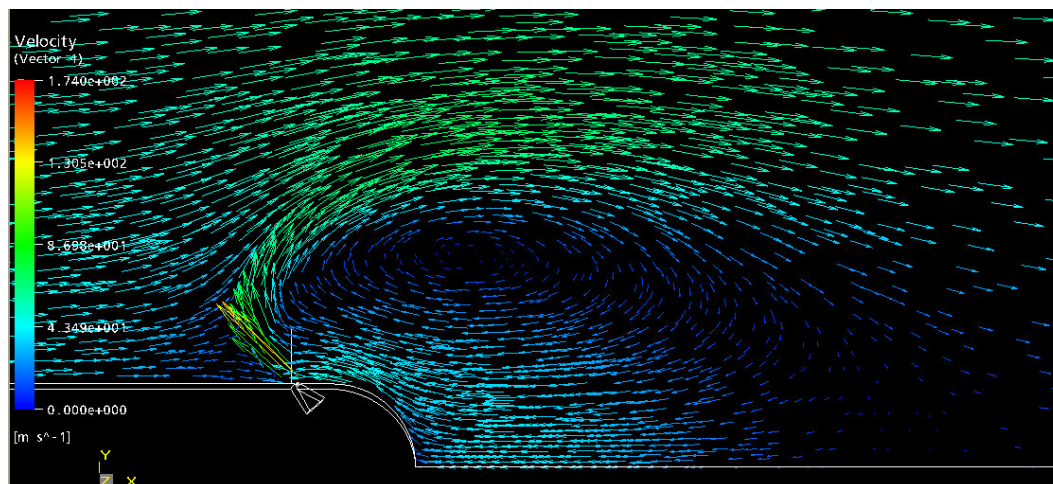


Figura 3.1: Formação da Zona de Recirculação atrás do Jato Transversal

3.1.1 Perfis de Temperatura

Para o estudo do rastro térmico, ou seja, do perfil de temperaturas atrás do jato transversal anelar, foram adotados os parâmetros do regime I, descritos no capítulo anterior. Juntamente ao estudo do perfil de temperaturas, foram avaliados os modelos de turbulência contidos no código CFX 5.6, através da comparação dos resultados destes modelos com dados experimentais do problema.

Para avaliar o comportamento do rastro térmico foi utilizado ar na entrada principal e ar pré-aquecido no jato transversal anelar. A distribuição da temperatura ao longo do canal pode ser observada na *Figura 3.2*.

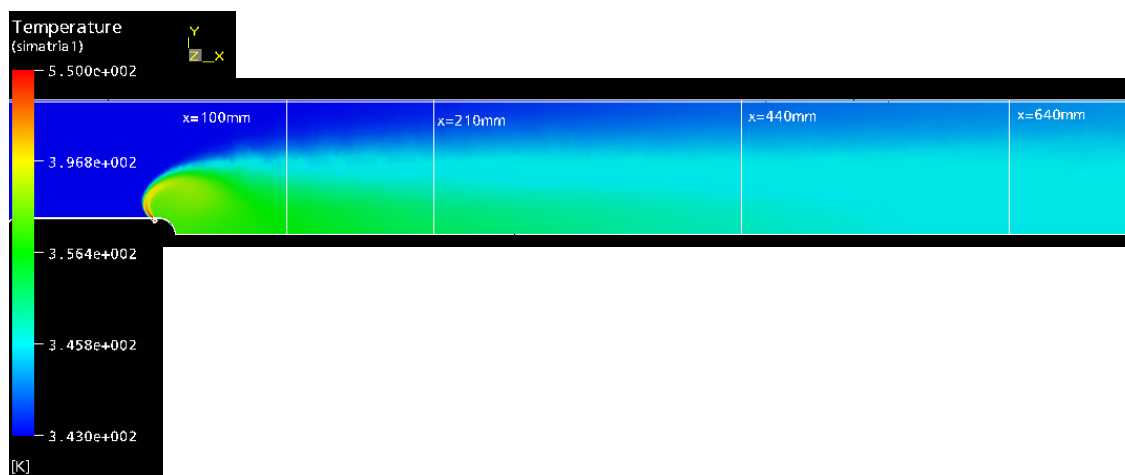


Figura 3.2: Distribuição da Temperatura ao Longo do Canal

Os modelos de turbulência avaliados são: Modelo Zero Equation; Modelo $k-\varepsilon$; Modelo $k-\varepsilon$ normalizado ($k-\varepsilon$ RNG); Modelo $k-\omega$; Modelo Shear Stress Transport (SST); LRR Reynolds Stress (LRR-IP); QI Reynolds Stress (LRR-QI); SSG Reynolds Stress; e ω Reynolds Stress.

Todos os modelos de turbulência citados acima foram aplicados a simulações computacionais do mesmo regime, para mesmas velocidades. O resultado obtido através das simulações está apresentado nas figuras a seguir juntamente com os dados experimentais obtidos através de Khatchatourian (1978).

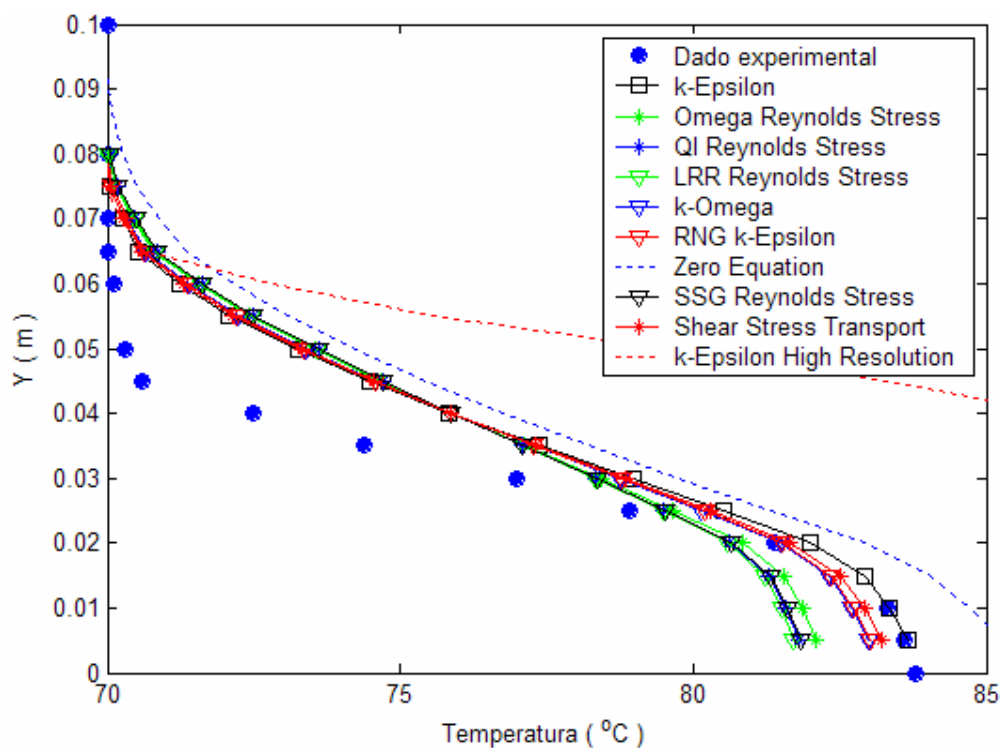


Figura 3.3: Perfil de Temperaturas, $x=100\text{mm}$

A figura 3.3 apresenta o perfil das temperaturas na seção $X = 100\text{mm}$, onde os dados experimentais da temperatura são apresentados pelos círculos na cor azul. Nesta figura se observa que a utilização do esquema advectivo High Resolution em conjunto com o modelo $k-\varepsilon$ aumentou a discrepância entre simulação e dado experimental se comparado com a utilização do esquema advectivo Upwind em conjunto com o modelo de turbulência $k-\varepsilon$. A partir desta observação, optou-se em utilizar o esquema advectivo Upwind em simulação para os demais modelos de turbulência. O perfil das temperaturas nas seções $X = 210\text{mm}$,

$X = 440mm$, $X = 640mm$ e $X = 840mm$ está representado na *Figura 3.4*, *Figura 3.5*, *Figura 3.6* e *Figura 3.7*, respectivamente.

