

MINISTÉRIO DA EDUCAÇÃO
UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

ANÁLISE NUMÉRICA TRANSIENTE COM VALIDAÇÃO EXPERIMENTAL DO
ESCOAMENTO EM MOTORES DE COMBUSTÃO INTERNA CONSIDERANDO
DIFERENTES ABERTURAS DE VÁLVULA

por

Bruno Souza Soriano

Dissertação para obtenção do Título de
Mestre em Engenharia

Porto Alegre, março de 2015

ANÁLISE NUMÉRICA TRANSIENTE COM VALIDAÇÃO EXPERIMENTAL DO
ESCOAMENTO EM MOTORES DE COMBUSTÃO INTERNA CONSIDERANDO
DIFERENTES ABERTURAS DE VÁLVULA

por

Bruno Souza Soriano
Engenheiro Mecânico

Dissertação submetida ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, da
Escola de Engenharia da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, como parte dos
requisitos necessários para a obtenção do Título de

Mestre em Engenharia

Área de Concentração: Fenômenos de Transporte

Orientador: Prof. Dr. Horácio A. Vielmo

Comissão de Avaliação:

Prof. Dr. Francis H. R. França

PROMECC/UFRRGS

Prof. Dr. Fabiano Disconzi Wildner

DEMECC/UFRRGS

Prof. Dr. Paulo R. Wander

PPGEngMec/Unisinos

Prof. Dr. Luis Alberto Oliveira Rocha
Coordenador do PROMEC

Porto Alegre, 26, março e 2015

RESUMO

Com o crescente aumento dos problemas ambientais relacionados à emissão de poluentes, normas cada vez mais rigorosas estão sendo implementadas para diminuir a emissão de gases nocivos provenientes da queima de hidrocarbonetos em motores de combustão interna. Um importante fator que influencia na geração de gases poluentes em motores é o comportamento do escoamento no cilindro, desde o início da admissão até a fase de combustão. O presente trabalho realiza um estudo numérico com validação experimental do escoamento no motor Honda GX35, considerando diversas aberturas de válvula fixas e diferenças de pressão para gerar o escoamento. A validação da metodologia numérica é realizada através da comparação dos resultados do coeficiente de descarga para todas as aberturas de válvula utilizadas. A medição da vazão de ar na metodologia experimental é realizada com um anemômetro de filme quente de aplicação automotiva, calibrado para as condições do teste. Já a metodologia numérica utiliza dois modelos de turbulência, $k-\omega$ SST e $k-\varepsilon$ standard. Os resultados numéricos apresentaram boa concordância com os experimentais para ambos os modelos adotados, quanto ao coeficiente de descarga. Entretanto, a diferença de comportamento do escoamento no interior do cilindro é elevada, pois o modelo $k-\omega$ SST é capaz de captar a oscilação transiente do jato que se forma na saída da válvula, inexistente no $k-\varepsilon$ standard. O comportamento transiente causa uma significativa variação da vorticidade média em um plano perpendicular ao cilindro, com o escoamento trocando de direção principal de rotação em alguns instantes. Dados numéricos médios e de variação ao longo do tempo para *swirl* e *tumble* também são apresentados e discutidos. Ao analisar a oscilação da vazão mássica na fronteira de saída do domínio, frequências de aproximadamente 1300 Hz são captadas. Tais frequências são confrontadas com resultados experimentais obtidos pelo presente grupo de pesquisa para medições de oscilação de pressão no coletor de admissão do mesmo motor. O desvio percentual relativo para a frequência de oscilação é de 0,3%, o que demonstra a correta predição, tanto do fenômeno de desprendimento de vórtice quanto do coeficiente de descarga obtido através do modelo de turbulência $k-\omega$ SST.

Palavras-chave: Motor de combustão interna; coeficiente de descarga; *swirl*; *tumble*; jato transiente; simulação numérica e experimental

ABSTRACT

With the increasing environmental problems concerning pollutant emissions, stringent standards have been applied in order to decrease harmful gases produced by the hydrocarbons combustion in internal combustion engines. The flow behaviour within the cylinder is an important factor that affects the emission's formation in engines, since the intake stroke until the combustion. This work performs a numerical study with experimental validation of fluid flow at Honda GX35 engine, considering different fixed valve lifts and suction pressures to generate the flow. The validation of the numerical methodology is made through the discharge coefficient and flow pattern comparisons for all valve lifts utilized. The mass flow rate in the intake system is measured with an automotive hot film anemometer, calibrated for the test's conditions. Regarding the computational solution for the turbulent air flow, two turbulence models were utilized: *SST $k-\omega$* and *$k-\varepsilon$ standard*. Although the numerical results presented a good agreement with the experimental data concerning the discharge coefficient, the flow pattern comparisons presented a high discrepancy among the models utilized. The *SST $k-\omega$* model is capable to capture the transient behaviour of the jet formed in the valve exit, constituting the main difference between them. The transient oscillation causes a significant difference of mean vorticity in a cylinder section plane, with the bulk flow changing its main rotation along the time. The averaged and transient numerical data of *swirl* and *tumble* are presented and discussed. In the frequency analysis of the numerical mass flow rate oscillations, obtained at the outlet boundary, presented an average value about 1300 Hz. Such frequencies, when compared with experimental results obtained by the present research group for the pulsating pressure waves into the intake duct of the same engine, had a relative percentage deviation of 0.3%. The agreement between the results using the *SST $k-\omega$* model reveals the correct prediction of vortex shedding frequency and discharge coefficient.

Keywords: Internal combustion engine; discharge coefficient; swirl; tumble; transient jet; numerical and experimental simulation

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	1
1.1	OBJETIVO.....	3
1.2	ORGANIZAÇÃO DO TRABALHO	3
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	4
2.1	COEFICIENTE DE DESCARGA.....	12
2.2	SWIRL E TUMBLE.....	15
3	MODELAGEM DA TURBULÊNCIA	17
3.1	EQUAÇÃO DA CONTINUIDADE E MOMENTUM	20
3.2	CONSERVAÇÃO DA ENERGIA	21
3.3	CLASSIFICAÇÃO DOS MODELOS DE TURBULÊNCIA.....	22
3.4	MODELO DE TURBULÊNCIA $K-\varepsilon$ STANDARD.....	24
3.5	MODELO DE TURBULÊNCIA $k-\omega$ SST.....	25
3.6	TRATAMENTO DA PAREDE.....	28
3.7	FUNÇÃO DE PAREDE- ALTO NÚMERO DE REYNOLDS	29
3.8	FUNÇÃO DE PAREDE MODIFICADA – FUNÇÃO HÍBRIDA.....	30
4	METODOLOGIA EXPERIMENTAL	34
4.1	MOTOR HONDA GX35	35
4.2	AQUISIÇÃO DE DADOS	36
4.3	MEDIÇÃO DA VAZÃO MÁSSICA	37
4.4	MEDIÇÃO DA PRESSÃO DE SUÇÃO	40
4.5	MEDIÇÃO DA ABERTURA DE VÁLVULA	40
4.6	INCERTEZA DA MEDIÇÃO.....	41
5	METODOLOGIA NUMÉRICA	43
5.1	MÉTODO DE VOLUMES FINITOS	43
5.2	FUNÇÕES DE INTERPOLAÇÃO	45
5.3	ESQUEMA DE DIFERENÇAS CENTRAIS	46
5.4	ESQUEMA <i>UPWIND</i> DE PRIMEIRA ORDEM	48
5.5	ESQUEMA <i>UPWIND</i> DE SEGUNDA ORDEM	48
5.6	DICRETIZAÇÃO TEMPORAL	49
5.7	ACOLPAMENTO PRESSÃO-VELOCIDADE	50

5.8	MODELAGEM DA GEOMETRIA	51
5.9	GERAÇÃO DE MALHA	52
5.10	SOLUÇÃO NUMÉRICA	53
5.11	ESTUDO DE INDEPENDÊNCIA DE MALHA.....	55
6	RESULTADOS	61
6.1	RESULTADOS EXPERIMENTAIS	61
6.2	COMPARAÇÃO DOS RESULTADOS NUMÉRICOS E EXPERIMENTAIS.....	62
6.3	COMPARAÇÃO DOS CAMPOS DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA	67
6.4	INVESTIGAÇÃO DO IMPACTO DO TRATAMENTO DE PAREDE NA SOLUÇÃO.....	71
6.5	ANÁLISE DE FREQUÊNCIA	73
6.6	ANÁLISE DO ESCOAMENTO OBTIDO COM MODELO DE TURBULÊNCIA $k-\omega$ SST.....	78
6.7	DISTRIBUIÇÃO DA VELOCIDADE EM TORNO DA VÁLVULA	81
6.8	SWIRL E TUMBLE.....	84
7	CONCLUSÃO	90
8	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	93
9	APÊNDICE A.....	99
10	APÊNDICE B.....	100
11	APÊNDICE C	101

ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 2.1 – Visualização do escoamento no interior do cilindro para diferentes aberturas de válvula: 10 mm, 5 mm e 3 mm, respectivamente. [Fonte: Weclas <i>et al.</i> , 1993]	9
Figura 2.2 - Conjunto válvula-duto [adaptado de Blair, 1999]	13
Figura 2.3 – Característica do escoamento: (a) para pequenas aberturas; (b) para médias aberturas; (c) para grandes aberturas [Ferrari, 2005]	14
Figura 2.4 – Movimento de <i>swirl</i> e <i>tumble</i> , respectivamente	15
Figura 3.1 – Decomposição de Reynolds [adaptado de Bird <i>et al.</i> , 2004]	18
Figura 4.1 – Medição de pressão no interior do cilindro [Zancanaro, 2014]	35
Figura 4.2 – Motor Honda GX35 [Honda, 2012]	36
Figura 4.3 - Placa de orifício	38
Figura 4.4 – a) Relação entre a tensão elétrica do <i>MAF</i> e a pressão diferencial na placa de orifício para as três medições; b) Média das três medições e o polinômio de quarta ordem	39
Figura 5.1 – Método dos volumes finitos [Versteeg e Malalasekera, 1995]	44
Figura 5.2 – Método de volumes finitos para malha não uniforme	45
Figura 5.3 – a) difusão numérica devido à aproximação de primeira ordem; b) oscilação numérica devido à aproximação de alta ordem [Adaptado de Versteeg e Malalasekera, 1995]	46
Figura 5.4 – Discretização temporal totalmente implícita de primeira ordem. [Maliska, 2004]	49
Figura 5.5 – Geometria do motor Honda GX35 em perspectiva e em corte	51
Figura 5.6 – Malha tetraedrica na superfície	52
Figura 5.7 – Malha no interior do domínio	53
Figura 5.8 – Variação da vazão na fronteira de saída considerando a condição inicial	54
Figura 5.9- Contorno de y^+ na região da válvula	58
Figura 5.10 – a) Independência de malha espacial para os modelos de turbulência adotados; b) Independência de malha temporal para o modelo de turbulência $k-\omega SST$, já na malha espacial adotada	58
Figura 5.11 – Variação do resultado com o critério de convergencia adotado	59
Figura 5.12 – Convergência das equações governantes em cada passo de tempo	60
Figura 6.1 – Três medições realizadas para cada abertura de válvula e pressão de sucção, com símbolos em branco para 10 kPa, em preto para 8 kPa e as remanescentes para 6 kPa	61

- Figura 6.2 – a) Resultados experimentais do C_D para várias pressões de sucção e aberturas de válvula; b) Comparação do C_D para 1 mm de abertura de válvula com a incerteza experimental 62
- Figura 6.3 – Comparação entre os resultados numéricos com modelo $k-\epsilon$ e resultados experimentais: a) Pressão de sucção de 6 kPa; b) Pressão de sucção de 8 kPa; c) Pressão de sucção de 10 kPa; d) Todas as curvas sobrepostas 63
- Figura 6.4 – Comparação entre os resultados numéricos com o modelo $k-\omega SST$ e os resultados experimentais: a) Pressão de sucção de 6 kPa; b) Pressão de sucção de 8 kPa; c) Pressão de sucção de 10 kPa; d) Todas as curvas sobrepostas 64
- Figura 6.5 – Erro percentual dos resultados numéricos relativo aos resultados experimentais. a) Pressão de sucção de 10 kPa; b) Pressão de sucção de 8 kPa; c) Pressão de sucção de 6 kPa 66
- Figura 6.6 – C_{D_GLOBAL} para as três pressões de sucção utilizadas 67
- Figura 6.7 – Comparação da energia cinética turbulenta [m^2/s^2] do modelo $k-\omega SST$, coluna à esquerda, e modelo $k-\epsilon standard$, coluna à direita 70
- Figura 6.8 – y^+ na região da válvula para o tratamento de parede de Baixo Reynolds 72
- Figura 6.9 – Comparação do resultado do C_D para $L/d_{is} \cong 0,07$ utilizando diferentes tratamentos de parede 73
- Figura 6.10 – Oscilação da vazão mássica para $L/d_{is} = 0,18$ e 10 kPa 74
- Figura 6.11 – Frequência de oscilação para $L/d_{is} \cong 0,07$ 75
- Figura 6.12 - Frequência de oscilação para $L/d_{is} \cong 0,11$ 75
- Figura 6.13 - Frequência de oscilação para $L/d_{is} \cong 0,14$ 76
- Figura 6.14 - Frequência de oscilação para $L/d_{is} = 0,18$ 76
- Figura 6.15 – Frequência de oscilação para $L/d_{is} = 0,20$ 77
- Figura 6.16 – a)Resultado experimental da oscilação da pressão no coletor de admissão; *FFT* para a oscilação entre 45° e 90° . [Fonte: Falcão *et al.*, 2015] 78
- Figura 6.17 – Oscilação da vorticidade na seção B-B 79
- Figura 6.18 – Linhas de corrente para o caso com $L/d_{is}=0,2$ e 10 kPa de pressão de sucção 81
- Figura 6.19 - Distribuição de velocidade no perimetro da válvula 82
- Figura 6.20 – Perfil de velocidade em torno da válvula 84
- Figura 6.21 – a)Resultado obtido para o *swirl* para 10 kPa de pressão de sucção; b) Vista superior do domínio com a linha central do cilindro em preto 85
- Figura 6.22 – Comparação de *swirl* entre os resultados obtidos por Zancanaro, 2014, e os do presente trabalho 86