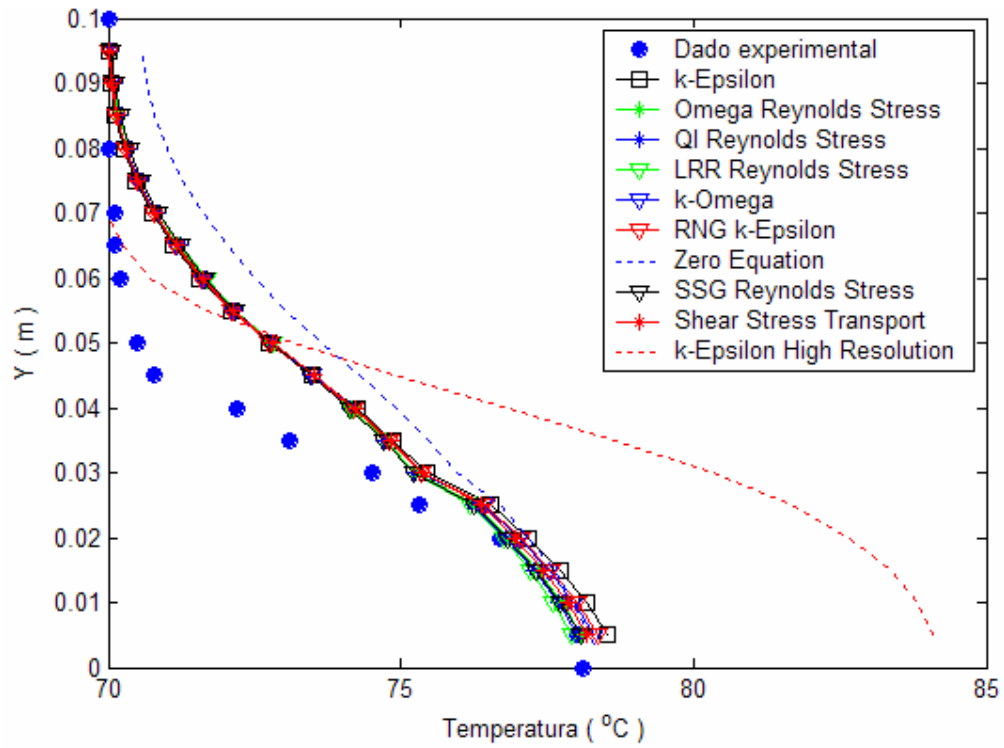


Figura 3.4: Perfil de Temperaturas, $x=210mm$

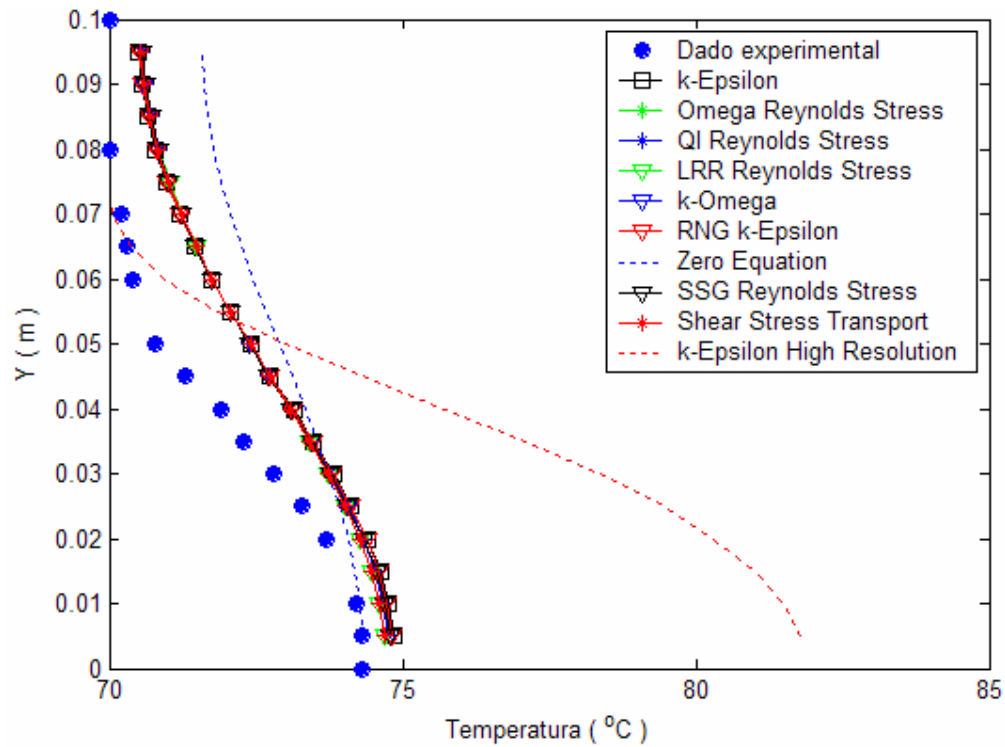


Figura 3.5: Perfil de Temperaturas, $x=440\text{mm}$

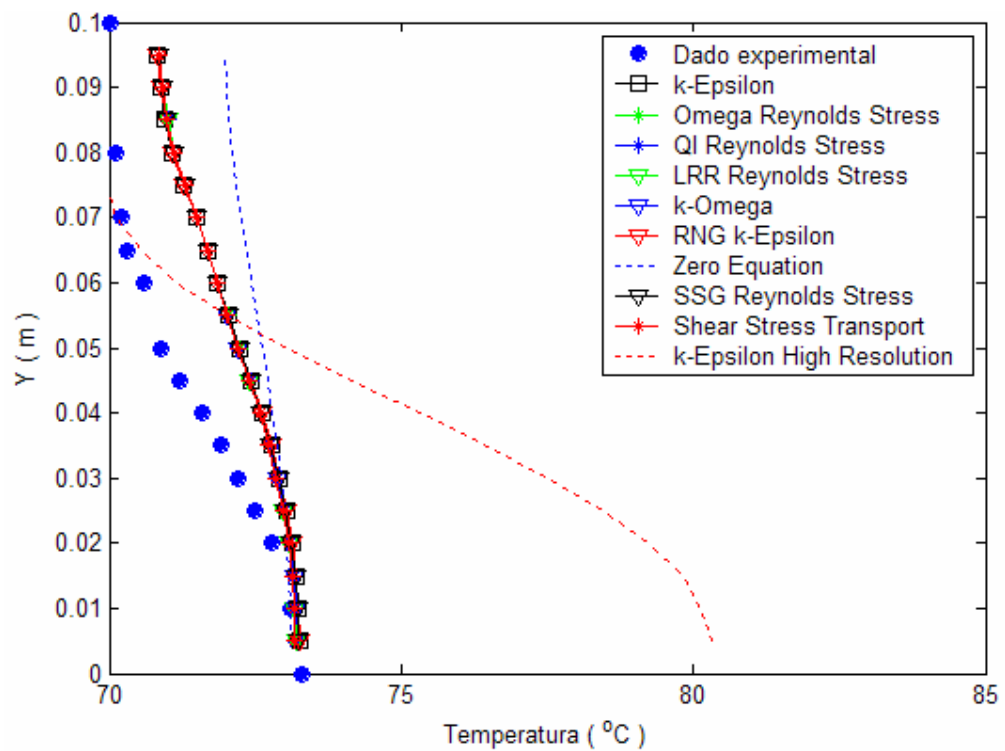


Figura 3.6: Perfil de Temperaturas, $x=640\text{mm}$

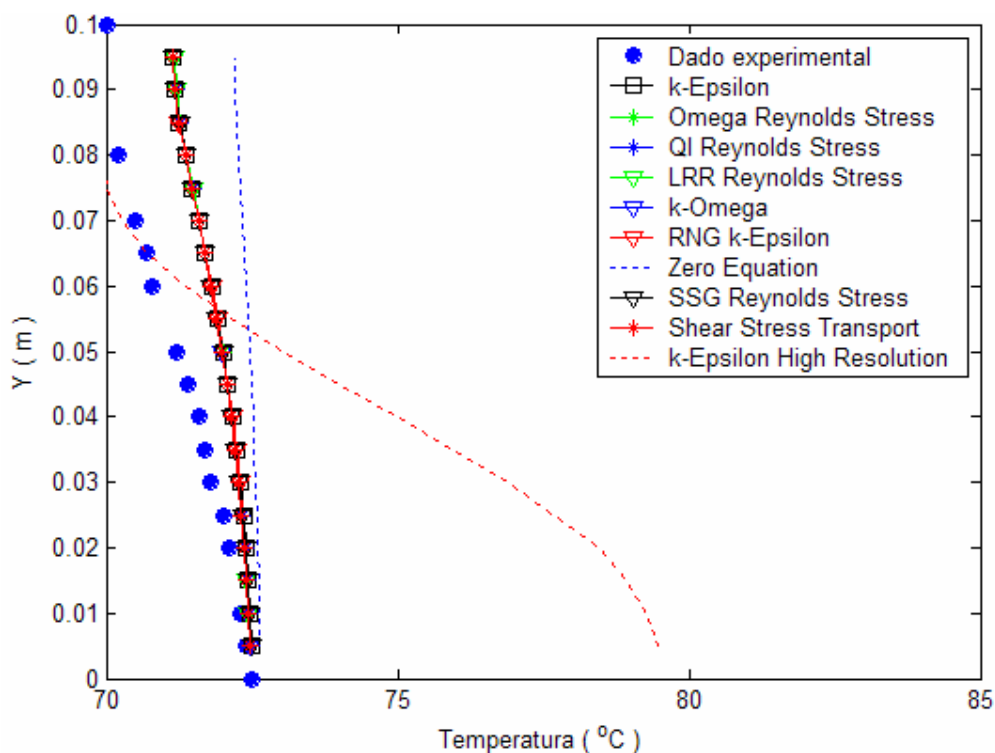


Figura 3.7: Perfil de Temperaturas, $x=840\text{mm}$

Quase todos os modelos de turbulência possuem um comportamento muito semelhante, com exceção do Modelo Zero Equation. Todos os outros possuem resultados muito próximos, principalmente nas seções $X = 440\text{mm}$, $X = 640\text{mm}$ e $X = 840\text{mm}$. Porém, nas regiões mais próximas do jato transversal e da zona de recirculação, a discrepância entre os resultados das simulações aumenta, revelando o modelo de turbulência $k-\varepsilon$ com resultados mais próximos aos dados experimentais.