Figura 6.23 – a) Resultado de <i>tumble</i> ; b) Localização das coordenadas x e y	87
Figura 6.24 – Vorticidade normal a y para um plano na linha de centro do cilindro	88
Figura 6.25 – Comparação dos resultados de <i>tumble</i>	89
Figura 9.1 - Curva de calibração do sensor de pressão diferencial piezoresistivo	99
Figura 10.1 - Curva de calibração do sensor de pressão piezoresistivo	100
Figura 11.1 – Abertura de válvulas.	101

ÍNDICE DE TABELAS

Tabela 1 – Constantes do modelo $k-\varepsilon$ <i>standard</i>	25
Tabela 2 – Coeficientes do modelo $k-\omega$ <i>SST</i>	28
Tabela 3 – Casos estudados	34
Tabela 4 - Dados do motor Honda GX35	36
Tabela 5 – Resultado da calibração para um polinômio de quarta ordem	39
Tabela 6 - Abertura de válvula utilizada e seu respectivo intervalo angular.	40
Tabela 7 - Propriedades do ar para 296 K e 1 atm	55
Tabela 8 – <i>GCI</i> para o modelo de turbulência $k-\omega$ <i>SST</i>	57

LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS

<i>CAD</i>	<i>Computer-aided design</i>
<i>CFD</i>	<i>Computational Fluid Dynamics</i>
<i>CFR</i>	<i>Fuel Cooperative Research</i>
<i>DNS</i>	<i>Direct Numerical Simulation</i>
<i>FFT</i>	<i>Fast Fourier Transform</i>
<i>GCI</i>	<i>Grid Convergence Index</i>
<i>HCCI</i>	<i>Homogeneous Charge Compression Ignition</i>
<i>IVC</i>	<i>Intake Valve Close</i>
<i>IVO</i>	<i>Intake Valve Open</i>
<i>LES</i>	<i>Large Eddy Simulation</i>
<i>MAF</i>	<i>Mass air flow</i>
<i>MDF</i>	<i>Método das Diferenças Finitas</i>
<i>MVF</i>	<i>Método dos Volumes Finitos</i>
<i>NACA</i>	<i>National Advisory Committee for Aeronautics</i>
<i>PIV</i>	<i>Particle Image Velocimetry</i>
<i>PM</i>	<i>Particulate Matter</i>
<i>PMS</i>	<i>Ponto Morto Superior</i>
<i>POD</i>	<i>Proper Orthogonal Decomposition</i>
<i>PROCONVE</i>	<i>Programas de Controle da Poluição do Ar por Veículos Automotores</i>
<i>RANS</i>	<i>Reynolds-Averaged Navier-Stokes</i>
<i>RNG</i>	<i>Renormalization Group</i>
<i>RSM</i>	<i>Reynolds Stress Models</i>
<i>SIMPLE</i>	<i>Semi-Implicit Method for Pressure Linked</i>
<i>TKE</i>	<i>Turbulent Kinematic energy</i>
<i>VANT</i>	<i>Veículo Autônomo Não Tripulados</i>

LISTA DE SÍMBOLOS

Letras Romanas

C_μ	Coeficiente empírico relacionado ao modelo de turbulência
u	Velocidade instantânea [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$]
\vec{A}	Vetor normal da área da superfície
A_μ	Constante da função de parede modificada
C_k	Coeficiente empírico do modelo de turbulência
C_l^*	Constante da função de parede modificada
D_ω	Termo de difusão cruzada
F_2	Função de acoplamento
F_E	Média ensemble de uma variável do escoamento
F_T	Média temporal de uma variável do escoamento
F_V	Média espacial de uma variável do escoamento
G_ω	Geração de ω
R_β	Constante do modelo $k-\omega$ SST
S'	Variável da função de parede modificada
S^\emptyset	Termo fonte
S_{ij}	Tensor da taxa de deformação [s^{-1}]
S_k	Termos fonte para k
S_ε	Termos fonte para ε
S_ω	Termos fonte para ω
S_ϕ	Termo fonte de ϕ
T_o	Temperatura ambiente [K]
T_t	Tempo total [s]
T_w	Temperatura da parede [K]
U^*	Velocidade adimensional
U_P	Velocidade média do fluido no ponto P próximo à parede [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$]
Y_k	Dissipação de k
Y_ω	Dissipação de ω
a_1	Constante do modelo $k-\omega$ SST
c_p	Calor específico a pressão constante [$\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$]

k_{eff}	Condutividade térmica efetiva [$\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$]
\dot{m}	Vazão mássica [$\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$]
q_w	Calor transferido da parede [$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$]
\vec{r}	Vetor direção do centro da célula [m]
\bar{u}	Velocidade média [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$]
u^+	Velocidade adimensional
u^*	Velocidade de fricção da parede [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$]
\vec{v}	Vetor velocidade [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$]
y^+	Distância adimensional da parede
y^*	Distância adimensional da parede
A	Área de passagem [m^2] ou constante da função de parede modificada
a	Velocidade do som [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$] ou constante da função de acoplamento
$A_{subindice}$	Coefficiente da equação genérica para esquema de diferenças centrais
B	Diâmetro do êmbolo [m]
$B1$	Constante do polinômio de quarta ordem
$B2$	Constante do polinômio de quarta ordem
$B3$	Constante do polinômio de quarta ordem
$B4$	Constante do polinômio de quarta ordem
B_x	Incerteza da medida
$C_{1\varepsilon}$	Coefficiente empírico relacionado a equação da taxa de dissipação
$C_{2\varepsilon}$	Coefficiente empírico relacionado a equação da taxa de dissipação
$C_{3\varepsilon}$	Coefficiente empírico relacionado a equação da taxa de dissipação
C_D	Coefficiente de descarga
C_{D_Global}	Coefficiente de descarga global
d	Diâmetro do orifício [m]
D	Diâmetro do tubo [m]
d_{is}	Diâmetro interno do assento de válvula [m]
d_{os}	Diâmetro externo do assento de válvula [m]
E	Constante empírica
E	Energia total do fluido [J]
e	Erro relativo [%]
f	variável instantânea do escoamento
F_1	Função de acoplamento

g	Aceleração da gravidade [$\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$]
G_b	Geração da energia cinética turbulenta devido ao gradiente de temperatura e efeito do campo gravitacional
G_k	Geração de energia cinética turbulenta devido aos gradientes da velocidade média
h	Comprimento característico da malha [m]
I	Intensidade da turbulência
k	Razão entre os calores específicos
k	Energia cinética turbulenta [$\text{m}^2\cdot\text{s}^{-2}$]
L	Abertura de válvula [m]
l	Comprimento de escala [m]
M_t	Número de Mach turbulento
n	Número de amostras
P	Pressão diferencial [Pa] ou taxa de convergência do resultado
p^*	Campo de pressão estimado [Pa]
p'	Correção da pressão [Pa]
p_o	Pressão de estagnação [Pa]
p_{out}	Pressão de saída [Pa]
Pr_t	Número de Prandtl turbulento
P_x	Incerteza da medição
Q	Vazão mássica [$\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$]
R	Constante universal do gás [$\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$]
R^2	Coefficiente de determinação
Re	Número de Reynolds
Re_y	Reynolds turbulento baseado na distância normal a parede
r^P	Fator de refinamento entre malhas
R_T	Razão de tumble
S	Módulo do tensor da taxa de deformação [s^{-1}]
T	Temperatura do fluido [K]
t	Tempo [s]
V	Volume [m^3]
v_o	Velocidade de referência do fluido [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$]
x	Direção espacial [m]
y	Direção espacial ou função da grandeza x
Y_M	Efeito da compressibilidade do fluido

Z	Intervalo de confiança
z	Direção espacial [m]
Re_t	Número de Reynolds turbulento
u'	Flutuação da velocidade [$m \cdot s^{-1}$]
α	Parâmetro da função de parede modificada para o gradiente de pressão

Letras Gregas

δ_{ij}	Delta de Kronecker
ρ	Massa específica [$kg \cdot m^{-3}$]
μ	Viscosidade dinâmica [Pa·s]
μ_t	Viscosidade dinâmica turbulenta [Pa·s]
$\bar{\tau}_{ij}$	Termo difusivo laminar
α^*	Coeficiente de amortecimento da viscosidade turbulenta
β^*	Termo do modelo $k-\omega$ padrão
β_∞^*	Constante do modelo $k-\omega SST$
$\beta_{i,1}$	Constante do modelo $k-\omega SST$
$\beta_{i,2}$	Constante do modelo $k-\omega SST$
ε_{21}	Diferença entre malhas 2 e 1
ζ^*	Constante do modelo $k-\omega SST$
λ_ε	Variável de acoplamento entre viscosidades
μ_{eff}	Soma da viscosidade dinâmica com a viscosidade turbulenta [Pa·s]
ν_t	Viscosidade cinemática turbulenta [$m^2 \cdot s^{-1}$]
σ'	Tensão normal do fluido [$N \cdot m^{-2}$]
σ_k	Número de Prandtl para k
σ_n	Incerteza total da medição de x_n
σ_t	Constante da função de parede modificada
σ_y	Incerteza de medição
σ_ε	Número de Prandtl para ε
σ_ε	Número de Prandtl para ε
$\sigma_{\omega,2}$	Constante do modelo $k-\omega SST$
τ_w	Tensão de cisalhamento na parede [$N \cdot m^{-2}$]

ω_s	Razão de swirl
\emptyset	Variável escalar
β	Ângulo do assento de válvula [°]
δx	Comprimento do volume de controle
ε	Taxa de dissipação da energia cinética turbulenta [$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$]
θ	Posição angular da árvore de manivelas [°]
ξ	Vorticidade [s^{-1}]
Γ	Função de acoplamento ou termo difusivo
α	Efeito do gradiente de pressão
β	Parâmetro da função de parede modificada para transferência de calor com a parede
β	Termo do modelo $k-\omega$ SST
γ	Parâmetro da função de parede modificada para os efeitos de compressibilidade
σ	Desvio padrão
τ'	Tensão cisalhante [$\text{N} \cdot \text{m}^{-2}$]
ω	Taxa de dissipação específica [s^{-1}]

Subíndices

i	Direção i
j	Direção j
k	Direção w
p	Ponto próximo à parede
w	Fronteira oeste
e	Fronteira leste
P	Nó central do volume de controle
f	Face do volume de controle
E	Ponto a leste
W	Ponto a oeste
ext	Valor extrapolado
a	Aproximado
m	Centro de massa

1 INTRODUÇÃO

A invenção dos motores de combustão interna, em meados do século XIX, marca uma nova era para a humanidade em termos de converção de energia. Contudo, somente no início do século XX este ganhou popularidade através do estabelecimento dos automóveis. Atualmente, os veículos automotores são um dos principais meios de transporte de pessoas e carga em nosso país. De acordo com o Denatran, 2014, os automóveis de passeio correspondem a 55 % do total de veículos existentes no Brasil, aproximadamente 48 milhões de unidades. No entanto, no cenário contemporâneo há um crescente aumento de problemas ambientais relacionados à emissão de CO₂ proveniente, dentre outros, da queima de hidrocarbonetos em motores de combustão interna.

Com o objetivo de reduzir e controlar a contaminação atmosférica causada pelos motores de combustão interna, o Conselho Nacional do Meio Ambiente (CONAMA) criou, em 1986, o Programas de Controle da Poluição do Ar por Veículos Automotores (PROCONVE). Desde a implantação da primeira fase da legislação nacional para redução da emissão de poluentes aplicada a veículos de passeio, entre 1988 e 1991, mais quatro fases já foram implantadas, sendo a última adotada em 2013 e seguindo as tendências globais. No cenário global, o parlamento europeu, através da norma 443/2009, determina a diminuição da emissão de CO₂ para um máximo de 130g/km até 2015. Para o ano de 2020 as normas são ainda mais rigorosas, 95g/km de CO₂, o que representa uma redução de 45 % desde 2007 [SMMT, 2014]. Além do CO₂, pode-se citar outros gases nocivos provenientes da queima de hidrocarbonetos, como os óxidos de nitrogênio (NO_x), causadores da chuva ácida e destruição da camada de ozônio, monóxido de carbono (CO) e material particulado (PM). Portanto, torna-se indispensável o esforço para melhorar os conceitos tecnológicos existentes e desenvolver novos para aumentar a eficiência dos motores de combustão interna e diminuir a geração de gases nocivos.

Um importante fator que deve ser estudado para atender às crescentes demandas de redução de gases poluentes gerados por motores é a melhoria das características do escoamento no interior do cilindro. O processo de mistura do ar e do combustível, assim como a própria combustão, são ambos governados pelas estruturas do escoamento produzido pelo sistema de admissão. Porpatham *et al.*, 2013, em um estudo experimental da relação entre a configuração do escoamento com a formação de NO_x e geração de potência, apresentam em seus resultados que é possível diminuir a emissão de óxido de nitrogênio e ao

mesmo tempo aumentar a potência disponibilizada pelo motor através da inserção de um movimento predominante no escoamento turbulento do interior do cilindro. Para motores que possuem a tecnologia de injeção de combustível na câmara de combustão, tanto ciclo Otto quanto ciclo Diesel, é essencial que o combustível se misture com o ar presente na câmara de combustão momentos antes do início da combustão.

Diversas técnicas experimentais foram desenvolvidas ao longo dos anos para o estudo do escoamento em motores. Dentre elas, pode-se citar técnicas de visualização do escoamento, como laser Doppler e *PIV (Particle Image Velocimetry)*, que possuem a vantagem de não interferir na grandeza medida. Técnicas experimentais mais baratas que utilizam anemômetros de fio quente para medir a velocidade do fluido em determinada região da câmara de combustão ou dutos, e anemômetros de palheta para medir a rotação global do fluido também são utilizados em estudos. Embora certas técnicas experimentais se sobreponham a outras, seja pelo custo de implementação ou pela qualidade da medição, para o desenvolvimento de um motor de combustão interna diversas configurações de geometrias devem ser testadas visando obter o conjunto ideal para uma dada condição. Neste ponto, as técnicas experimentais apresentam uma limitação em comparação às técnicas computacionais, que tentam resolver a física do problema em análise. Esta técnica, amplamente utilizada por projetistas, auxilia o desenvolvimento de motores por obter resultados coerentes com o problema estudado, dependendo da metodologia de solução adotada, e por apresentarem um baixo custo de operação.