Na Figura 3.8 são apresentados os dados experimentais da distribuição de temperatura em várias sessões de câmara (pontos), e as simulações com modelos de turbulência $k-\varepsilon$ e QI Reynolds Stress (linhas). Observa-se que nas regiões próximas ao eixo do canal os modelos descrevem bem a distribuição da temperatura. Nas regiões periféricas aparecem discrepâncias.

A Figura 3.9 apresenta o amortecimento da temperatura ao longo do canal sobre o eixo da câmara, para todos os modelos de turbulência estudados e para os dados experimentais, representados pelos círculos.

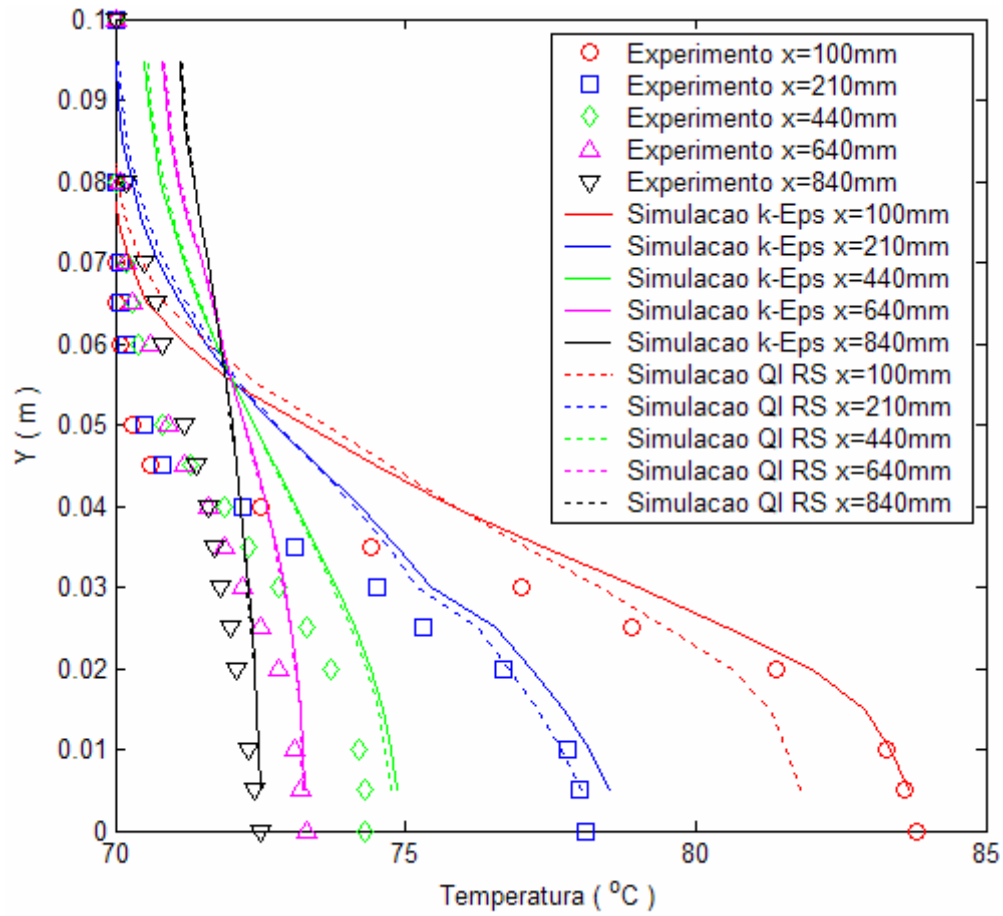


Figura 3.8: Distribuição da Temperatura em Várias Seções da Câmara

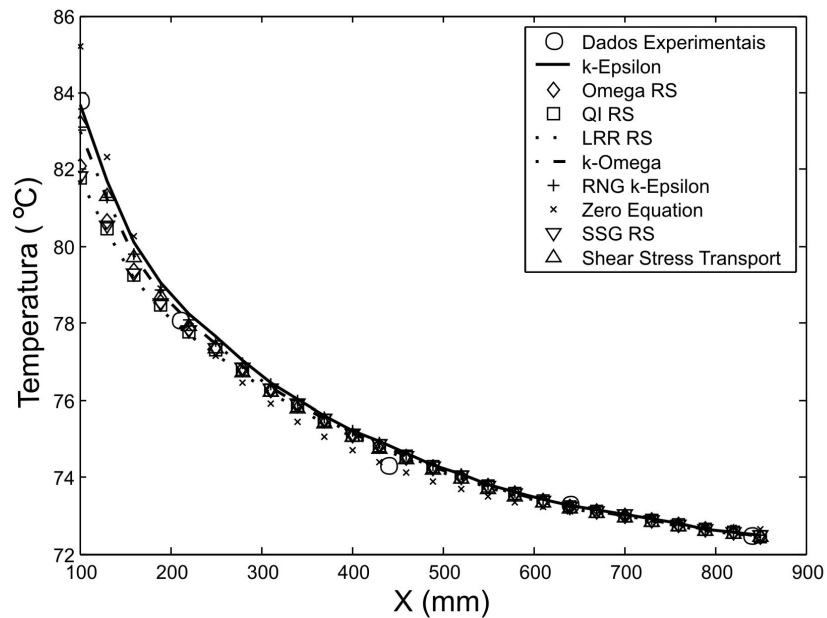


Figura 3.9: Variação da Temperatura Axial

Para distâncias maiores em relação ao estabilizador quase todos os modelos descrevem bem os dados experimentais. Mas nas sessões mais próximas do estabilizador, para a maioria deles, a discrepância com dados experimentais é bastante alta. O modelo de turbulência $k-\varepsilon$ descreve melhor os dados experimentais em todas as sessões da câmara, sendo portanto escolhido para modelar o escoamento nas demais simulações e estudos deste trabalho.

3.1.2 Estudo da Formação da Mistura

Para o estudo da formação da mistura no interior da zona de recirculação foram realizadas simulações com parâmetros descritos pelo regime II, e modelo de turbulência $k-\varepsilon$. Nesta etapa da pesquisa analisou-se a influência do peso molecular do gás do jato transversal sobre a formação da mistura na zona de recirculação. Para isto utilizou-se ar no fluxo principal ($w_w = 28,97$), e gases com diferentes pesos moleculares no jato transversal, sendo estes gases: *He* ($w_v = 4$); *CO₂* ($w_v = 44$); *Freon-12* ($w_v = 120,9$).

Sabe-se que devido a problemas ambientais o uso de *Freon-12* não é aconselhável, mas a utilização deste gás nas simulações deste trabalho deve-se apenas pelo número do peso molecular, cuja influência sobre a formação da mistura é analisada.

O coeficiente de difusão para mistura binária Ar-*He*, e AR-*CO₂* foram encontrados na literatura em Vargaftik et al. (1972). Mas para *Freon-12* foi encontrado somente o coeficiente de difusão para mistura binária *Freon-12*-Vapor. Foi realizada uma análise de coeficientes para gases diferentes, com características mais parecidas com *Freon-12* e foi estudada a variação do coeficiente de difusão na mudança de vapor para ar. Em média a mistura binária com vapor tem coeficiente de difusão aumentado em 20% a 25% do coeficiente de difusão para mistura binária com ar. Por isso para mistura binária *Freon-12*-AR foi utilizado o valor do coeficiente de difusão de *Freon12*-Vapor, reduzido em 20%. Os valores dos coeficientes de difusão para mistura binária utilizados neste trabalho estão relacionados na *Tabela 3.1*:

Tabela 3.1: Coeficientes de Difusão para Mistura Binária

Mistura Binária	Coeficiente de Difusão (cm^2 / s)
AR – He	0,74
AR – CO ₂	0,165
AR – Freon-12	0,08

Para avaliar a qualidade da mistura na zona de recirculação utilizou-se o coeficiente de mistura $m1$, o qual relaciona a quantidade de ar e a quantidade de gás contida na zona de recirculação. A Figura 3.10 apresenta a variação do coeficiente de mistura $m1$ em função do peso molecular do gás de injeção e do parâmetro hidrodinâmico \overline{qv} .

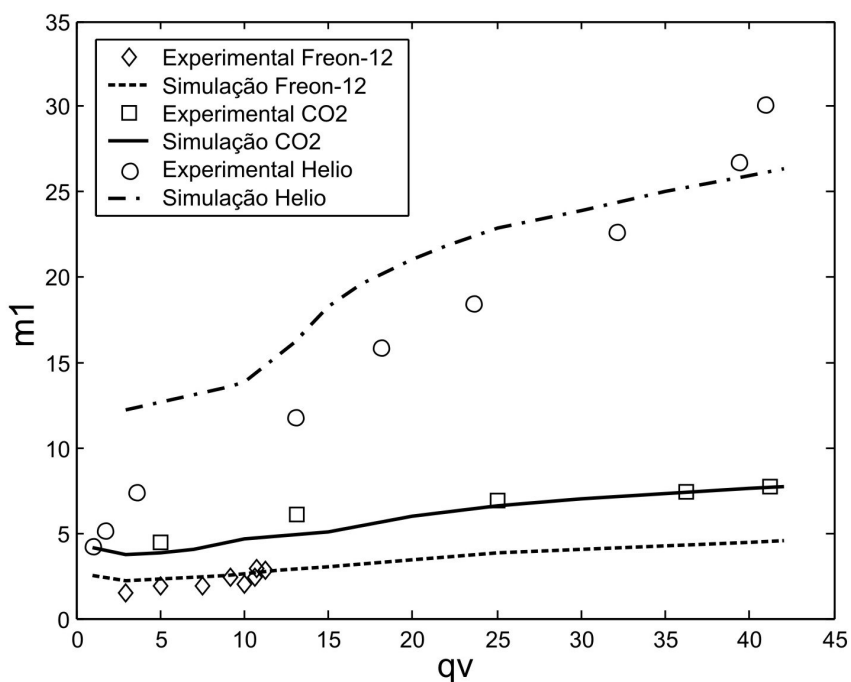


Figura 3.10: Investigação do Processo de Formação da Mistura

A figura acima apresenta os dados experimentais do coeficiente de mistura obtidos na zona de recirculação por Khatchatourian et al. (1974), formada pelos gases He, CO₂ e Freon-

12 com vários valores do parâmetro hidrodinâmico $\overline{q_v}$ (pontos). As curvas apresentam as simulações realizadas usando o modelo de turbulência $k-\varepsilon$ que apresentou melhor desempenho em simulações anteriores.