A correta solução de escoamentos turbulentos com um esforço computacional viável é um desafio para a engenharia. A solução do escoamento turbulento em todo o seu espectro, para o funcionamento do motor, torna-se proibitiva, dados os recursos computacionais necessários. Ao longo dos anos técnicas alternativas foram desenvolvidas para tornar possível a solução do problema e, com o avanço da capacidade de processamento, foi possível adotar metodologias mais sofisticadas. A principal forma utilizada para a solução do escoamento turbulento utiliza uma média temporal nas equações de transporte, e realiza o fechamento matemático do problema com a adição de duas equações de transporte para variáveis referentes ao escoamento. Segundo Rutland, 2011, tais modelos mascaram ou não são capazes de capturar a variação do escoamento no interior do cilindro. Entretanto, como será mostrado neste trabalho, é possível obter o comportamento transiente do escoamento utilizando modelos que são mais adequados para a solução próxima às paredes e regiões curvas.

1.1 Objetivo

O objetivo do trabalho é realizar o estudo numérico, com validação experimental, do escoamento no duto de admissão e cilindro de um motor de combustão interna, utilizando diferentes modelos de turbulência e considerando o comportamento transiente do fenômeno.

1.2 Organização do trabalho

Neste capítulo foi realizada a introdução ao tema e a motivação para a pesquisa desenvolvida neste trabalho.

O segundo capítulo faz uma revisão bibliográfica de trabalhos numéricos e experimentais realizados em motores, relacionados ao foco de estudo deste trabalho, bem como as principais grandezas analisadas no desenvolvimento de motores.

No terceiro capítulo é descrita a modelagem matemática da turbulência, com a apresentação em ordem cronológica da evolução dos modelos, e posteriormente os modelos de turbulência e funções de parede adotadas.

Já no quarto capítulo é descrita a metodologia experimental utilizada, com a apresentação do motor em análise, sensores de pressão e vazão, curva de calibração e cálculo de incerteza de medição.

O quinto capítulo apresenta o conceito de volumes finitos adotado neste trabalho e a metodologia numérica utilizada, desde as funções de interpolação e acoplamento pressão-velocidade escolhidos, passando pela geração da geometria, discretização do domínio computacional, até o estudo de independência de malha.

O sexto capítulo trata da comparação entre os resultados numéricos e experimentais obtidos, comparação entre os modelos de turbulência empregados na solução do escoamento e posteriormente a discussão dos fenômenos transientes obtidos na simulação.

No sétimo capítulo são apresentadas as conclusões obtidas na realização deste trabalho.

Por fim, o oitavo capítulo contém as referências bibliográficas consultadas.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

A massa de ar a ser admitida em um motor de combustão interna representa um importante parâmetro em seu projeto, pois é fator determinante da potência por ele disponibilizada. Dutos de admissão e válvulas devem ser levados em consideração no desenvolvimento de um motor, pois estes influenciam em seu desempenho [Winterbone e Pearson, 1999]. A potência gerada por um motor de combustão interna está relacionada ao ar admitido durante a fase de admissão. A eficiência volumétrica, definida como a relação entre o volume de ar admitido e o volume deslocado pelo do cilindro referenciado à temperatura e pressão de estagnação, estabelece o desempenho do sistema de admissão levando em consideração a perda de carga nos dutos e os efeitos pulsantes no escoamento. Os dutos devem ser desenvolvidos de forma a oferecerem a menor restrição possível para o escoamento, contudo o movimento do gás no interior do cilindro é também um fator de grande relevância, que controla o processo de combustão em motores de ignição por centelha, bem como o processo de mistura de ar e combustível e combustão em motores ciclo Diesel [Heywood, 1988]. O entendimento detalhado do desenvolvimento das estruturas do escoamento e geração de turbulência durante a fase de admissão torna-se indispensável para os motores que possuem a tecnologia de mistura de ar e combustível no duto de admissão. Já para motores que possuem injeção direta de combustível, os detalhes do escoamento durante a fase de admissão possuem importância em função da sua influência no escoamento médio e nível de turbulência próximo ao ponto morto superior (*PMS*) [Arcoumanis e Kamimoto, 2009]. O escoamento no período de admissão influencia a estrutura da turbulência próxima ao *PMS* no ciclo de compressão, o que determina a condição inicial para o processo de combustão [Weclas *et al.*, 1993]. Sem um padrão de escoamento adequado, o movimento turbulento possui duração limitada devido a sua dissipação. O movimento ordenado do fluido em grandes escalas possui energia cinética capaz de persistir por mais tempo e aumentar o nível de turbulência próximo ao ponto morto superior. Tanto a massa de fluido escoando, quanto o nível de turbulência na região de ignição afeta a fase de desenvolvimento da chama. De acordo com Spicher e Backer, 1990 e Beretta *et al.*, 1983, o escoamento local é capaz de mover a chama para longe da região do eletrodo da vela. Em motores de combustão interna, o processo de combustão ocorre em regime turbulento, e normalmente em regime de fina zona de reação enrugada (*wrinkled reaction sheet*) [Abraham *et al.*, 1985]. A razão entre a área da chama laminar, ou área projetada, e a área da chama turbulenta, ou área efetiva de reação, aumenta com o aumento da intensidade da turbulência no cilindro.

Um dos primeiros trabalhos realizados para entender a influência da turbulência na velocidade da chama em motores foi realizado por Harry Ricardo, nos anos 1900 [Lumley, 2001]. Devido ao baixo poder antidetonante do combustível na época, um dos principais estímulos para acelerar o processo de combustão fora evitar a detonação. A gasolina, quando submetida a certos patamares de temperatura e pressão, entra em combustão sem que a chama tenha chegado a esta região da câmara, ou haja uma liberação de energia pela vela de ignição. O fenômeno, que ocorre em padrão de detonação, libera uma grande quantidade de energia desordenada em um dado ponto na câmara de combustão, diminuindo a eficiência e vida útil do motor. Quando severa, a detonação é capaz de levar o motor à falha. Com o aumento da velocidade da combustão há menos tempo para a mistura ar-combustível ficar exposta à pressão e temperatura durante a propagação da chama, diminuindo a possibilidade de ocorrer detonação. Lumley, 2001, também cita os trabalhos experimentais realizados pela *NACA* (*National Advisory Committee for Aeronautics*), utilizando técnicas de visualização do escoamento no estudo do aumento do nível de turbulência nos cilindros dos motores de aplicação aeronáutica para acelerar o processo de combustão [Lee, 1939; Rothrock e Spencer, 1939].

As técnicas utilizadas para melhorar o processo de combustão são baseadas em movimentos ordenados do fluido no interior do cilindro. Para gerar este movimento é necessário desenvolver um duto que propicie o aumento do movimento rotacional do fluido, causando um aumento da perda de carga do sistema e, conseqüentemente, diminuição da massa de ar admitida. Assim, é necessário desenvolver um sistema de admissão que gere o movimento desejado do fluido sem que a eficiência volumétrica do motor seja demasiadamente comprometida. Neste sentido, técnicas capazes de predizerem corretamente o comportamento do escoamento no interior do cilindro e sistema de admissão são de grande importância para o desenvolvimento de máquinas mais eficientes.

As principais grandezas utilizadas para a caracterização do sistema de admissão compreendem o coeficiente de descarga (C_D), e os padrões de movimento no interior do cilindro denominados *swirl* e *tumble*. O sistema de admissão é considerado eficiente quando há uma mínima discrepância entre a área geométrica de passagem do escoamento e a área ocupada pelo jato de saída da válvula, área efetiva. Esta eficiência é quantificada em termos do coeficiente de descarga, que representa a razão entre vazão mássica medida com a vazão teórica isentrópica para a mesma área de passagem [Ferguson, 1985]. O *swirl* corresponde ao movimento rotacional ordenado do escoamento em torno do eixo geométrico do cilindro. Este parâmetro é mais utilizado em motores Diesel e motores que operam com mistura

estratificada de ar-combustível, para promover uma mistura mais rápida do ar admitido com o combustível injetado, e também em motores ciclo Otto para aumentar a velocidade de queima [Heywood, 1988]. Em motores que possuem quatro válvulas por cilindro, torna-se difícil gerar um movimento axial ordenado do escoamento, devido à simetria da geometria, assim, o *tumble* surge como uma alternativa ao *swirl* para acelerar o processo de combustão [Ferrari, 2005]. Esta configuração de escoamento corresponde ao movimento ordenado na direção radial ao cilindro.

Uma metodologia bastante utilizada na indústria para estudar o comportamento do escoamento e a eficiência do sistema de admissão consiste em retirar o conjunto de árvore de manivelas e êmbolo, fixar diversas aberturas de válvula e impor uma diferença de pressão para gerar o escoamento. As principais medições realizadas neste caso correspondem à perda de carga da admissão, C_D , e as maiores estruturas da turbulência, *swirl* e *tumble*. Assim, o estudo é simplificado em comparação a medições com o motor completo. Embora a pressão no coletor varie significativamente durante o processo de admissão, para o funcionamento do motor em faixa de rotação normal, o escoamento em regime permanente através do duto de admissão pode representar, com boa aproximação, o escoamento transiente [Heywood, 1988].

A área mínima para o escoamento, onde estão as maiores velocidades, está localizada na região do assento da válvula. Após a região de restrição, o escoamento entra no cilindro formando um jato que se desprende da parede na região do assento da válvula formando camadas cisalhantes com grandes gradientes de velocidade [Arcoumanis e Whitelaw, 1987]. Esta separação do escoamento causa uma grande recirculação abaixo da válvula e na região próxima à intersecção entre a parede do cilindro e da câmara de combustão. Os efeitos tridimensionais e a assimetria do fenômeno de interação entre o jato e as paredes do cilindro adicionam complexidade ao problema [Kamimoto e Kobaiashi, 1991].

Na área experimental, os anemômetros de filme e fio quente são amplamente utilizados no estudo do escoamento em motores. Kanoto *et al.*, 2011, desenvolveram um sensor de rápida resposta para medir a variação ciclo a ciclo do enchimento do cilindro de um motor *HCCI* (*Homogeneous Charge Compression Ignition*). Pajkovic e Petrovic, 2008, utilizaram anemômetros de fio quente de $2,5 \mu\text{m}$ de diâmetro para medir o coeficiente de descarga, em regime permanente, e o perfil de velocidade do escoamento em torno da válvula de admissão de um motor Diesel de produção em série. Os autores revelaram que o coeficiente de descarga para pequenas aberturas de válvula é dependente da pressão de sucção utilizada para gerar o escoamento pois, para baixas velocidades, os efeitos viscosos tornam-se importantes. Com o aumento da velocidade do fluido, os efeitos viscosos são sobrepostos

pelos efeitos de inércia e o coeficiente de descarga passa a não ter grande dependência da pressão de sucção. Weclas *et al.*, 1998, em um estudo experimental do escoamento em diferentes dutos de admissão, mostraram que para pequenas aberturas de válvula o coeficiente de descarga é significativamente dependente da pressão de sucção. Quando a abertura é em torno de 0,12 a 0,15 em relação ao diâmetro da válvula, o C_D passa a ser praticamente independente do número de Reynolds. Já para aberturas acima de 0,15 o C_D passa a decair linearmente para ambos os dutos estudados. Existem também metodologias experimentais por meio ótico, como é o caso de Chan e Turner, 2000, que mediram o campo de velocidade tridimensional no interior do cilindro utilizando *laser* Doppler. Ficou evidente para os autores a dificuldade de obter todo o campo com uma resolução aceitável para captar todas as escalas de velocidade presentes no funcionamento de um motor. O movimento do pistão na fase de compressão causa uma diminuição nos níveis de velocidade e o escoamento passa a ter um comportamento mais uniforme. Krishna *et al.*, 2010, usaram um equipamento do tipo *PIV* (*Particle Image Velocimetry*) para estudar o efeito da inclinação do coletor de admissão na característica do escoamento dentro do cilindro de um motor de combustão interna. Para baixos valores de abertura de válvula, a inclinação de 30° do coletor de admissão obteve a maior energia cinética turbulenta (*TKE*), porém, para grandes aberturas, o modelo com 60° de inclinação passou a apresentar os maiores valores para a *TKE*, o que sugere a variação da inclinação ao longo da abertura da válvula caso se busque um duto que produza a máxima energia cinética turbulenta. Embora seja possível quantificar as propriedades do escoamento sem afetá-lo, esta técnica necessita de maior recurso financeiro.

Com o crescente aumento da capacidade de processamento dos computadores, a técnica de dinâmica dos fluidos computacional (*CFD*) passou a ser amplamente utilizada, tanto na área da pesquisa em fenômenos de transporte quanto no desenvolvimento de novas tecnologias. Para o caso dos motores de combustão interna, a *CFD* serve como uma importante ferramenta, auxiliando em projetos de motores de menor consumo e menores níveis de poluição. Além disso, através da *CFD* é possível visualizar grandezas do escoamento que normalmente necessitam de técnicas experimentais avançadas, que possuem um grande custo operacional e despendimento de tempo. Por outro lado, para a turbulência ser resolvida em todo seu espectro espacial e temporal, é necessário um grande esforço computacional. A saída encontrada consiste em resolver os escoamentos turbulentos através de modelos que realizam uma média nas equações de transporte, para simplificar a física do problema e realizar uma aproximação do fenômeno envolvido. Primeiramente surgiram os modelos algébricos, como o de Prandtl, que insere uma dissipação adicional através do

cálculo de uma viscosidade turbulenta. Porém, por utilizar grandezas globais, este modelo necessita de ajustes de acordo com o escoamento estudado. A evolução dos modelos algébricos foi realizada com a inserção de uma equação de transporte para a energia cinética turbulenta e relacioná-la com a viscosidade turbulenta. Assim, o modelo passou a necessitar de menos ajustes por parte do usuário. Entretanto, ainda deve-se prescrever um comprimento de escala para a solução do escoamento, o que adiciona erros na solução caso a geometria estudada seja complexa. Posteriormente, surgiram os modelos que utilizam duas equações de transporte, uma para a energia cinética turbulenta e outra para contabilizar o comprimento de escala. Estes são amplamente utilizados no estudo de escoamentos atualmente. Dentre eles pode-se citar o modelo *k-ε standard*, com suas derivações, e os modelos *k-ω* e *k-ω SST*. Embora a modelagem da turbulência tenha evoluído ao longo dos anos a um estágio que não há necessidade do usuário realizar ajustes nos parâmetros, por ainda se tratarem de modelos estas técnicas necessitam de validação experimental, para garantir sua correta aplicação.