As simulações descrevem razoavelmente os dados experimentais. Observa-se que o peso molecular do gás injetado tem grande influência sobre a composição da mistura, de forma que os gases com maior peso molecular resultam em coeficientes de mistura menores.

Com o aumento do parâmetro hidrodinâmico $\overline{q_v}$ os valores dos coeficientes de mistura crescem, ou seja, a quantidade de ar dentro da zona de recirculação é aumentada. Isto acontece devido a forte influência da relação entre velocidade do jato transversal e do fluxo principal sobre a intensidade do processo de mistura na zona de recirculação. Este crescimento no coeficiente de mistura é mais acentuado para o gás com peso molecular menor.

3.1.3 Intensidade e Escala de Turbulência

A turbulência exerce grande influência sobre as características do fluxo, e conseqüentemente, no funcionamento do estabilizador aerodinâmico. Os parâmetros de intensidade e escala de turbulência são estudados neste trabalho ao longo da câmara de combustão.

Durante a definição das condições da simulação é necessário informar as características da turbulência nas entradas. Neste trabalho foram fixados os seguintes valores para as entradas: 7% de intensidade de turbulência, e 12mm de escala de turbulência. Estes valores de referência foram adotados com base em medições reais. Os dados destas simulações referem-se ao regime III.

A *Figura 3.11* apresenta percentuais de intensidade de turbulência obtidos através de estudos experimentais (pontos) por Khatchaturian e Postnov (1976), para diferentes seções da câmara e valores do parâmetro hidrodinâmico $\overline{q_v}$. Também está representado na figura o resultado das simulações computacionais (linhas) realizadas neste trabalho para mesmas condições da câmara.

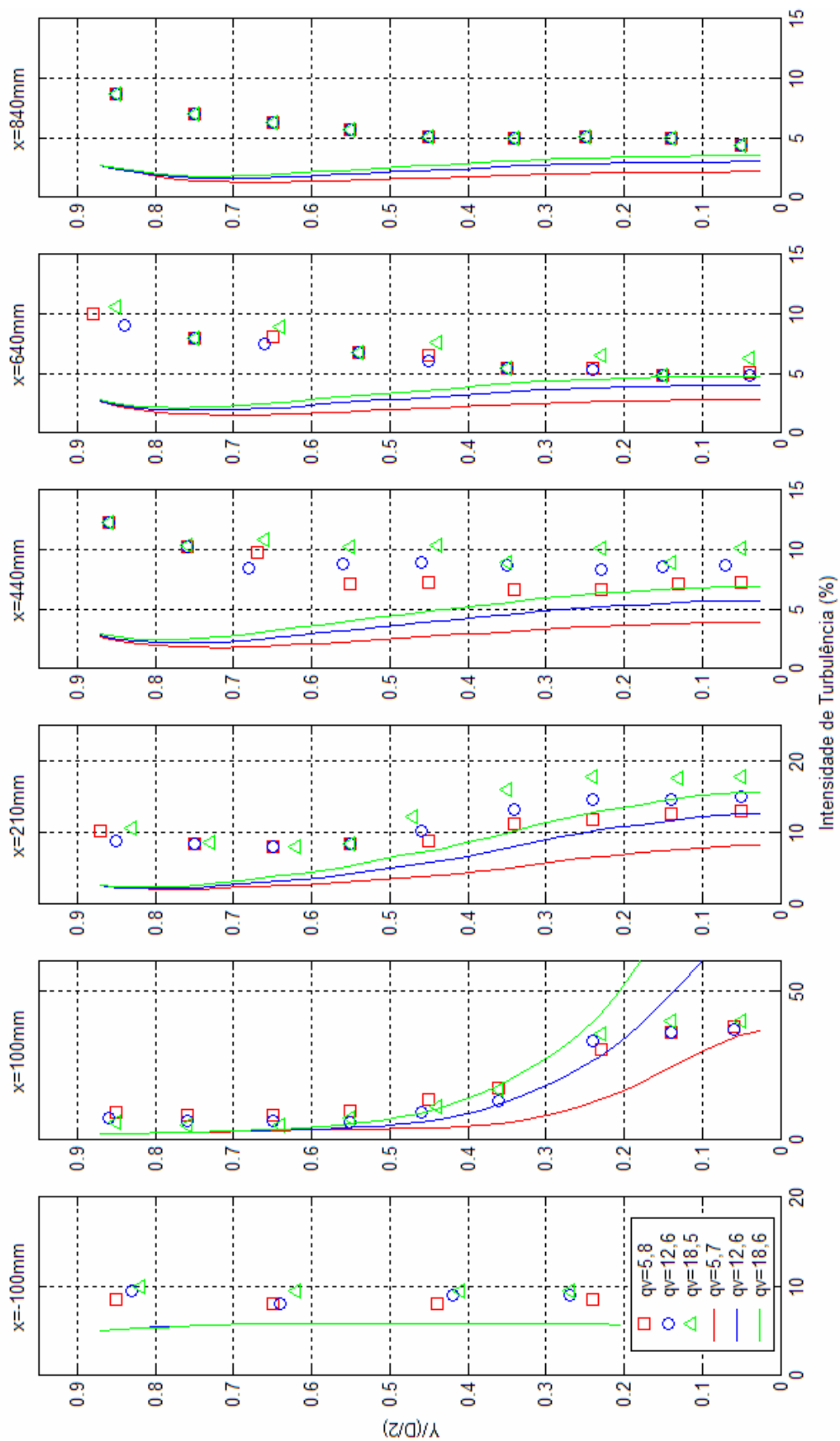


Figura 3.11: Comparação entre Intensidade de Turbulência calculada e obtida em experimentos

As intensidades de turbulência mais altas, tanto nos dados experimentais quanto nos resultados das simulações, estão concentradas na seção $X = 100mm$, seção mais próxima da zona de recirculação, ou seja, atrás do jato transversal. Porém é nesta mesma região que a discrepância entre valor simulado e valor experimental é mais intensa.

Tanto os dados experimentais quanto o resultado das simulações revelam que o aumento do parâmetro hidrodinâmico $\overline{q_v}$ gera um leve aumento na intensidade de turbulência em seções intermediárias da câmara, principalmente para pontos mais próximos do eixo de simetria. Já na seção final do canal, para dados experimentais, os valores da intensidade de turbulência não sofrem influência do parâmetro hidrodinâmico $\overline{q_v}$.

O comportamento da intensidade de turbulência no resultado das simulações é semelhante ao comportamento verificado nos dados experimentais nas três primeiras seções, porém existe divergência na tendência do comportamento das curvas calculadas e experimentais nas seções posteriores, a partir de $X = 440mm$, onde é verificado que em dados experimentais a intensidade de turbulência aumenta em pontos mais afastados do eixo de simetria, e nas simulações a intensidade de turbulência diminui nestes mesmos pontos.

Para o estudo da escala de turbulência foram encontradas na literatura duas formas de cálculo. A primeira, apresentada em Davidson (1997), obtém a escala de comprimento de turbulência a partir dos valores da energia cinética e taxa de dissipação da turbulência, conforme apresentado na Equação (2.16). A escala calculada é apresentada na *Figura 3.12* (linhas).

A segunda forma para obter a escala de turbulência, apresentada em Silveira Neto (2006), obtém a escala de comprimento de turbulência a partir dos valores da energia cinética e taxa de dissipação da turbulência, além da constante do modelo $k-\varepsilon$, conforme apresentado na Equação (2.17). Esta escala calculada é apresentada na *Figura 3.13* (linhas).

Os dados experimentais (pontos) apresentados nas figuras *Figura 3.12* e *Figura 3.13* foram obtidos por Khatchaturian e Postnov (1976), para diferentes seções da câmara.

Conforme os dados experimentais, as menores escalas são localizadas em regiões mais próximas da zona de recirculação e do eixo de simetria, o que pode ser facilmente observado na seção $X = 100mm$. Isto acontece devido às variações nas características dos volumes ser mais intensa em regiões próximas da zona de recirculação, o que reduz o tamanho dos volumes que mantém suas características, reduzindo o tamanho da escala de turbulência nestas mesmas regiões.