Diversos autores realizaram estudos com anemometria de fio quente e metodologias para visualização do escoamento por meio de laser Doppler, para investigar a distribuição de velocidades no cilindro, e compará-la com resultados de soluções computacionais utilizando o modelo de turbulência *k-ε*, proposto por Launder e Spalding, 1974, ambos para a condição de escoamento em regime permanente e diversas aberturas constantes de válvula [Brandstatter *et al.*, 1985; Gosman e Ahmed, 1987; Errera *et al.*, 1988]. O comportamento global do escoamento apresentou razoável concordância com os dados experimentais, entretanto, devido à complexidade da separação do escoamento na região da válvula e do jato na região da câmara de combustão, o modelo de turbulência adotado, o *k-ε* que será apresentado posteriormente, não se mostrou capaz de prever corretamente todo o campo de velocidades na fase de admissão. Tal deficiência do modelo *k-ε standard* foi também demonstrado por Tsui e Lee, 1992. Em um caso em regime permanente e o duto de admissão axissimétrico, o modelo não foi capaz de captar a separação do escoamento na região do assento da válvula e, segundo o autor, este problema representa a maior deficiência deste modelo de turbulência. De acordo com Lilek *et al.*, 1991, a deficiência na predição da separação do escoamento na válvula afeta significativamente a direção do jato anular formado após a restrição do escoamento, assim como o tamanho dos maiores vórtices dentro do cilindro. Além disso, em comparação com resultados experimentais, o autor revela que, embora qualitativamente haja uma boa concordância, o modelo *k-ε* subestima a energia cinética turbulenta na região de expansão do escoamento após a válvula, devido à incapacidade de captar a instabilidade do jato, que tende a aumentar o nível de turbulência do escoamento.

Os processos físicos que ocorrem em um motor aumentam a dificuldade do modelamento numérico da turbulência, incluindo técnicas avançadas como a Simulação das Grandes Escalas (*LES*) [Rutland, 2011]. Segundo Weclas *et al.*, 1998, a separação do escoamento na região da válvula de admissão de um motor de combustão interna é altamente transiente e não-uniforme ao longo da periferia da válvula e depende da sua abertura, da geometria e da posição na câmara de combustão. Embora se coloque o conjunto duto de admissão e válvula na linha de simetria do cilindro, instabilidades introduzidas devido ao processo turbulento impossibilitam que o escoamento seja tratado como simétrico. Assim, deve-se ter cuidado ao atribuir a condição de simetria em um estudo numérico [Weclas *et al.*, 1993]. Conforme observado na Figura 2.1 por Weclas *et al.*, 1993, em um estudo experimental da simetria do escoamento, levando em conta diferentes posições do duto e válvula de admissão ao longo do eixo de simetria do cilindro, o grau de assimetria do escoamento é dependente da abertura de válvulas, e aumenta conforme aumenta a abertura de válvulas, como pode ser visualizado na Figura 2.1. Tal dependência espacial é relacionada a não uniformidade da região de separação do escoamento no assento da válvula, causado por recirculações a jusante, na haste da válvula. A Figura 2.1 é o resultado médio de 180 de escoamento em um corte perpendicular ao cilindro.

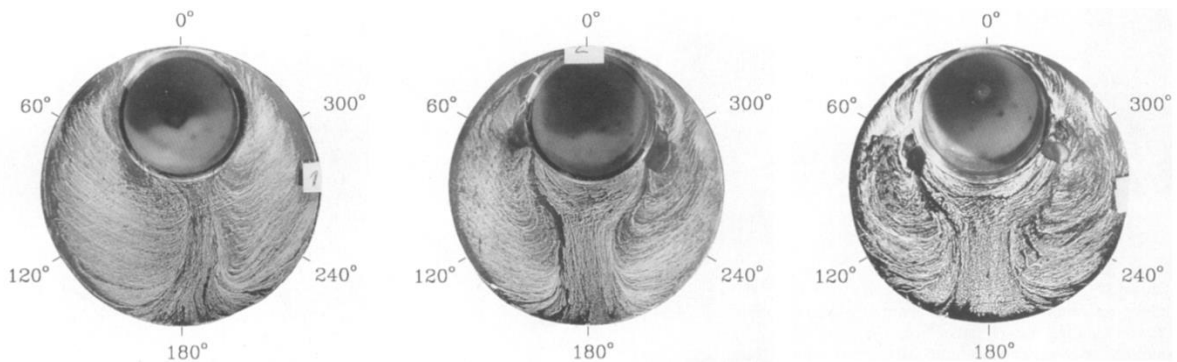


Figura 2.1 – Visualização do escoamento no interior do cilindro para diferentes aberturas de válvula: 10 mm, 5 mm e 3 mm, respectivamente. [Fonte: Weclas *et al.*, 1993]

Diversos trabalhos numéricos e experimentais têm sido realizados a fim de aumentar o entendimento dos fenômenos envolvidos no processo de admissão, bem como o comportamento da mistura ar-combustível no interior do cilindro e descarga em motores de combustão interna. Vielmo *et al.*, 2008, utilizaram resultados experimentais para analisar a metodologia empregada na simulação numérica do escoamento de ar em regime permanente no sistema de admissão de um motor Diesel. Os resultados foram comparados através do

coeficiente de descarga. Para este fim foram utilizados diferentes softwares de volumes finitos, como o *Star_CD* e *Fluent*, assim como os modelos de turbulência *k-ε standard* e *k-ε RNG*. O resultado numérico obtido do coeficiente de descarga global que mais se aproximou do resultado experimental foi o realizado no software *Star_CD*, com modelo *k-ε RNG*, porém o resultado global que apresentou maior dispersão do valor experimental foi igual a 6%, mostrando boa concordância para todas as simulações. Rech, 2010, confrontou os resultados numéricos e experimentais do coeficiente de descarga transiente em um motor *CFR* (*Cooperative Fuel Research*), a fim de validar a metodologia numérica. A solução numérica transiente foi obtida com o modelo de turbulência *k-ω SST*, e malha no formato hexaédrico. Já a medição de massa de ar foi realizada a 200 rpm, com um sensor automotivo do tipo anemômetro de filme quente. Os resultados da simulação revelaram uma boa concordância com os valores obtidos experimentalmente. Dai Zotti *et al.*, 2012, realizaram um estudo numérico e experimental do coeficiente de descarga e *tumble*, em regime permanente, para o duto de admissão de um motor de ignição por centelha, utilizando dois modelos de turbulência: *realizable k-ε* e *k-ω*. Com relação aos resultados obtidos para o *tumble*, o modelo *k-ω* foi capaz de captar a tendência dos resultados experimentais. Os resultados do C_D com o modelo *k-ω* demonstraram uma melhor concordância com o experimento, conseguindo este prever corretamente o valor da máxima eficiência do sistema de admissão. O maior erro encontrado entre o numérico e o experimental foi de 8%, para o modelo *k-ω*, e 12% para o *realizable k-ε*, sendo ambos os valores máximos obtidos para aproximadamente a metade da máxima abertura de válvula. Para a abertura de válvula igual à metade do valor máximo, Weclas *et al.*, 1993, relata uma maior área de interação entre o jato proveniente da válvula e a parede do cilindro, para diferentes dutos de admissão estudados, o que adiciona complexidade ao fenômeno e pode contribuir para a variação dos resultados numéricos e experimentais do coeficiente de descarga. Martins *et al.*, 2009, utilizaram o software *Fluent*, e modelo de turbulência *k-ε RNG*, para desenvolver um sistema de admissão que fosse capaz de gerar movimento de *swirl* em um motor de pequenas proporções, utilizado em competições de eficiência energética. Paul e Ganesan, 2010, realizaram um estudo numérico para comparar diferentes tipos de geometria de coletores de admissão para motores Diesel. Embora com a configuração helicoidal-espiral não se obteve os melhores resultados de eficiência volumétrica, os autores recomendam este formato devido à geração de *swirl*.

Atualmente, o método de solução numérica da turbulência via Simulação das Grandes Escalas (*LES*) vem sendo cada vez mais empregado no estudo do escoamento em motores. Conforme a discretização espacial utilizada, esta abordagem se aproxima mais da realidade

física do problema, pois obtém a solução de estruturas da turbulência que são compatíveis com o grau de refinamento da malha computacional, e atribui modelos somente para as escalas menores que a discretização adotada. Desta forma, é possível obter mais estruturas do escoamento em comparação com os modelos baseados em médias de Reynolds (*RANS*). Em contrapartida, problemas e incertezas nas condições de contorno e inicial, no modelo de submalha e grau de refinamento, podem contribuir para os resultados utilizando *LES* não serem tão bons quanto *RANS*, mesmo que mais estruturas do escoamento sejam captadas [Rutland, 2011]. Semlitsch *et al.*, 2014, realizaram um estudo da fase de escape em um motor de combustão interna utilizando a metodologia *LES*. As válvulas de escape foram fixadas em uma abertura intermediária e foram analisadas duas condições de contorno, uma com a vazão prescrita constante e outra com a vazão variando ao longo do tempo, para simular o real funcionamento do motor. De acordo com os autores, o coeficiente de descarga médio aumenta de 0,5 a 2,5 % quando a vazão fixa é utilizada como condição de contorno. O escoamento altera drasticamente seu comportamento quando a vazão variável é utilizada, o que justifica o aumento da perda de carga. Através da metodologia *LES* é possível avaliar numericamente a variação cíclica de um motor devido à configuração do escoamento no interior do cilindro. De acordo com Heywood, 1994, um processo de combustão robusto é importante para a qualidade de operação do motor, ou seja, deseja-se um alto grau de repetitividade para que a variação ciclo a ciclo seja a mínima possível. Di Mare e Knappstein, 2014, estudaram a variabilidade cíclica de um motor de quatro válvulas por cilindro utilizando *LES*. Foi adotado um volume de controle na região da vela de ignição para analisar a média *ensemble* de cada componente da velocidade no volume após 23 ciclos. Ao analisar os dados em função do desvio padrão da velocidade ao longo do ciclo completo sem combustão, foi possível visualizar pequenos desvios durante a fase de admissão, o que demonstrou que as flutuações cíclicas são pequenas neste instante. Próximo à metade da fase de compressão o desvio passa a ser significativamente maior, indicando um maior grau de variabilidade neste estágio em que o movimento de *tumble* decai em estruturas menores.

Conforme pode ser observado, diversos autores realizam a simplificação de tratar o escoamento no duto de admissão como sendo em regime permanente. Contudo, com a aplicação da metodologia *LES* em mecânica dos fluidos computacional para motores, foram observadas as instabilidades inerentes do escoamento turbulento que causam, por exemplo, a variação cíclica da combustão.

Baseado na presente revisão bibliográfica, a pesquisa em motores ainda carece de trabalhos que tratem dos fenômenos associados à turbulência de maneira transiente, na

tentativa de identificar quais estruturas do escoamento são responsáveis, por exemplo, pela variação cíclica, e quais frequências estão associadas ao jato turbulento formado pela válvula de admissão. Neste sentido, o presente trabalho propõe o estudo numérico do escoamento através da metodologia *RANS* para diversas aberturas de válvula em um motor monocilíndrico de aplicação comercial, e considera a instabilidade do escoamento, até então desprezada por diversos autores. Para comparação, o trabalho utiliza dois modelos de turbulência: *k- ω SST* e *k- ϵ standard*. A metodologia numérica adotada é validada experimentalmente através da comparação dos resultados para o coeficiente de descarga. Os resultados de *swirl* e *tumble* são apresentados e comparados com resultados obtidos pelo presente grupo de pesquisa utilizando outras metodologias. A frequência de oscilação da vazão mássica de ar e o estudo dos campos tridimensionais também são apresentados e discutidos.

2.1 Coeficiente de descarga

O coeficiente de descarga instantâneo (C_D) é a relação entre a vazão real (\dot{m}) de ar através da válvula de admissão e a vazão ideal (escoamento isentrópico), considerando a mesma área de passagem e diferença de pressão. As pressões consideradas são a de saída (p_{out}) e a de estagnação (p_o). O coeficiente de descarga para determinada abertura de válvula e escoamento não compressível ($Mach < 0,3$), conforme Heywood, 1988, é o seguinte

$$C_D = \frac{\dot{m}}{A \frac{p_o}{(RT_o)^{1/2}} \left(\frac{p_{out}}{p_o}\right)^{1/k} \left\{ \frac{2k}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_{out}}{p_o}\right)^{k-1/k} \right] \right\}^{1/2}} \quad (2.1)$$

em que A representa a área de passagem, R a constante universal do gás, k a razão entre os calores específicos à pressão constante e volume constante e T_o a temperatura ambiente.

O coeficiente de descarga global (C_{D_global}) é obtido por meio da integração ao longo da posição da árvore de manivelas, durante a admissão, conforme Rech *et al.*, 2008,

$$C_{D_Global} = \frac{\int_{IVO}^{IVC} C_D d\theta}{IVC - IVO} \quad (2.2)$$

em que θ representa a posição angular do eixo de manivelas, IVO o ângulo do início da abertura da válvula de admissão e IVC o seu ângulo final de abertura (fechamento).

O método adotado para o cálculo da área anelar de passagem do escoamento através da válvula utiliza duas equações, conforme apresentado por Blair, 1999. A Figura 2.2 apresenta um conjunto válvula-duto, com suas respectivas nomenclaturas.