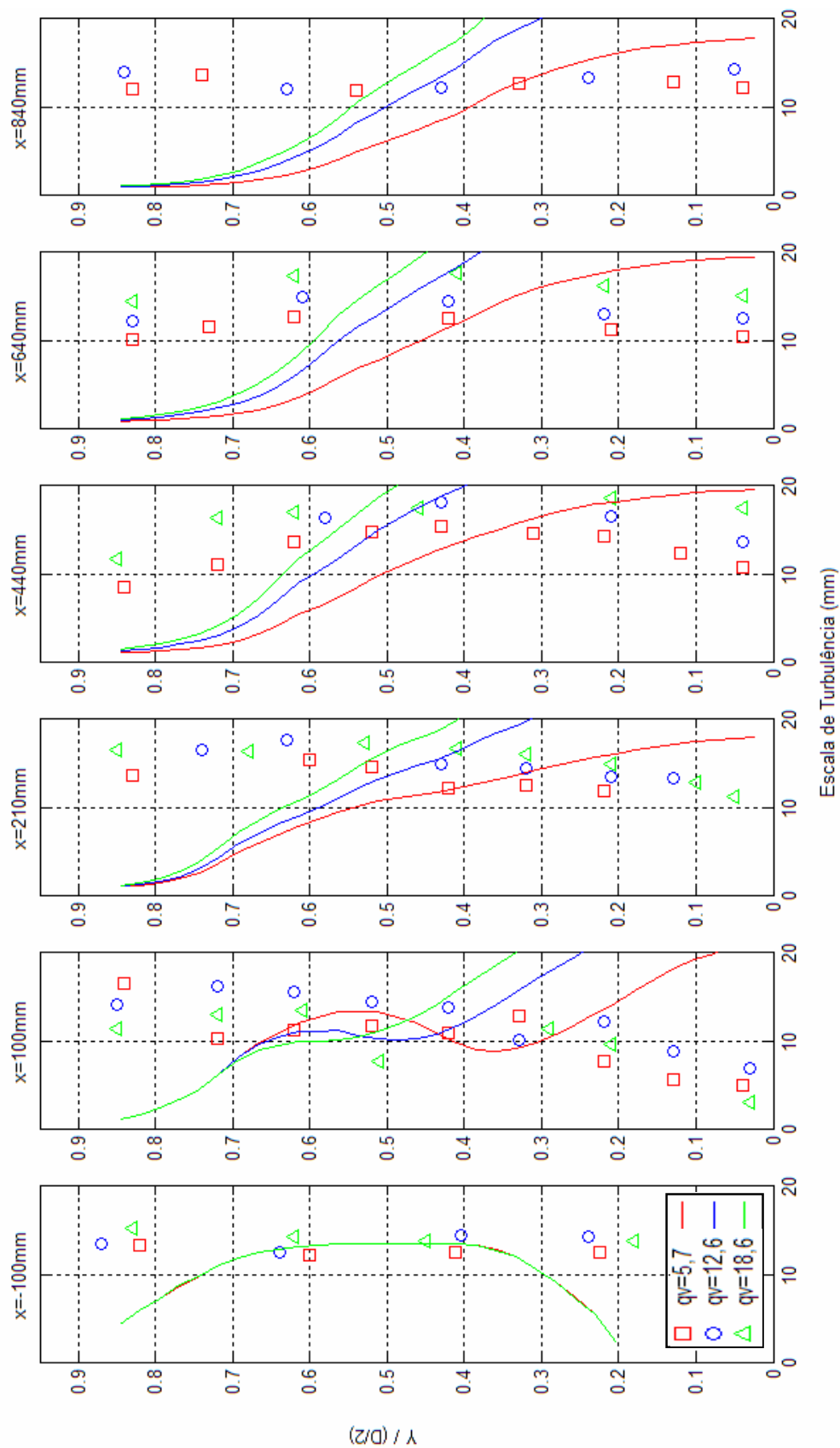


Figura 3.12: Escala de Turbulência Calculada conforme Davidson (1997) e Experimental

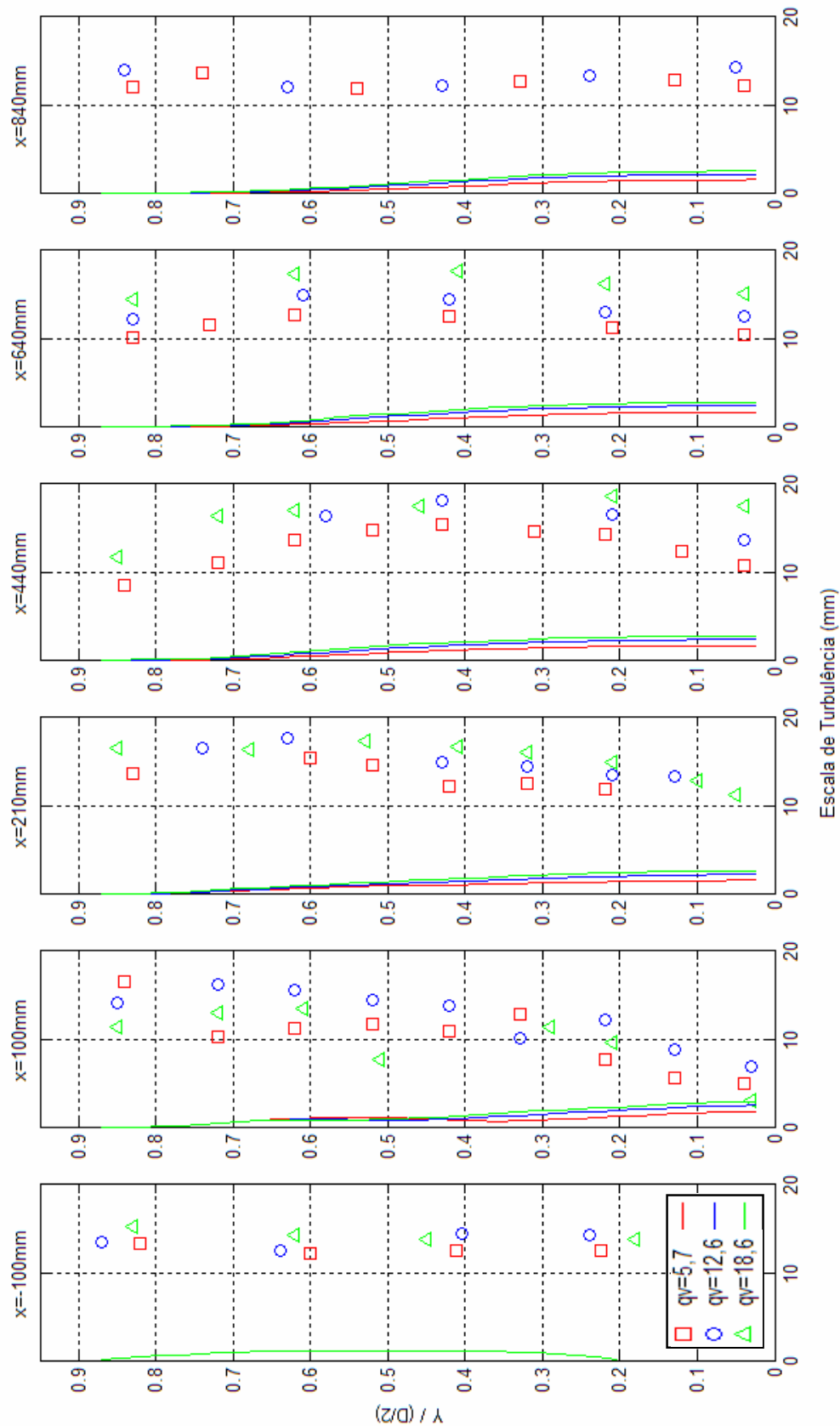


Figura 3.13: Escala de Turbulência Calculada conforme Silveira Neto (2006) e Experimental

Porém os dados obtidos através das simulações computacionais revelam uma grande discrepância em relação aos dados experimentais, principalmente os valores calculados através da expressão encontrada em Silveira Neto (2006).

Apesar da grande discrepância apresentada pelos valores calculados pela expressão apresentada em Davidson (1997), estes revelaram uma certa correspondência com os dados experimentais em regiões intermediárias em relação ao diâmetro da câmara (*Figura 3.12*). Percebeu-se também que a discrepância entre os valores experimentais e calculados, próximos ao eixo de simetria, aumenta quando o parâmetro hidrodinâmico é aumentado.

Através das comparações entre os dados experimentais e o resultado das simulações numéricas, foram evidenciadas discrepâncias quantitativas referentes ao comportamento das curvas de escala de turbulência e localização das regiões características do escoamento estudado.

3.2 Escoamento com Combustão

Na segunda etapa deste trabalho foram realizadas simulações numéricas do escoamento turbulento com combustão para o estudo da dinâmica de liberação de calor deste processo. Como combustível foi utilizado querosene vaporizado e ar como oxidante; a geometria utilizada e os parâmetros da simulação são descritos no regime IV.

Para realizar tais simulações foi necessário buscar coeficientes para criar a reação de oxidação do querosene vaporizado com o ar, já que esta reação química não existia no pacote CFX 5.6.

O querosene, assim como a maioria dos combustíveis utilizados no mundo, é uma mistura combustível líquida, e por isso não é tão simples caracterizá-lo. Foi encontrada na literatura uma forma de identificar o querosene como um simples hidrocarboneto para utilização em vaporização do mesmo, com uma reação de oxidação simples de um passo.