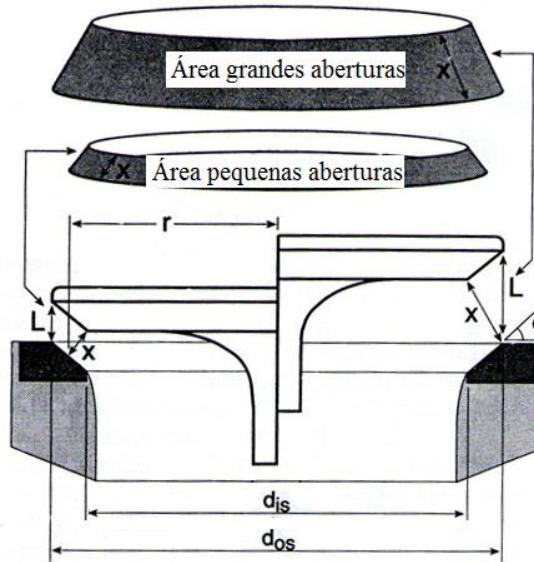


Figura 2.2 - Conjunto válvula-duto [adaptado de Blair, 1999]

Quando a abertura da válvula for menor ou igual à abertura limite ($L \leq L_{lim}$) a área é calculada através da equação

$$A = \pi L \cos \phi (d_{is} + L \sin \phi \cos \phi) \quad (2.3)$$

em que ϕ representa o ângulo do assento da válvula, e d_{is} o seu diâmetro interno (*inner seat diameter*). Já a abertura limite é obtida por

$$L_{lim} = \frac{d_{os} - d_{is}}{\sin 2\phi} \quad (2.4)$$

em que d_{os} representa o diâmetro externo do assento da válvula (*outer seat diameter*). Quando a abertura de válvula for maior que a abertura limite ($L > L_{lim}$) é utilizado:

$$A = \pi \left(\frac{d_{os} + d_{is}}{2} \right) \sqrt{\left(L - \frac{d_{os} - d_{is}}{2} \tan \phi \right)^2 \left(\frac{d_{os} - d_{is}}{2} \right)^2} \quad (2.5)$$

O C_D do conjunto da válvula de admissão é influenciado pelos seguintes fatores: largura do assento da válvula, ângulo do assento da válvula, arredondamento dos seus cantos,

formato do duto de admissão e formato da câmara de combustão [Heywood, 1988]. A Figura 2.3 ilustra os três principais regimes de escoamento em função da abertura da válvula, para um conjunto válvula-duto. Para pequenas aberturas, Figura 2.3a, devido aos efeitos viscosos o escoamento permanece colado à superfície da válvula e do assento, que formam um canal, atingindo altos valores de C_D [Weclas *et al.*, 1998]. Conforme Ferguson, 1985, quanto mais o escoamento preenche a área de passagem, maior será o C_D . Para aberturas intermediárias, como é o caso da Figura 2.3b, o escoamento separa-se da válvula na região do assento, e o C_D passa a diminuir devido à diminuição da área efetiva de passagem. Segundo Ferrari, 2005, normalmente para aberturas intermediárias o escoamento é colado à superfície do assento externo da válvula (lado do cabeçote), e há um descolamento da camada limite na região da válvula. Para grandes aberturas, conforme apresenta a Figura 2.3c, devido ao efeito de inércia, o fluido não é capaz de acompanhar a mudança abrupta da geometria, devido aos cantos vivos, causando uma separação do escoamento na borda do assento externo e interno, e conseqüentemente a formação de um jato no formato cônico [Ferrari, 2005].

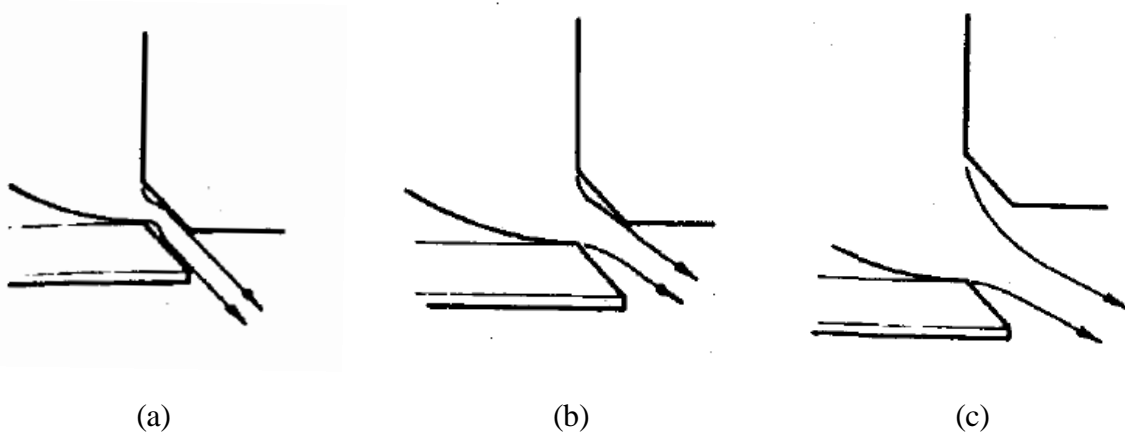


Figura 2.3 – Característica do escoamento: (a) para pequenas aberturas; (b) para médias aberturas; (c) para grandes aberturas [Ferrari, 2005]

Os valores típicos máximos para a abertura de válvula são de $\frac{1}{4}$ de seu diâmetro. Após este valor a restrição no escoamento passa a ser imposta pela própria área do duto, e não mais pela área cônica demonstrada na Figura 2.4. Mudanças na largura do assento da válvula afetam a abertura com que o escoamento em torno da válvula muda seu regime, sendo que o C_D tende a aumentar com a diminuição da diferença entre os diâmetros. O arredondamento da parte superior do assento diminui a tendência do escoamento descolar da parede, aumentando o C_D em grandes aberturas. Já o ângulo de assento da válvula afeta o C_D em pequenas aberturas [Heywood, 1988].

A metodologia utilizada para avaliar o coeficiente de descarga é realizada em regime permanente, e não leva em consideração o transiente de pressão existente durante o funcionamento do motor, conforme apresenta Rech *et al.*, 2012, que podem modificar o comportamento do escoamento na região da válvula. Entretanto, esta metodologia é simples e usualmente utilizada, pois apresenta resultados adequados, se comparados ao estudo transiente para rotações usuais de um motor de combustão interna [Heywood, 1988].

2.2 Swirl e tumble

Em um motor de combustão interna não é suficiente a preocupação em somente preencher o cilindro com certa quantidade de mistura ar-combustível. Os detalhes relativos às condições do movimento do fluido têm um papel importante na determinação do rendimento do motor [Ferrari, 2005]. O ar ao passar pelos dutos de admissão encontra a válvula e forma um jato cônico com alto nível de turbulência para dentro do cilindro. Para que a turbulência persista a fase de compressão com uma intensidade capaz de acelerar o processo de combustão, movimentos organizados do fluido são desejados para armazenar parte da energia do jato liberado pela válvula, que é menos dissipativo que um movimento puramente turbulento. O *swirl* e o *tumble* surgem, então, como as definições destes movimentos. A Figura 2.5 apresenta o desenho esquemático do *swirl* e o *tumble*, respectivamente, no interior do cilindro.

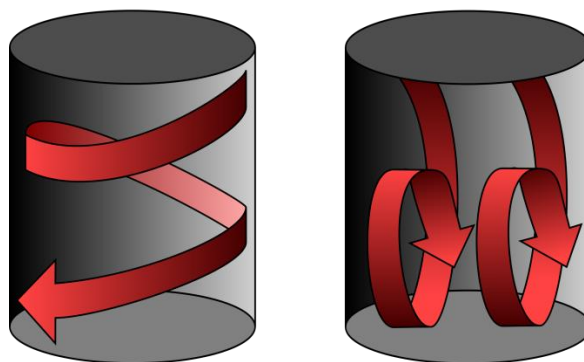


Figura 2.5 – Movimento de *swirl* e *tumble*, respectivamente

Dois métodos são utilizados para gerar o movimento de *swirl* durante o processo de admissão. Um baseia-se em forçar o escoamento a sair do duto tangencialmente à parede do cilindro, onde este é defletido para baixo em um movimento rotacional. O outro método

consiste em gerar o movimento no duto, ou seja, rotacionar o fluido em torno do eixo da válvula antes de entrar no cilindro [Heywood, 1988].

Para o estudo em regime permanente do movimento do fluido no interior do cilindro, o *swirl* relaciona o movimento rotacional, axial ao cilindro, com uma dimensão característica do motor e uma velocidade calculada a partir da diferença de pressão imposta para gerar o escoamento. O *swirl* é calculado a partir da seguinte equação [Heywood, 1988]

$$C_s = \frac{\omega_s B}{v_o} \quad (2.6)$$

em que ω_s é a rotação do fluido, B é o diâmetro do êmbolo e v_o a velocidade do fluido calculada para um escoamento incompressível

$$v_o = \left[\frac{2(\Delta p)}{\rho} \right]^{1/2} \quad (2.7)$$

sendo Δp a diferença de pressão imposta na bancada de testes ou modelo computacional e ρ a massa específica do fluido.

O *tumble* é calculado da mesma forma, porém levando em consideração a rotação do fluido perpendicular ao eixo do cilindro [Ferrari, 2005]

$$R_T = \frac{\omega_T B}{v_o} \quad (2.8)$$

O *tumble* é gerado em todos os tipos de motores. Durante a fase de admissão, vórtices são formados abaixo da válvula devido à baixa pressão na região, este comportamento gera um movimento radial ao eixo do cilindro embora com pequena intensidade. A característica de geração de *tumble* é mais aplicada em motores que possuem duas válvulas de admissão por cilindro. O mecanismo utilizado para gerar o movimento do fluido consiste em desenvolver um duto de admissão que celere e direcione o escoamento para a saída superior da válvula. Em dutos tradicionais, a velocidade do escoamento mantém-se abaixo de 50 a 60 m/s, já em dutos que são desenhados para gerar movimento de *tumble*, restringe-se a área de passagem para o fluido atingir velocidades próximas de 90 a 120 m/s, além da modificação da direção do escoamento [Ferrari, 2005].

3 MODELAGEM DA TURBULÊNCIA

Devido ao escoamento turbulento possuir flutuações de suas propriedades ao longo do tempo, como por exemplo, velocidade e pressão, sua modelagem matemática é desenvolvida em função de um tratamento estatístico. A metodologia desenvolvida por Osborne Reynolds (1895) consiste em reescrever a propriedade considerada como sendo o somatório de um valor médio com uma flutuação ou através de uma integral. Existem três formas básicas adotadas em modelos de turbulência: a média temporal, a média espacial e a média *ensemble* [Wilcox, 2006].

A média temporal é apropriada para escoamentos turbulentos em regime estacionário, ou seja, para o caso em que o valor médio da grandeza analisada não varie no tempo. Para este caso, pode-se expressar uma variável instantânea do escoamento $f(x,t)$ em termos de sua média temporal $F_T(x)$

$$F_T(x) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} f(x,t) dt \quad (3.1)$$

A média espacial é adotada quando a turbulência é dita homogênea, ou seja, as flutuações turbulentas são iguais em todas as direções. Para realizar a média espacial em função do tempo ($F_V(t)$) faz-se a integral volumétrica em relação a todas as coordenadas espaciais, assim

$$F_V(t) = \lim_{V \rightarrow \infty} \frac{1}{V} \int \int \int_V f(x,t) dV \quad (3.2)$$

Já a média *ensemble* é a mais comumente utilizada dentre as médias de Reynolds, pois é capaz de capturar, por exemplo, o escoamento com variação temporal. Esta técnica realiza a média de N amostras do fenômeno através da seguinte equação

$$F_E(x,t) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N f_n(x,t) \quad (3.3)$$

Devido as perturbações intrínsecas no escoamento turbulento, a variação temporal das propriedades do escoamento e fluido são descritas através da Decomposição de Reynolds,

conforme a Figura 3.1, em que o valor médio é somado a uma flutuação, conforme a Eq.(3.4), escrita para a velocidade instantânea (u) na direção x

$$u(t) = \bar{u} + u' \quad (3.4)$$

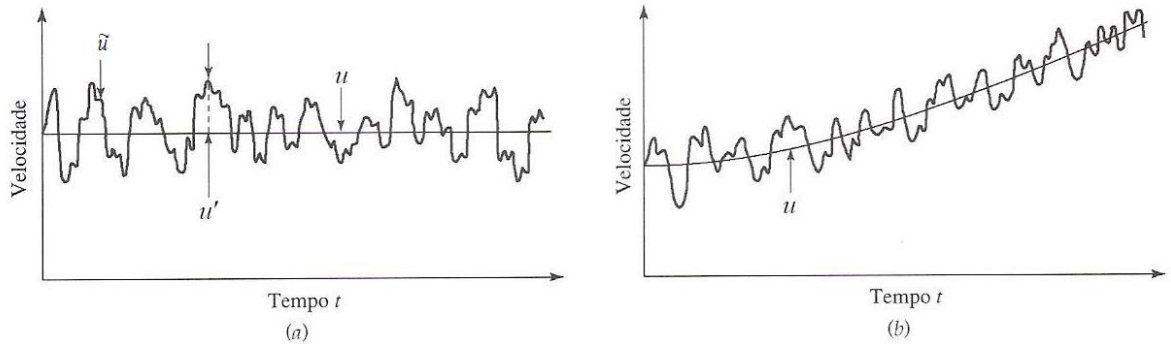


Figura 3.1 – Decomposição de Reynolds [adaptado de Bird *et al.*, 2004]

A média (\bar{u}) é calculada através da média temporal para um ponto fixo no espaço, descrita pela Eq.(3.1, portanto para o termo de velocidade tem-se

$$\bar{u}(t) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} u(t) dt \quad (3.5)$$

Neste cálculo deve-se considerar um intervalo de tempo suficientemente grande se comparado ao período da flutuação associada à turbulência. Em contrapartida, este tempo deve ser pequeno o bastante para captar a variação temporal do escoamento em regime transiente [Tannehill *et al.*, 1997]. O mesmo acontece para as outras componentes de velocidade e pressão

$$v = \bar{v} + v' \quad w = \bar{w} + w' \quad p = \bar{p} + p' \quad (3.6)$$

sendo v e w as componentes da velocidade na direção y e z , respectivamente, e p representando a pressão. As flutuações da velocidade (u' , v' , w') são de fundamental importância para o escoamento turbulento, pois influenciam o movimento médio (\bar{u} , \bar{v} , \bar{w}) de forma que o fluido passa a apresentar um aparente aumento em sua resistência à deformação. Em outras palavras, a presença das flutuações manifesta um aparente aumento na viscosidade, sendo este o conceito central para todas as considerações da teoria do escoamento turbulento

[Schlichting, 1968]. Esta constatação, obtida através de experimentos, pode ser evidenciada formalmente através da equação de Navier-Stokes, Eq.(3.7, escrita para o escoamento laminar incompressível na direção x

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \nabla^2 u \quad (3.7)$$

em que ∇^2 representa o operador de Laplace, e μ a viscosidade cinemática. Adicionando na Eq.(3.7 a decomposição de Reynolds para as componentes da velocidade e para a pressão (Eq. (3.4 e (3.6), e realizando a média temporal da nova equação, levando em consideração que a média de uma flutuação é zero, surge um novo termo na equação de Navier-Stokes

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right) = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \mu \nabla^2 \bar{u} - \rho \left(\frac{\overline{\partial u'^2}}{\partial x} + \frac{\overline{\partial u'v'}}{\partial y} + \frac{\overline{\partial u'w'}}{\partial z} \right) \quad (3.8)$$

Esta nova equação pode ser deduzida analogamente para as outras direções, y e z . O lado esquerdo da equação e os dois primeiros termos do lado direito permanecem os mesmos, se forem substituídos os termos de velocidade e pressão por suas médias temporais. O novo termo escrito do lado direito da equação, conhecido como tensor de Reynolds, e representa o aumento aparente da viscosidade do fluido. Levando em consideração as três dimensões, esta análise originará nove termos adicionais, devidos à flutuação turbulenta, que representam uma matriz simétrica, conforme pode ser visto na equação a seguir

$$\begin{pmatrix} \sigma'_x & \tau'_{xy} & \tau'_{xz} \\ \tau'_{xy} & \sigma'_y & \tau'_{yz} \\ \tau'_{xz} & \tau'_{yz} & \sigma'_z \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} \overline{\rho u'^2} & \overline{\rho u'v'} & \overline{\rho u'w'} \\ \overline{\rho u'v'} & \overline{\rho v'^2} & \overline{\rho v'w'} \\ \overline{\rho u'w'} & \overline{\rho v'w'} & \overline{\rho w'^2} \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

em que σ' representa a tensão normal, com o subscrito indicando cada direção, e τ' a tensão cisalhante, com subscrito indicando as componentes paralelas à face de um elemento fluido. O problema introduzido a partir de agora compreende o desenvolvimento de um método para determinar o tensor de Reynolds, de forma a prever adequadamente o maior número de situações de escoamento [Deschamps, 1998]. Este novo tensor ainda adiciona complexidade à solução matemática do problema, devido ao maior número de variáveis comparativamente ao número de equações.