A *Tabela 3.2* representa os coeficientes da reação simples de oxidação do querosene ($C_{12}H_{23}$), a qual foi encontrada em Amsden (1993). Onde CF corresponde ao fator pré-exponencial, ou seja, a medida da taxa de colisões que possuem energia cinética suficiente para levar à reação. n_1 , n_2 , n_3 e n_4 representam o coeficiente molar estequiométrico da reação química para o querosene ($C_{12}H_{23}$), O_2 , CO_2 e H_2O , respectivamente. AE_f e AE_o são os expoentes de concentração molar do combustível ($C_{12}H_{23}$) e do oxidante (O_2), respectivamente.

Tabela 3.2: Coeficientes para Reação de Oxidação do Querosene em Passo Único

Combustível	CF	n_1	n_2	n_3	n_4	AE_f	AE_O
Kerosene	3.0×10^{11}	4	71	48	46	+0.25	+1.50

Os principais modelos utilizados para realização das simulações com combustão são: o modelo de combustão de dissipação de vórtices; o modelo de radiação P1, que consiste em enviar a mesma intensidade de radiação para qualquer direção; e o modelo de turbulência $k - \varepsilon$, escolhido em estudos anteriores;

Na *Figura 3.14* está representado o resultado da simulação numérica com combustão, onde se observa a influência da composição de mistura do jato transversal e do parâmetro hidrodinâmico $\overline{q_v}$ sobre a dinâmica de liberação de calor ao longo da câmara de combustão.

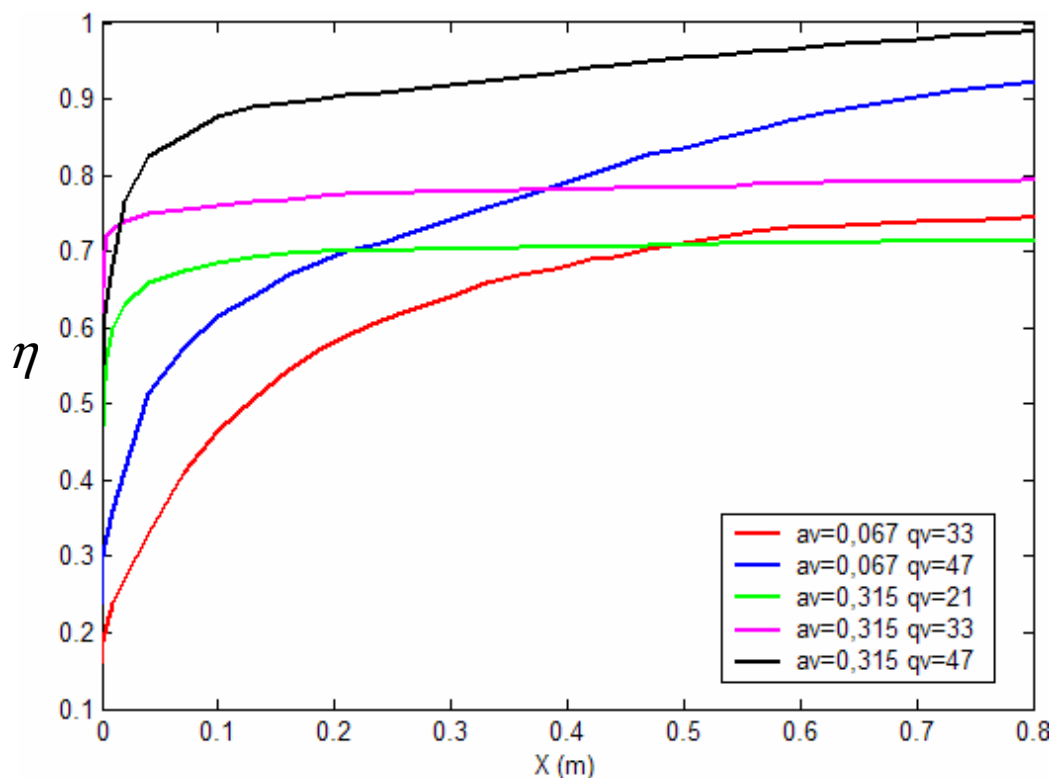


Figura 3.14: Liberação de Calor para Diferentes Parâmetros Hidrodinâmicos e Composições do Jato

O valor do poder calorífico do querosene utilizado para cálculo da liberação de calor da combustão foi $H = 46420 \text{ kJ/kg}$, encontrado em Bizzo (2007).

As curvas de liberação de calor podem ser classificadas conforme a quantidade de ar excedente na mistura de combustível e ar do jato transversal, sendo as misturas ricas em combustível com menor coeficiente de excesso de ar ($\alpha_v = 0,067$), e as misturas pobres em combustível com coeficiente de excesso de ar maior ($\alpha_v = 0,315$).

Os dados experimentais da liberação de calor da combustão do querosene em ar apresentados por Khatchatourian (1998), em condição de estabilização aerodinâmica de chama, estão representados na *Figura 3.15*. Neste gráfico o eixo X é representado por L/D , onde L é a posição da seção considerada e D é o diâmetro da zona de recirculação.

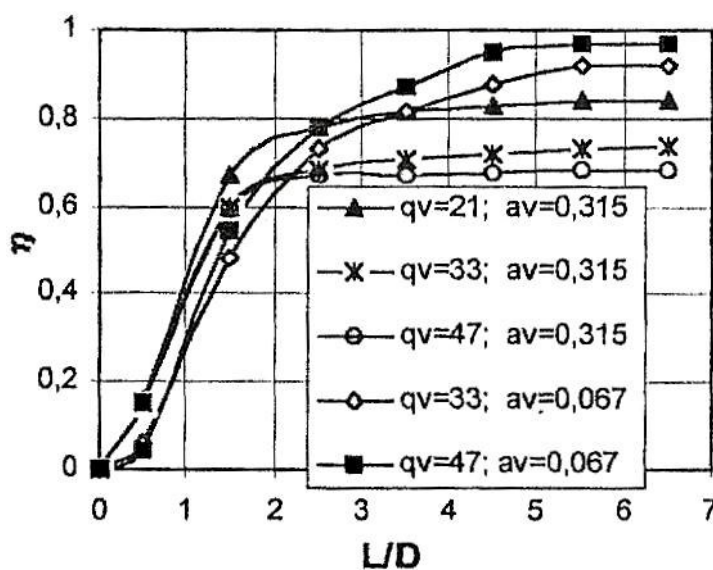


Figura 3.15: Dados experimentais de Liberação de Calor (Khatchatourian, 1998)

Como foi colocado anteriormente, quanto maior a quantidade de ar na zona de recirculação, mais combustível será queimado nesta mesma zona. Isto pode ser verificado observando que as curvas para misturas pobres ($\alpha_v = 0,315$) liberam mais calor no início da região de combustão, ou seja, na zona de recirculação, pois a quantidade de ar presente nesta zona é maior para misturas pobres do que para as misturas ricas.

Já as curvas de liberação de calor para misturas ricas ($\alpha_v = 0,067$) mostram que o combustível não queimado na zona inicial é carregado pelo fluxo para a periferia da região de

combustão; desta forma, o combustível não queimado entra em contato com mais ar, sendo, portanto, queimado nesta região periférica devido ao processo difusivo.

Esta queima de combustível na periferia acontece até o momento em que ocorre o congelamento do combustível, ou seja, até o momento em que a mistura atinge um coeficiente que não mais resulta na reação de combustão. O que explica a estagnação dos valores de liberação de calor para misturas ricas e para misturas pobres nos dados experimentais, sendo que para as misturas pobres esta estagnação é mais evidente, pois a mistura congelada apresenta parte mais significativa de todo o combustível nestas condições. Porém nos resultados da simulação numérica percebe-se que o fenômeno de congelamento do combustível não ocorre de forma adequada para as misturas pobres.

Outra importante colocação é a influência do parâmetro hidrodinâmico $\overline{q_v}$ sobre a liberação de calor da combustão. Como estudado anteriormente, o aumento deste parâmetro gera um aumento no coeficiente de mistura, ou seja, aumenta a quantidade de ar na mistura. Sendo assim, o aumento deste coeficiente para misturas ricas aumenta a liberação de calor, o que pode ser observado tanto no resultado numérico quanto nos dados experimentais. Já para misturas pobres, os experimentos revelam que o aumento de ar na mistura ocasiona a redução na liberação de calor, o que não acontece nos resultados numéricos.

Nos dados experimentais observa-se que a maior liberação de calor foi obtida para misturas ricas ($\alpha_v = 0,067$), as quais tem coeficiente de excesso de ar na zona de recirculação em torno de ($\alpha_z \approx 0,9$), com parâmetro hidrodinâmico $\overline{q_v}$ maior. Já a menor liberação de calor foi obtida para misturas pobres ($\alpha_v = 0,315$), as quais tem coeficiente de excesso de ar na zona de recirculação em torno de ($\alpha_z \approx 2$), também com parâmetro hidrodinâmico $\overline{q_v}$ maior.

Através dos dados experimentais, Khatchaturian (1998) observou que o valor ótimo da composição da mistura na zona de recirculação é próximo da estequiometria, o que explica a maior liberação de calor obtida para as misturas ricas.

Os resultados deste estudo numérico mostraram-se, em parte, coerentes com estudos experimentais, com discrepâncias mais significativas na simulação da combustão do querosene em misturas pobres. Na região da zona de recirculação as discrepâncias entre o comportamento experimental e numérico da liberação de calor foram bastante evidentes.

CONCLUSÃO

Foi realizado um estudo através de simulações numéricas do escoamento formado pela interação de jato transversal anelar com fluxo principal, em canal axisimétrico e regime estacionário.

O estudo de diferentes modelos de turbulência em aplicação ao escoamento estudado mostrou que apesar dos modelos se comportarem de maneira bastante semelhante e descreverem qualitativamente bem a interação do jato transversal e do fluxo principal, o modelo de turbulência $k-\varepsilon$, de duas equações de transporte, mostrou maior coincidência com os dados experimentais, principalmente nas regiões mais próximas da zona de recirculação. Isto foi verificado através da comparação entre o resultado das simulações e os dados experimentais, obtidos na literatura.

Utilizando o modelo de turbulência $k-\varepsilon$ no estudo do rastro térmico e dinâmico ao longo da câmara, assim como no estudo das características da turbulência, como intensidade e escala, verificou-se várias discrepâncias, em alguns casos muito significativas, principalmente no estudo das características da turbulência.

Estudou-se a formação da mistura de combustível e oxidante na zona de recirculação, formada por jatos transversais com gases de diferentes pesos moleculares (*He*, *CO₂*, *Freon-12*) para diferentes velocidades de injeção, onde se verificou que o aumento da relação entre as velocidades do jato e do fluxo (parâmetro hidrodinâmico $\overline{q_v}$) provoca um aumento na quantidade de ar da mistura. Durante este estudo também foi observado que os gases com pesos moleculares maiores, como é o caso do *Freon-12*, apresentam coeficientes de mistura menores, ou seja, misturas com menor quantidade de ar na zona de recirculação.

No estudo do processo de combustão verificou-se que a maior liberação de calor pode ser obtida devido à queima periférica de combustível, o que acontece para misturas iniciais do jato ricas em combustível e parâmetros hidrodinâmicos $\overline{q_v}$ maiores. Mas isto significa que a quantidade de combustível injetado também deve ser maior, o que é apenas justificável em casos de necessidade do aumento da força propulsora, como por exemplo, em situações de pequeno espaço de decolagem ou falha do motor.

Ao final deste estudo percebe-se que os resultados computacionais possuem muitas diferenças no comportamento do processo de combustão se comparado com os dados experimentais. Grande parte das discrepâncias verificadas entre dados experimentais e resultados das simulações numéricas foi localizada na região da zona de recirculação ou proximidades desta área, o que indica a complexidade do problema da interação entre o jato transversal e o fluxo principal.

REFERÊNCIAS

- Abrunhosa, J.D.M. *Simulação de escoamento turbulento complexo com modelagem clássica e de grandes escalas*. Tese de Doutorado. Rio de Janeiro, PUC, Departamento de Engenharia Mecânica, 2003.
- Alverman, W., Ulken, R. Aerodynamische Flammenstabilisierung, Experimentetelle Untersuchungen und Anwendungsmöglichkeiten, *Z. Flugwiss*, 19(4), 168-178, 1971.
- Amsden, A.A. *KIVA 3: A KIVA Program with Block-Structured Mesh for Complex Geometries*, Los Alamos National Laboratory, Technical Report LA-12503-MS, 1993.
- ANSYS Company. *CFX Solver Theory Manual*. Oxfordshire: CFX, 2006.
- Baines, A., Peterson, E. *Trans. Of the ASME*, v 73, n.5, 1951.
- Bardina, J.E., Huang, P.G., Coakley, T.J. *Turbulence Modeling Validation*. *AIAA Paper 97-2121*, 1997.
- Beér, J.M., Chigier, N.A. *Combustion aerodynamics*. New York: John Wiley and Sons, 1972.
- Bizzo, W.A. EM 722 - *Geração, distribuição e utilização do vapor*. Apostila de curso - Faculdade de Engenharia Mecânica, Unicamp, pp 18-40, 2003. Disponível em <<http://www.fem.unicamp.br/~em672/GERVAP2.pdf>>, Acesso em 6 de dezembro de 2007.
- Bush, S.M., Gutmark, E.J. Reacting and Non-Reacting Flow Fields of a V-gutter Stabilized Flame. *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, Nevada, USA, 2006.
- Cantwell, B.J. *Ann. Review. Fluid Mech*, vol. 13, pp. 457-515, 1981.
- Dagaut, P., Cathonnet M. The ignition, oxidation, and combustion of kerosene: A review of experimental and kinetic modeling. *Progress in Energy and Combustion Science* 32, p.48-92, 2006.
- Davidov, B.I. On the statistical dynamics of an incompressible turbulent fluid. *Dokl. Akad. Nauk S.S.S.R.* 136, 47-50, 1961.
- Davidson, L. *An Introduction to Turbulence Models*, Rept. 97/2, Dept. of Thermo and Fluid Dynamics, Chalmers University of Technology, Göteborg, 1997.
- Davies, T.W., Beér, J.M. Flow in the wake of bluff-body flame stabilizers. *Thirteenth symposium (International) on Combustion*, vol 13, no 1, pp 631-638, 1971.

- Dutta, B.C., Martin, D.G., Moore, N.W. A Contribution to the Study of Flame Stability in Ducts, *Sixth Symposium International on Combustion*, 1955.
- Fearn, R.L., Weston, R.P. *Velocity Field of a Round Jet in a Crossflow for Various Jet Injection Angles and Velocity Ratios*. NASA TP-1506, 1979.
- Ferziger, J.,H. *Simulation of turbulence technique and possibilities*, Segunda escola de turbulência, Uberlândia, MG, Brasil, pp. 2-13, 2000.
- Fox, R.W., McDonald, A.T. *Introdução à Mecânica dos Fluidos*. 5 ed. LTC Editora, Rio de Janeiro, 2001.
- Gnemmi, P., Schäfer, H.J. Experimental and Numerical Investigations of a Transverse Jet Interaction on a Missile Body. *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, Nevada, USA, 2005.
- Gollahalli, S.R., Pardiwalla, D. Comparison of the Flame Characteristics of Turbulent Circular and Elliptic Jets in a Crossflow, *Journal of Energy Resources Technology*, 124(3), pp. 197-203, 2002.
- Gracia-Salcedo, C.M., Brabbs, T.A., McBride, B.J. *Experimental verification of the thermodynamic properties of Jet-A fuel*. NASA technical memorandum 101475; 1988.
- Hanjalić, K. *Two-dimensional Asymmetric Turbulent Flow in Ducts*. Ph. D. thesis, University of London, 1970.
- Harlow, F.H., Nakayama, P.I. *Transport of turbulence energy decay rate*. University of California Report LA-3854, Los Alamos Science Laboratory, 1968.
- Hussain, M.Y. *Physics Fluids* 26, 1983.
- Jones, W.P., Launder, B.E. The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *Int. J. Heat Mass Transfer* 15, 301-314, 1972.
- Kamotani, Y., Greber, I. Experiments on a turbulent jet in cross flow. *AIAA Journal*, vol 10, pp. 1425-1429, 1972.
- Kee, R.J., Rupley, F.M., Miller J.A. *Chemkin -II: A Fortran Chemical Kinetics Package for the Analysis of Gas-Phase Chemical Kinetics*, Sandia National Laboratories Report, SAND89-8009, 1991.
- Khatchaturian, O. A. Experimental Study of the Turbulent Wake Downstream of a Fan Jet. *Izvestiya VUZ. Aviatsionnaya Tekhnika*, Vol. 21, No. 3, p. 100-107, 1978.

- Khatchatourian, O.A. Estudo do processo de combustão de querosene em ar em condições de estabilização aerodinâmica da chama, in *Proceedings of the VI Brazilian Congress of Engineering and Thermal Sciences and VI Latin American Congress of Heat and Mass Transfer*, vol.1, p.287-292, Florianópolis, SC, November 11-14, 1996.
- Khatchatourian, O.A. Theoretical and Experimental Study on the Application of the Aerodynamical Flame Stabilizer in Transversal Ring Form Applied to a Turbo Reactor Secondary Combustion Chamber, in *Proceedings of 2nd Italian-Latinoamerican Conference on Applied and Industrial Mathematics*, ITLA 97, 149, Rome, Italy, January 27-31, 1997.
- Khatchatourian, O.A. Combustion de Querosen em Aire, en Condiciones de Estabilizacion Aerodinamica de la Llama, *Información Tecnológica*, 9(4), pp. 247-254, 1998.
- Khatchatourian, O., Guiliazov, M.S., Smorodin, F.K. An Investigation on the Mixity Between Transversal Ring Shapes Jets, with Diferrent Molecular Compositions and a Main Flow. *Soviet Aeronautics*, No. 1, p. 143-146, 1974.
- Khatchatourian, O., Postnov, V.F. Parametros de Turbulência de Fluxo atrás de Jato Transversal Anelar em Canal Limitado. *Processos de Combustão*, n. 1, p. 21-26, 1976.
- Khatchatourian, O., Salvadori, F., Silveira, J.C., Santos, J.F. Estudo teórico/experimental da utilização de estabilizadores de chama aerodinâmicos em forma de jatos anelares transversais em aplicação para câmara secundária de turboreator de dois contornos. In: *Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica*, 12, 1993, Brasília. Anais. Brasília: Associação Brasileira de Ciências Mecânicas, v. 2, p. 761-764, 1993.
- Koopman, J., Rachner, M., Wiegand, H., Eickhoff, H. Aerodynamics and Stabilization of Combustion of Hydrogen Jets Injected into Subsonic Airflow. In: *AGARD, Hypersonic Combined Cycle Propulsion, Conference Proceedings*, No. 479, pp. 1-16, Madrid, Spain, 28 May - 1 June, 1990.
- Kosterin, V.A., Khismatullin, A.Ya. Influence of injection angle on gasdynamics of fan jets in crossflow. *Tr. KAI*, no. 101, 1968.
- Kosterin, V.A., Rzhetskii, E.V. On calculating the trajectory and penetration of a fan and paired plane jets in bounded crossflow. *IVUZ, Aviatsionnaya tekhnika*, no. 1, 1964.
- Kundu, K.M., Banerjee, D., Bhaduri, D. Mathematical modelling of flows in bluff-body flame stabilizers. *Applied Mathematical Modelling*, vol 1, no 5, pp 276-280, June 1977.