3.1 Equação da continuidade e momentum

Para resolver o escoamento turbulento, as médias de Reynolds são aplicadas à equação da continuidade e momentum. Escrevendo na notação cartesiana tensorial para um escoamento compressível e transiente, de acordo com Fluent, 2011, a continuidade é reescrita como sendo

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \bar{u}_i) = 0 \quad (3.10)$$

já para o momentum

$$\frac{\partial (\bar{\rho} \bar{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\tau}_{ij} - \overline{\rho u'_i u'_j}) \quad (3.11)$$

em que $\bar{\tau}_{ij}$ representa a forma reduzida do termo difusivo laminar

$$\bar{\tau}_{ij} = \mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.12)$$

A Eq.(3.10 apresenta a mesma forma da equação instantânea, porém com a solução das variáveis representando um valor médio temporal. Já a Eq.(3.11 é chamada de equação de Navier-Stokes em médias de Reynolds (*Reynolds Averaged Navier-Stokes – RANS*). Esta equação possui a mesma forma da equação de Navier-Stokes escrita para escoamento laminar, entretanto, seus termos são definidos através de médias temporais e com a adição do tensor de Reynolds ($-\overline{\rho u'_i u'_j}$), que contabiliza o efeito da turbulência. Este novo tensor causa um problema matemático de fechamento, pois adiciona mais incógnitas que equações. Sendo assim, deve-se utilizar modelos para contabilizá-lo, sendo cada modelo dependente das hipóteses assumidas para representação física do problema. Os modelos apresentados neste trabalho levam em consideração a hipótese de Boussinesq, que propôs que a tensão turbulenta aparente deve ser relacionada com a deformação média, e um aparente escalar relacionado à turbulência ou uma viscosidade turbulenta. A forma geral escrita para o tensor de Reynolds, levando em consideração a hipótese de Boussinesq, é

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t S_{ij} - \frac{2}{3} \left(\mu_t \frac{\partial \mu_k}{\partial x_k} + \rho k \right) \delta_{ij} \quad (3.13)$$

em que μ_t é a viscosidade turbulenta, k é a energia cinética turbulenta ($k = \overline{u'_i u'_i} / 2$), δ_{ij} é o delta de Kronecker ($\delta_{ij} = 1$ para $i = j$ e $\delta_{ij} = 0$ para $i \neq j$) e S_{ij} é o tensor da taxa de deformação descrito na equação seguinte

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.14)$$

A viscosidade turbulenta não é uma propriedade física do fluido, mas sim do escoamento, variando de ponto a ponto e de escoamento para escoamento (Deschamps, 1998), assim, μ_t é calculado por uma equação que depende do modelo de turbulência utilizado.

3.2 Conservação da energia

A conservação da energia é calculada a partir da analogia com o transporte de momentum, em que a decomposição de Reynolds é aplicada. Assim, segundo Fluent, 2011, o transporte de energia é realizado através da seguinte equação

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho E) + \frac{\partial}{\partial x_i} [u_i (\rho E + p)] = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(k_{eff} \frac{\partial T}{\partial x_j} + u_i (\tau_{ij})_{eff} \right) + S_h \quad (3.15)$$

em que E é a energia total do fluido calculado a partir do somatório da entalpia, energia cinética e associada à pressão p , k_{eff} a condutividade térmica efetiva, S_h é o termo fonte que pode contabilizar, por exemplo, a liberação de calor em uma reação química. Já o termo $(\tau_{ij})_{eff}$ representa o aquecimento do fluido devido aos efeitos viscosos. Este último termo é calculado semelhantemente ao tensor da taxa de deformação, conforme mostrado a seguir

$$(\tau_{ij})_{eff} = \mu_{eff} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\mu_{eff} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} + \rho k \right) \delta_{ij} \quad (3.16)$$

sendo μ_{eff} a soma da viscosidade cinemática com a viscosidade turbulenta.

3.3 Classificação dos modelos de turbulência

Na dinâmica dos fluidos computacional (*CFD*), os métodos utilizados para resolver o escoamento turbulento podem ser divididos basicamente em três grandes grupos: a simulação numérica direta (*Direct Numerical Simulation – DNS*), a simulação das grandes escalas (*Large Eddy Simulation – LES*) e os modelos de turbulência. A simulação numérica direta resolve todas as escalas do escoamento turbulento através das equações de Navier-Stokes, portanto não é um modelo. Devido ao escoamento turbulento ter inúmeras escalas, ser tridimensional, altamente difusivo e dissipativo [Silveira Neto, 2002], a solução direta da equação de Navier-Stokes demanda grandes recursos computacionais, tendo em vista o elevado grau de discretização do domínio necessário para a solução. Chen e Jaw, 1989, definem que, em geral, para o método *DNS* o número de células necessárias é proporcional ao número de Reynolds (*Re*) na potência 9/4. Para um escoamento com $Re = 10^5$, caso frequente encontrado em problemas de engenharia, o domínio deve ter aproximadamente 10^{11} células. Este valor representa um elevado custo computacional, portanto o método *DNS* ainda é aplicado somente para casos simplificados.

O método *LES* resolve as grandes escalas da turbulência e atribui modelos para as menores, sendo assim o tempo computacional é menor, se comparado com o *DNS*. Este método vem sendo cada vez mais utilizado pela comunidade científica devido a sua solução apresentar boa concordância com a física do problema, entretanto, para números limitados de Reynolds e domínios computacionais.

Para tornar viável a solução numérica, na metodologia de médias de Reynolds, já descrita, diversas abordagens vêm sendo adotadas para realizar o fechamento das equações através de modelos que resultem em uma boa aproximação do fenômeno. De acordo com Tanehill *et al.*, 1997, os modelos podem ser classificados primeiramente em dois grupos: os que levam em consideração a hipótese de Boussinesq para viscosidade turbulenta, e os que introduzem a equação de transporte para cada um dos nove termos do tensor de Reynolds (*RSM - Reynolds Stress Models*). De acordo com estudos experimentais a hipótese de viscosidade turbulenta é válida para muitas circunstâncias e, por isso, a maioria dos modelos utilizados em cálculos de engenharia utiliza tal conceito. Ainda, conforme o autor, os modelos podem ser classificados de acordo com o número de equações diferenciais parciais a serem resolvidas. Este número pode variar de zero para modelos simples composto de equações algébricas a até 12 para o caso mais complexo proposto por Donaldson e Rosenbaum, 1968, para o modelo *RSM*.

O modelo algébrico baseado na hipótese de comprimento de mistura (l) foi primeiramente proposto por Prandtl (1925). Este conceito relaciona a viscosidade turbulenta (μ_t) com o gradiente de velocidade principal e um comprimento de mistura conforme, da seguinte forma

$$\mu_t = \rho l^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \quad (3.17)$$

O comprimento de mistura pode ser interpretado como sendo a distância transversal que deve ser percorrida por uma porção de fluido, com sua velocidade original, de tal forma que a diferença entre sua velocidade e a velocidade no novo local seja igual ao valor da flutuação da velocidade. Por levar em conta grandezas globais do escoamento, este modelo necessita de ajustes para o comprimento de mistura de acordo com a região e com o tipo de escoamento que se está resolvendo. Para regiões de separação do escoamento este modelo não é adequado, devido aos pequenos gradientes de velocidade média na região de separação [Deschamps, 1998]. A necessidade de ajustes para escoamentos internos surge devido ao fato de que o gradiente de velocidade, para escoamento em dutos, por exemplo, é zero na região central, levando a viscosidade turbulenta ser igualmente zero. Esta deficiência foi resolvida nos modelos a uma equação através da introdução da relação da viscosidade turbulenta com uma equação de transporte para a energia cinética turbulenta (k), da seguinte forma

$$\mu_t = C_k \rho l (k)^{1/2} \quad (3.18)$$

em que C_k é um coeficiente empírico. Através desta relação, a viscosidade turbulenta passa a não ser igual a zero quando o gradiente de velocidade é zero e, além disso, a energia cinética turbulenta é uma grandeza mensurável e com fácil interpretação física. Entretanto, em tais modelos ainda é necessário a prescrição de uma escala de comprimento para a solução da turbulência, o que adiciona erros na solução de um escoamento com geometria complexa. Assim, notou-se a necessidade do comprimento de escala depender das condições do escoamento a montante e não somente das condições locais, o que foi solucionado com a inserção de uma nova equação de transporte para a variação da grandeza l . Assim, então, surgem os modelos de turbulência a duas equações, amplamente utilizados em estudo de escoamentos.

3.4 Modelo de turbulência k - ε *standard*

Os primeiros trabalhos relacionados ao modelo k - ε *standard* foram publicados por Harlow e Nakayama, 1968, Jones e Launder, 1972, e Launder e Spalding, 1974. Este modelo baseia-se na solução de duas equações diferenciais adicionais, uma para o transporte de energia cinética turbulenta (k) e outra para o transporte de taxa de dissipação da energia cinética turbulenta (ε), que contabiliza o comprimento de escala. Neste modelo μ_t é relacionada a k e ε como segue

$$\mu_t = \frac{C_\mu \rho k^2}{\varepsilon} \quad (3.19)$$

sendo C_μ um coeficiente empírico, normalmente considerado como constante. Para a solução da viscosidade turbulenta, duas equações são adicionadas às equações da continuidade, energia e quantidade de movimento nos três eixos (para escoamento tridimensional)

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k \quad (3.20)$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \varepsilon u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon \quad (3.21)$$

Nas Eqs.(3.20 e (3.21, G_b representa a geração da energia cinética turbulenta devido ao gradiente de temperatura e efeito do campo gravitacional, da seguinte forma

$$G_b = -g \frac{\mu_t}{\rho Pr_t} \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \quad (3.22)$$

em que g é a componente do vetor gravidade, Pr_t é o número de Prandtl turbulento, adotado como constante e igual a 0,85. G_k é a geração de energia cinética turbulenta devido aos gradientes da velocidade média do escoamento, e seu valor é assim obtido

$$G_k = \mu_t S^2 \quad \therefore \quad S \equiv \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad (3.23)$$

sendo S o módulo do tensor da taxa de deformação, calculado conforme Eq.(3.23 à direita). Ainda na Eq.4.20, Y_M representa o efeito da compressibilidade do fluido ($Mach > 0,3$) na turbulência, adotado como zero para escoamentos incompressíveis. Quando há uma variação significativa da massa específica do fluido, o termo Y_M é calculado como segue

$$Y_M = 2\rho\varepsilon M_t^2 \quad \therefore \quad M_t \equiv \sqrt{\frac{k}{a^2}} \quad (3.24)$$

em que M_t é o número de Mach turbulento, calculado a partir da razão entre energia cinética turbulenta (k) e a velocidade do som (a). $C_{1\varepsilon}$, $C_{2\varepsilon}$ e $C_{3\varepsilon}$ são constantes. σ_k e σ_ε são o número de Prandtl em cada equação, adotados como iguais a 0,85 tanto para k quanto para ε . Já S_k e S_ε são termos fonte. A Tabela 1 apresenta as constantes do modelo $k-\varepsilon$ *standard*.

Tabela 1 – Constantes do modelo $k-\varepsilon$ *standard*

$C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$	C_μ	σ_k	σ_ε
1,44	1,92	0,09	1,00	1,30

Fonte: Fluent, 2011

O modelo $k-\varepsilon$ *standard* é válido somente para escoamentos turbulentos. Já para regiões próximas às paredes sólidas, onde o número de Reynolds torna-se pequeno, ou seja, onde os efeitos viscosos são predominantes em relação aos turbulentos, faz-se necessário adotar outros métodos para resolver o escoamento [Launder; Spalding, 1974].

3.5 Modelo de turbulência $k-\omega$ SST

O modelo $k-\omega$ padrão, proposto por Wilcox, 1988, difere do modelo $k-\varepsilon$ *standard* pela melhor predição do escoamento em gradientes de pressão adverso e regiões próximas à parede. Quando comparado com os resultados obtidos por *DNS*, a taxa de dissipação específica (ω) obtém boa concordância ao se integrada próximo à parede [Wilcox, 2006]. Um dos pontos fracos do modelo $k-\omega$ padrão é sua sensibilidade em regiões de escoamento livre [Fluent, 2011]. Neste sentido, Menter, 1994, propôs um modelo que alia a boa predição do escoamento em regiões longe da parede, obtido com o modelo $k-\varepsilon$, e da região próxima à parede, obtido pelo $k-\omega$. Esta combinação é realizada através de uma função de acoplamento (F).

O transporte da energia cinética turbulenta (k) é descrito por

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \widetilde{G}_k - Y_k + S_k \quad (3.25)$$

A taxa de dissipação específica é definida como $\omega = \varepsilon/C_\mu k$, sendo sua equação de transporte descrita por

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \omega u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + G_\omega - Y_\omega + D_\omega + S_\omega \quad (3.26)$$

em que S_k e S_ω são termos fonte, σ_k e σ_ε são o número de Prandtl turbulento e \widetilde{G}_k representa a geração de energia cinética turbulenta devido aos gradientes médios da velocidade calculado como segue

$$\widetilde{G}_k = \min(G_k, 10\rho\beta^*k\omega) \quad (3.27)$$

O cálculo do termo G_k é apresentado na Eq.(3.23). Já o termo β^* , proveniente do modelo k - ω padrão, é

$$\beta^* = \beta_\infty^* \left[\frac{4/5 + \left(Re_t / R_\beta \right)^4}{1 + \left(Re_t / R_\beta \right)^4} \right] [1 + \zeta^* F(M_t)] \quad (3.28)$$

sendo R_β , β_∞^* e ζ^* constantes respectivamente iguais a 8; 0,09 e 1,5. A função $F(M_t)$ corresponde a uma correção devida à compressibilidade do fluido, levando em consideração o número de Mach (M_t), calculado a partir da Eq.(3.24). Já Re_t é o número de Reynolds turbulento calculado a partir da energia cinética turbulenta (k) e da taxa de dissipação específica (ω). G_ω , presente na Eq.(3.26), corresponde à geração de ω e é obtido da seguinte forma

$$G_\omega = \frac{\alpha}{\nu_t} \widetilde{G}_k \quad (3.29)$$

Y_k e Y_ω representam a dissipação de k e ω devida à turbulência, e são calculados, respectivamente, da seguinte forma

$$Y_k = \rho \beta^* k \omega \quad (3.30)$$

em que β^* é calculado a partir da Eq.(3.28). O termo da dissipação de ω é modelado semelhantemente a k

$$Y_\omega = \rho \beta \omega^2 \quad (3.31)$$

Já o valor de β é calculado da seguinte maneira

$$\beta = F_1 \beta_{i,1} + (1 - F_1) \beta_{i,2} \quad (3.32)$$

sendo F_l uma função de acoplamento.

Ainda, descrevendo a Eq.(3.26, D_ω representa o termo de difusão cruzada, baseada nos modelos padrões k - ω e k - ε . Para realizar o acoplamento entre os modelos, as equações de ε são transformadas em equações baseadas em ω , o que torna possível a definição de D_ω

$$D_\omega = 2(1 - F_1) \rho \frac{1}{\omega \sigma_{\omega,2}} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (3.33)$$

Neste modelo a viscosidade turbulenta é calculada de acordo com a Eq.(3.34, levando em consideração uma função de acoplamento F_2

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega} \frac{1}{\max \left[\frac{1}{\alpha^*}, \frac{S F_2}{a_1 \omega} \right]} \quad (3.34)$$

sendo S a magnitude do tensor da taxa de deformação e α^* um coeficiente de amortecimento da viscosidade turbulenta, que causa uma correção próximo à parede.

Na Tabela 2 são apresentados os coeficientes do modelo.

Tabela 2 – Coeficientes do modelo $k-\omega$ SST

$\sigma_{k,1}$	$\sigma_{\omega,1}$	$\sigma_{k,2}$	$\sigma_{\omega,2}$	a_1	$\beta_{i,1}$	$\beta_{i,2}$
1,176	2,000	1,000	1,168	0.310	0.075	0.0828

Fonte: Fluent, 2011

3.6 Tratamento da parede

O escoamento próximo à parede pode ser dividido em três regiões: região mais próxima à parede, chamada de subcamada viscosa, onde os efeitos viscosos tem maior importância e o perfil de velocidade está muito próximo do linear; região intermediária, chamada de camada amortecedora, onde os efeitos viscosos e turbulentos possuem a mesma magnitude; e por fim a região afastada da parede, chamada de camada de superposição, onde os efeitos turbulentos são dominantes em relação aos efeitos viscosos (Yunus *et al.*, 2007).

Para a solução numérica do escoamento turbulento próximo à parede, dois tipos principais de formulação são empregadas. O método mais simples utiliza formulações algébricas que representam a camada limite, diminuindo assim a necessidade de uma melhor discretização da região próxima à parede, e consequentemente o tempo computacional [Launder e Spalding, 1974]. Este método é chamado de *Alto Número de Reynolds* ou *Função de Parede*. O outro método, mais elaborado, ao invés de atribuir um perfil logarítmico para descrever toda a camada limite, resolve as equações desde a subcamada viscosa até a camada de superposição. Este método, chamado de *Baixo Número de Reynolds*, deve possuir um maior refinamento da malha pois, ao invés de usar uma função de parede, resolve a camada limite. Entretanto, existem modelos híbridos mais recentes que associam o tratamento de parede de *Alto e Baixo Números de Reynolds*. Caso a malha seja refinada o suficiente para resolver a camada viscosa, a formulação de *Baixo Número de Reynolds* será utilizada. Porém nas regiões em que o refinamento da malha não atende às condições necessárias, utiliza-se a *Função de Parede*. Este modelo produz resultados satisfatórios, tendo em vista que o número de células próximo à parede não necessita ser suficientemente grande para resolver a camada limite, diminuindo o tempo computacional, e ao mesmo tempo sem reduzir significativamente a fidelidade do resultado devido à *Função de Parede* (Fluent, 2011).

3.7 Função de parede- Alto número de Reynolds

A formulação adotada pelo *software* Fluent para prever a camada limite turbulenta utiliza a formulação desenvolvida por Launder e Spalding, 1974. De acordo com os autores esta formulação possui dois méritos: economizar tempo de processamento e memória, além da capacidade de introduzir informação empírica para casos em que a parede seja rugosa. O perfil de velocidade normal à parede é calculado a partir da seguinte equação

$$U^* = \frac{1}{k} \ln(Ey^*) \quad (3.35)$$

em que U^* representa a velocidade adimensional, E é uma constante empírica (igual a 9,793), k é a constante de von Kármán (igual a 0,4187) e y^* é a distância adimensional da parede. A velocidade adimensional é calculada através da seguinte equação

$$U^* = \frac{U_P C_\mu^{1/4} k_P^{1/2} y_P}{\tau_w / \rho} \quad (3.36)$$

sendo U_P a velocidade média do fluido no ponto P próximo à parede, C_μ é uma constante, k_P é a energia cinética turbulenta no ponto P próximo à parede, y_P a distância do ponto P até a parede e τ_w a tensão de cisalhamento na parede. O valor da distância adimensional à parede (y^*), necessário na Eq.(3.35), é obtido pela seguinte equação

$$y^* = \frac{\rho C_\mu^{1/4} k_P^{1/2} y_P}{\mu} \quad (3.37)$$

Os valores de y^* em que a função de parede é válida dependem do número de Reynolds, entretanto o valor mínimo é da ordem de $y^* \sim 15$ e o valor máximo da ordem de $y^* \sim 500$ para casos com altos números de Reynolds como, por exemplo, o escoamento em aviões. O valor mínimo adotado pelo Fluent para aplicar a função logarítmica é de $y^* > 11,225$, valores menores tendem a deteriorar a solução [Fluent, 2011]. Os valores de y^* e y^+ são aproximadamente iguais para camadas limites em equilíbrio. Para valores abaixo deste limite é utilizada a relação da tensão de cisalhamento laminar, em que $U^* = y^*$.

3.8 Função de parede modificada – Função híbrida

A função de parede modificada utilizada pelo *software* Fluent resolve a região da camada limite até a subcamada viscosa, assumindo que o escoamento possui duas regiões: uma região turbulenta em que o modelo é aplicado, e uma região afetada pela viscosidade em que outra formulação é adotada para reproduzir com maior fidelidade o fenômeno. Ainda, na região da camada limite, a função de parede calcula tanto ε (para o modelo $k-\varepsilon$) quanto a viscosidade turbulenta. A divisão das duas regiões do escoamento é determinada através do número de Reynolds turbulento (Re_y) baseado na distância normal a parede (y) calculada no centro da célula

$$Re_y = \frac{\rho y \sqrt{k}}{\mu} \quad (3.38)$$

Para valores de $Re_y > 200$ é assumido que o escoamento é completamente turbulento, e portanto são aplicados os modelos de turbulência. Os valores inferiores a este correspondem à região próxima à parede em que o modelo a uma equação, desenvolvido por Wolfshtein, 1969, é aplicado. De acordo com o Manual Fluent, 2011, neste modelo a equação de momentum e energia cinética turbulenta permanecem inalteradas, entretanto a viscosidade turbulenta é assim calculada

$$\mu_{t,p} = \rho l_\mu C_\mu \sqrt{k} \quad (3.39)$$

em que $\mu_{t,p}$ é a nova viscosidade turbulenta calculada para a região próxima à parede, e l_μ é um comprimento de escala calculado através da Eq.(3.40 desenvolvida por Chen e Patel, 1988

$$l_\mu = y C_l^* (1 - e^{-Re_y/A_\mu}) \quad (3.40)$$

sendo C_l^* e A_μ constantes empíricas. A viscosidade turbulenta calculada através da Eq.(3.39 deve ser gradualmente homogeneizada com a viscosidade turbulenta (μ_t) conforme se chega a regiões mais longe da parede, assim a equação a seguir apresenta a nova formulação para o cálculo de μ_t

$$\mu_{t,mod} = \lambda_\varepsilon \mu_t + (1 - \lambda_\varepsilon) \mu_{t,p} \quad (3.41)$$

em que $\mu_{t,mod}$ é o resultado da proporção entre a viscosidade turbulenta e a viscosidade calculada para a região próxima à parede ($\mu_{t,p}$). Já λ_ε é a variável de acoplamento entre as duas viscosidades, definida como zero para a região adjacente à parede e igual a um para a região longe da parede, conforme pode ser visto na Eq.

$$\lambda_\varepsilon = \frac{1}{2} \left[1 + \tanh \left(\frac{Re_y - Re_y^*}{A} \right) \right] \quad (3.42)$$

sendo A uma constante e Re_y^* igual a 200, o que representa o número de Reynolds utilizado para definir o limite entre região turbulenta e camada limite.

Conforme descrito anteriormente, a dissipação da energia cinética turbulenta (ε) é calculada na região próxima à parede ao invés de ser resolvida via equação de transporte, assim, para esta região teremos uma nova equação para ε

$$\varepsilon = \frac{k^{2/3}}{y C_l^* \left(1 - e^{-Re_y / 2k C_\mu^{-3/4}} \right)} \quad (3.43)$$

Por outro lado, para o caso do modelo $k-\omega$ não é utilizado uma nova equação para o cálculo de ω próximo à parede, já que esta grandeza pode ser integrada ao longo da subcamada viscosa, caso a malha seja suficientemente refinada nesta região.

A região da subcamada viscosa, onde o perfil de velocidade é linear, e a região turbulenta, onde o perfil é logarítmico, é tratada através da soma de dois termos

$$\frac{du^+}{dy^+} = e^\Gamma \frac{du_{lam}^+}{dy^+} + e^{1/\Gamma} \frac{du_{turb}^+}{dy^+} \quad (3.44)$$

onde u^+ é a velocidade adimensional relacionada com a velocidade média do fluido e sua velocidade de fricção com a parede, u_{lam}^+ é a velocidade na região de escoamento laminar da camada limite, u_{turb}^+ é a velocidade na região turbulenta da camada limite, e Γ é a função de acoplamento, escrita da seguinte forma

$$\Gamma = -\frac{a(y^+)^4}{1 + by^+} \quad (3.45)$$

onde a e b são constantes com valores iguais a 0,01 e 5, respectivamente.

Através desta função de acoplamento uma faixa maior de valores para y^+ pode ser atingida, pois caso a malha não seja refinada o suficiente na parede para que o y^+ seja baixo, o segundo termo do lado direito da Eq.(3.44 será o termo que possuirá maior peso na equação, caso contrário a formulação resolve a subcamada viscosa. De acordo com Fluent, 2011, esta metodologia garante uma boa aproximação do comportamento assintótico de valores grandes e pequenos de y^+ , e uma razoável representação do perfil de velocidade para os casos em que y^+ esteja na região entre $3 < y^+ < 10$. Esta formulação auxilia o usuário caso o escoamento em análise possua uma grande faixa de valores para o número de Reynolds, como é o caso de motores de combustão interna.

Para escoamento compressível, com transferência de calor e gradientes de pressão, o tratamento da parede modificado foi desenvolvido através da combinação de duas aproximações [White e Cristoph. 1971; Huang *et al.*, 1993]. Assim, as derivadas do lado direito da Eq.(3.44 são resolvidas a partir das seguintes equações

$$\frac{du_{turb}^+}{dy^+} = \frac{1}{ky^+} [S'(1 - \beta u^+ - \gamma(y^+)^2)]^{1/2} \quad (3.46)$$

sendo

$$S' = \begin{cases} 1 + \alpha y^+ & \text{para } y^+ < y_s^+ \\ 1 + \alpha y_s^+ & \text{para } y^+ \geq y_s^+ \end{cases} \quad (3.47)$$

em que y_s^+ representa a distância normal à parede, em que a lei logarítmica é aplicada, $y_s^+ = 60$, e α o parâmetro que leva em consideração o gradiente de pressão $\left(\frac{dp}{dx}\right)$, da seguinte forma

$$\alpha = \frac{\mu}{\rho^2(u^*)^3} \frac{dp}{dx} \quad (3.48)$$

sendo u^* a velocidade de fricção da parede ($u^* = (\tau_w/\rho_w)^{1/2}$). As variáveis β e γ presentes na Eq.(3.46 representam, respectivamente, o parâmetro que leva em consideração a

transferência de calor com a parede, escrito na Eq. (3.49), e o parâmetro que leva em consideração os efeitos de compressibilidade, Eq.(3.50).

$$\beta = \frac{\sigma_t q_w}{\rho c_p u^* T_w} \quad (3.49)$$

$$\gamma = \frac{\sigma_t (u^*)^2}{2 c_p T_w} \quad (3.50)$$

em que T_w é a temperatura da parede, c_p é o calor específico a pressão constante e σ_t é um fator de recuperação com valor igual a 0,89 [White e Cristoph, 1971].

Voltando à Eq.(3.44), o primeiro termo do lado direito da equação é escrito da seguinte forma

$$\frac{du_{lam}^+}{dy^+} = 1 + \alpha y^+ \quad (3.51)$$

Nesta equação há apenas o termo que inclui o efeito do gradiente de pressão (α), enquanto os efeitos de transferência de calor e compressibilidade na subcamada laminar são negligenciados, devido a estes efeitos serem pouco importantes para o escoamento nesta região [Fluent, 2011].