- Launder, B.E., Reece, G.J., Rodi, W. Progress in the developments of a Reynolds-stress turbulence closure. *J. Fluid Mechanics*, Vol. 68, pp.537-566, 1975.
- Launder, B.E., Sharma, B.I. Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc. *Lett. Heat Mass Transf. I*, 131-138, 1974.
- Launder, B.E., Spalding, D.B. *Mathematical Models of Turbulence*. London: Academic Press, 1972.
- Lefebvre, A.H. *Gás Turbine Combustion*. Bristol, P.A: Taylor & Francis, 1983.
- Lefebvre, A.H., Ibrahim, A.R.A.F., Benson, N.C. Factors affecting fresh mixture entrainment in bluff-body stabilized flames. *Combustion and Flame*, vol 10, no 3, pp 231-239, September 1966.
- Li, Z., Murugappan, S., Gutmark, E., Vallet, L. Numerical Simulation and Experiments of Jets in Cross Flow, *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*; Reno, NV, USA, 2006.
- Longwell, J.P. Flame Stabilization by Bluff Bodies and Turbulent Flames in Ducts, *Fourth Symposium on Combustion*, Williams and Wilkins, Baltimore, 1953.
- Longwell, J.P. Flame Stabilization and Flame Propagation in Ramjet Combustors, *Sixth Symposium International on Combustion*, 1955.
- Margason, R.J. Fifty years of jet in crossflow research. In *AGARD Symp. on a Jet in Cross Flow*, Winchester, UK, AGARD CP-534, 1993.
- McLone, R.R. *Mathematical Modelling – The art of applying mathematics*, in Math. Modelling (Andrews-McLone), Butterwords, London, 1976.
- Menter, F.R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA-Journal.*, 32(8), 1994.
- Papailiou, D., Koutmos, P., Bakroziis, A. Simulations of fuel injection and flamenext term stabilization in the wake formation region of a slender cylinder. *Symposium (International) on Combustion*, vol 28, no 1, pp 91-99, 2000.
- Pope, S.B. *Turbulent Flows*. Cambridge: Cambridge University Press, 2000.
- Reid, William T. et al. Produção e Transporte de Calor. In: CHILTON, M. *Manual do Engenheiro Químico*. São Paulo: Guanabara 2, 1986.

- Rodi, W. *Turbulence Models and their Application in Hydraulics - A State of the Art Review*. International Association for Hydraulic Research, Delft, 1980.
- Scherer, S. *Modelagem Matemática do escoamento Turbulento em um Canal com Expansão Súbita*. Dissertação de Mestrado. Ijuí – RS, 128p, 1998.
- Schetz, J.A, Jakubowski, A.K., Aoyagi, K. Jet Trajectories and Surface Pressures Induced on a Body of Revolution with Various Dual Jet Configurations. *3. Aircraft*, Vol. 20, No. 11, 1983.
- Shaw, C.T. *Using Computational Fluid Dynamics*, Prentice Hall, 1992.
- Silveira Neto, A. *Turbulência nos Fluidos Aplicada*, Universidade Federal de Uberlândia – UFU: Departamento de Engenharia Mecânica, 2006.
- Speziale, C.G., Sarkar, S., Gatski, T.B. Modelling the pressure-strain correlation of turbulence: an invariant dynamical systems approach. *J. Fluid Mechanics*, Vol. 277, pp. 245-272, 1991.
- Syred, N., et al. Flame stabilization in recirculation zones of jets with swirl In: *International Symposium of Combustion, 13th*, 1970, Pittsburgh. Proceedings. Pittsburgh: Combustion Institute, p.617-624, 1971.
- Taylor, G.J. *Proc. Royal Society*. London: A 151, 421, 1935.
- Taylor, G.J. *Proc. Royal Society*. London: A 156, 307, 1936.
- Vargaftik, N.B., Filippov, L.P., Tarzimanov, A.A., Totkii, E.E. *Manual de propriedades termofísicas de gases e líquidos*. Ed. “Nauka”, Moskou, 1972.
- Vyshenskaya, V.F., Kosov, N.D. Estudo dos processos de transporte, *Transactions of Kazah State University*, Alma-Ata, 1959.
- Walker, R.E., Westenberg, A.A. *J. Chem. Phys.* 29 (5), 1147, 1958.
- Wilcox, D.C. Multiscale model for turbulent flows. In *AIAA 24th Aerospace Sciences Meeting*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1986.
- Williams, F.A. Flame Stabilization of Premixed Turbulent Gases, *Applied Mechanics Surveys*, Spartan Books, Washington DC, pp. 1157-1170, 1966.
- Yakhot, V., Orszag, S.A. Renormalization group analysis of turbulence. I. Basic theory. *J. Sci. Comput.* 1, 3-51, 1986.

Zukoski, E.E., Marble, F.E. The Role of Wake Transition in the Process of Flame Stabilization on Bluff Bodies, *Combustion Researches and Reviews*, 1955, AGARD, Butterworth, London, pp. 167-180, 1955.

ANEXO

Descrição da notação matemática básica utilizada para descrever os modelos, conforme o pacote CFX 5.6 (ANSYS, 2006):

Operadores Vetoriais ∇ e $\nabla \cdot$

Assume um sistema coordenado Cartesiano no qual i , j e k são vetores unitários nas três direções coordenadas. ∇ é definida por:

$$\nabla = \left[\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right]$$

Para uma função escalar geral $\phi(x, y, z)$ o gradiente de ϕ é definido por:

$$\nabla \phi = \frac{\partial \phi}{\partial x} i + \frac{\partial \phi}{\partial y} j + \frac{\partial \phi}{\partial z} k$$

Para uma função vetorial U onde:

$$U = \begin{bmatrix} U_x \\ U_y \\ U_z \end{bmatrix}$$

A divergência do vetor, $div U$, é definida por:

$$\nabla \cdot U = \frac{\partial U_x}{\partial x} + \frac{\partial U_y}{\partial y} + \frac{\partial U_z}{\partial z}$$

O Operador \otimes de Produto Tensorial

O produto tensorial de dois vetores, U e V , é definido como:

$$U \otimes V = \begin{bmatrix} U_x V_x & U_x V_y & U_x V_z \\ U_y V_x & U_y V_y & U_y V_z \\ U_z V_x & U_z V_y & U_z V_z \end{bmatrix}$$

Usando notação tensorial específica as equações relacionadas com cada dimensão podem ser combinadas em uma equação única. Assim, na notação tensorial específica:

$$\nabla \bullet (\rho U \otimes U) = \begin{bmatrix} \frac{\partial}{\partial x} (\rho U_x U_x) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho U_y U_x) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho U_z U_x) \\ \frac{\partial}{\partial x} (\rho U_x U_y) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho U_y U_y) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho U_z U_y) \\ \frac{\partial}{\partial x} (\rho U_x U_z) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho U_y U_z) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho U_z U_z) \end{bmatrix}$$

Notação Indexada

A notação de índice não foi muito utilizada para descrever os modelos matemáticos neste trabalho. O operador diferencial pode ser escrito em notação de índice:

$$\nabla \bullet U = \frac{\partial U_i}{\partial x_i}$$

onde a convenção de adição é seguida, isto é, o índice i é somado para os três componentes.

A quantidade $U \otimes V$ pode ser representada por $U_i V_j$ (sendo U e V vetores), ou representada por $U_i V_{jk}$ (se U for um vetor e V uma matriz), e assim por diante.

Sendo assim, a quantidade $\nabla \bullet (\rho U \otimes U)$ pode ser representada por:

$$\nabla \bullet (\rho U \otimes U) = \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho U_i U_j)$$

A quantidade $a \bullet b$ pode ser escrita por $a_{ij} b_{ij}$, sendo a e b matrizes.

Livros Grátis

(<http://www.livrosgratis.com.br>)

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

[Baixar livros de Literatura](#)
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)
[Baixar livros de Matemática](#)
[Baixar livros de Medicina](#)
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)
[Baixar livros de Meteorologia](#)
[Baixar Monografias e TCC](#)
[Baixar livros Multidisciplinar](#)
[Baixar livros de Música](#)
[Baixar livros de Psicologia](#)
[Baixar livros de Química](#)
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)
[Baixar livros de Serviço Social](#)
[Baixar livros de Sociologia](#)
[Baixar livros de Teologia](#)
[Baixar livros de Trabalho](#)
[Baixar livros de Turismo](#)