4 METODOLOGIA EXPERIMENTAL

A partir deste ponto, a abertura de válvula é adimensionalizada em função do seu diâmetro (L/d_{is} sendo $d_{is} = 14$ mm) para que os resultados obtidos neste trabalho possam ser comparados com outros da literatura. Assim, conforme apresentado na Tabela 3, os casos estudados correspondem a cinco diferentes razões de aberturas de válvulas, sendo que para cada abertura, três pressões manométricas de sucção foram testadas a fim de avaliar a influência da velocidade do escoamento na eficiência do duto.

Tabela 3 – Casos estudados

L/d_{is}	0,0714	0,1071	0,1428	0,1785	0,2000
Pressão de sucção [kPa]	10	10	10	10	10
	8	8	8	8	8
	6	6	6	6	6

Estes valores de pressão correspondem a valores realísticos obtidos por Zancanaro, 2014, conforme Figura 4.1, para o mesmo motor utilizado neste trabalho, tendo como combustível o metano, para uma rotação de 3600 rpm e em plena carga. O resultado transiente representa a média da pressão manométrica no interior do cilindro referente 100 ciclos de combustão, enquanto que a linha tracejada representa a média de pressão ao longo dos 180° do ciclo de admissão.

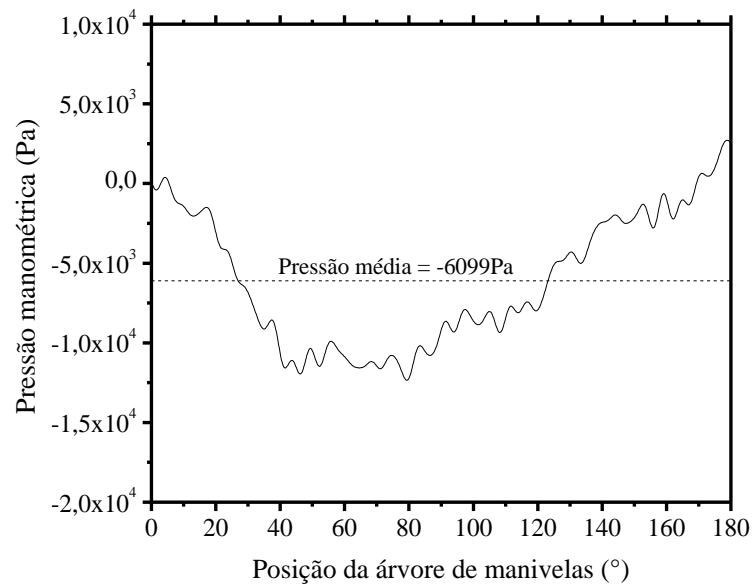


Figura 4.1 – Medição de pressão no interior do cilindro [Zancanaro, 2014]

A seguir é apresentado o detalhamento de cada componente utilizado na bancada de testes e, para finalizar, o estudo da incerteza de medição da vazão mássica.

4.1 Motor Honda GX35

O motor utilizado para este trabalho foi um Honda GX35, monocilíndrico, com ciclo operativo de quatro tempos e ignição por centelha. O motor opera com gasolina como combustível, sendo fornecido pelo sistema de carburador. Sua principal aplicação comercial é em roçadeiras, entretanto, atualmente este motor possui é utilizado também em, motocicletas de baixo custo e em veículos autônomos não tripulados (*VANT*). Suas especificações são apresentadas a seguir

Tabela 4 - Dados do motor Honda GX35

Honda GX35	
Êmbolo x Curso [mm]	39 x 30
IVO/IVC [BTDC/ATDC]	25,41/66,21
Volume deslocado [cm ³]	35,8
Máxima abertura de válvula [mm]	2,82
Sistema de admissão de ar	Naturalmente aspirado
Razão de compressão	8:1
Potência	1 kW a 7000 rpm
Torque	1,6 Nm a 5500 rpm

Fonte: Honda, 2012

A Figura 4.2 apresenta uma vista das partes internas do motor. Para as medições de vazão na admissão, o sistema de alimentação de combustível, comando de válvulas, árvore de manivela e êmbolo foram retirados.

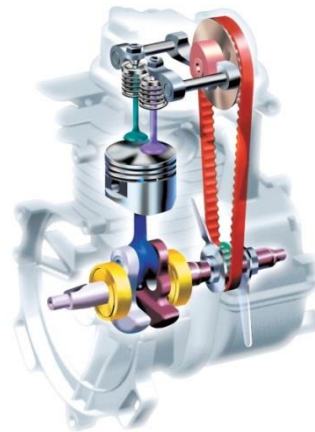


Figura 4.2 – Motor Honda GX35 [Honda, 2012]

4.2 Aquisição de Dados

Os sinais analógicos dos sensores foram digitalizados através de uma placa conversora A/D da National Instruments, modelo 6363, controlada pelo *software* LabVIEW [LabVIEW, 2008]. Esta placa possui 32 entradas analógicas com taxa de aquisição máxima de 1 MHz, quando operada na função multicanais [National Instruments, 2014]. Os valores de tensão elétrica foram coletados e processados com as curvas de calibração correspondentes de cada sensor.

Os dados foram adquiridos com uma taxa de aquisição de 1 kHz por um tempo de um minuto, assim os resultados da vazão de ar em regime permanente de cada medição correspondem a uma média deste número de amostras. Os ensaios foram realizados três vezes para cada abertura de válvula e pressão de sucção, primeiramente variando a abertura e posteriormente a pressão. Os resultados finais apresentados neste trabalho, portanto, são a média aritmética de três amostras de um minuto de aquisição cada.

4.3 Medição da Vazão Mássica

Para obter os resultados de vazão mássica de ar através do sistema de admissão foi utilizado um anemômetro de filme quente (*MAF*) de aplicação automotiva (*Bosch 0 280 218 002*). Seu princípio de funcionamento consiste na dissipação de calor através da diferença de temperatura entre o ar que passa pelo sensor e o filme aquecido, portanto quanto maior a vazão de ar mais calor é dissipado [Bosch, 2012]. A mudança de temperatura do filme causa uma mudança da resistência elétrica e, por consequência, resulta em um desequilíbrio da ponte de Wheatstone. Um sistema eletrônico híbrido avalia a mudança da resistência elétrica e fornece uma maior tensão elétrica a fim de manter o fio aquecido a mesma temperatura [Beckwith *et al.* 1993]. Como o transdutor está exposto a uma parte do escoamento, a vazão total que passa pelo tubo é determinada através da curva de calibração do anemômetro. Para este fim, uma placa de orifício foi confeccionada de acordo com a ABNT NBR ISO 5167-1.

Uma placa de orifício padrão é descrita como uma placa delgada, com sua espessura pequena quando comparada com o diâmetro da seção de medição, e com o bordo da placa a montante com ângulo reto [ABNT NBR ISO 5167-1, 1994]. O princípio de funcionamento da placa de orifício consiste na correlação da diferença de pressão a montante e a jusante do orifício, devido à imposição de uma perda de carga localizada, com a vazão mássica de ar. A bancada foi construída com tubos de *PVC* com um metro de comprimento cada, conectando a placa de orifício ao sensor *MAF*. Já o escoamento foi gerado através de um ventilador elétrico controlado por um variador de tensão elétrica (*Varivolt*), conforme mostrado a seguir

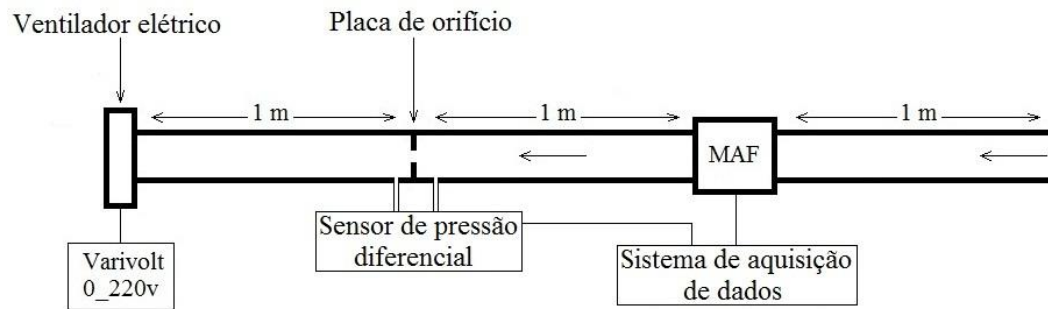


Figura 4.3 - Placa de orifício

A vazão é determinada então através da diferença de pressão, da relação entre os diâmetros da placa e da tubulação e das características do fluido utilizado. A curva de calibração do sensor *MAF* utilizada neste trabalho é uma média aritmética de três ensaios, sendo cada ponto das três curvas uma média aritmética de um minuto de aquisição. De acordo com Brunn *et al.*, 1988, o polinômio de quarta ordem é o que melhor caracteriza a relação entre a velocidade do escoamento e a tensão elétrica obtida em um anemômetro de fio quente. Como a área de passagem do escoamento no sensor é constante, a velocidade pode ser diretamente relacionada com a vazão, portanto o polinômio de quarta ordem foi adotado na curva de calibração. A Figura 4.4a apresenta a relação entre a tensão elétrica medida no sensor *MAF* e a pressão diferencial na placa de orifício, para as três medições realizadas. Conforme pode ser visto, as três curvas apresentaram o mesmo comportamento para toda a faixa de pressão diferencial utilizada, o que demonstra a confiabilidade do sistema adotado para a obtenção da curva de calibração. Já a Figura 4.4b apresenta a relação entre a média das três medições e a linha de tendência obtida através do polinômio de quarta ordem. Nesta figura os dados de pressão na placa de orifício são convertidos em vazão através das equações presentes na norma ABNT.

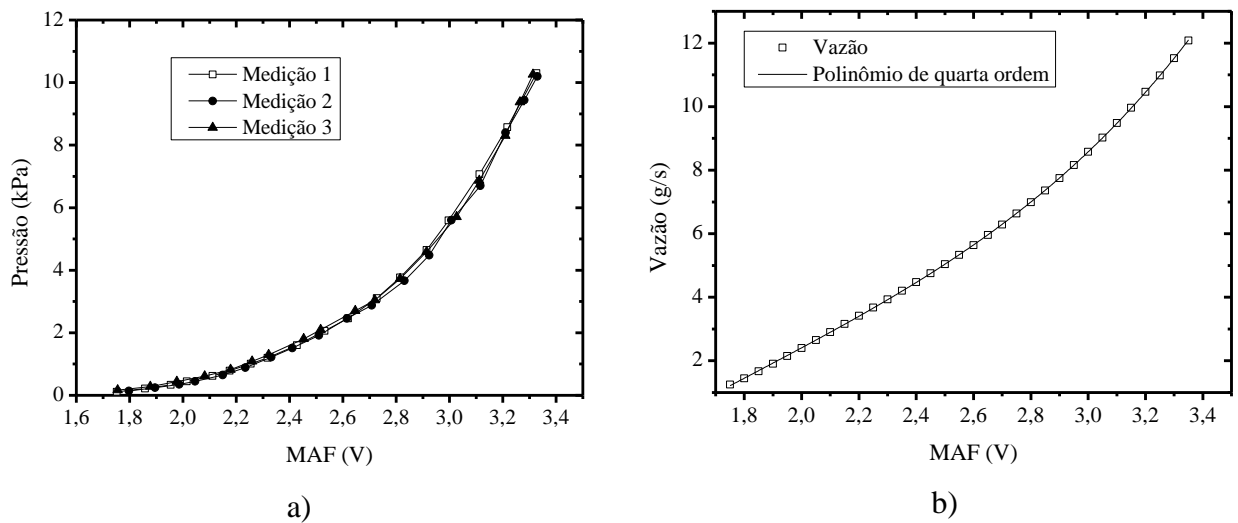


Figura 4.4 – a) Relação entre a tensão elétrica do *MAF* e a pressão diferencial na placa de orifício para as três medições; b) Média das três medições e o polinômio de quarta ordem

Na Tabela 5 é apresentada a equação de calibração do sensor utilizado neste trabalho, que relaciona a tensão elétrica medida com a vazão. O somatório dos resíduos quadráticos, presente na tabela, é calculado através do somatório da diferença ao quadrado entre o valor obtido pela equação e o valor da série de dados no mesmo ponto. Através deste parâmetro é possível analisar o erro total existente entre a função e os dados experimentais. A linha de tendência mostrou-se adequada para toda a faixa de vazão utilizada na calibração, com toda a linha próxima à média das três medições, o que resulta em um baixo valor do resíduo e um coeficiente de determinação (R^2) tendendo a 1.

Tabela 5 – Resultado da calibração para um polinômio de quarta ordem

Equação	$y = intercept + B1 \cdot x + B2 \cdot x^2 + B3 \cdot x^3 + B4 \cdot x^4$
Somatório dos resíduos quadráticos	0,00458
R^2	0,99999
intercept	-7,89614
B1	5,0462
B2	1,05144
B3	-0,89556
B4	0,19817

4.4 Medição da Pressão de Sucção

Um transdutor piezoresistivo modelo MPX 5050DP, com faixa de medição de 0 a 50 kPa (Freescale, 2010) foi utilizado para monitorar a pressão diferencial na placa de orifício para calibração do sensor *MAF*. Já para as medições no motor, foi utilizado o transdutor modelo MPX 4115AP com faixa de medição de 15 a 115 kPa de pressão absoluta. De acordo com o fabricante o máximo erro do sensor é de 1,5% para a temperatura de trabalho entre 0 a 80 °C. As curvas de calibração foram obtidas através de uma coluna d'água e são apresentadas, respectivamente, no APÊNDICE A e APÊNDICE B.

4.5 Medição da Abertura de Válvula

A abertura da válvula de admissão foi medida através de um relógio comparador digital com incerteza de $\pm 0,2 \mu\text{m}$ [Heidenhain MT 25, 2012]. Para garantir a abertura constante da válvula durante as medições, um dispositivo foi fixado ao motor e a válvula acionada por um parafuso que comprime o conjunto válvula e mola.

A fim de obter a curva de abertura de válvulas em função da árvore de manivela para o cálculo do C_{D_Global} , utilizou-se um encoder (Autonics E40S-6-2048-6-L-5) com resolução de $0,17^\circ$ e o mesmo relógio comparador descrito anteriormente. O ponto morto superior geométrico foi referenciado conforme metodologia descrita por Oliveira *et al.*, 1996. Essa metodologia sugere que o ponto morto superior seja definido entre a média de dois ângulos simétricos opostos ao ponto morto superior, em que a variação do deslocamento do êmbolo tenha resolução suficiente em relação à variação da posição angular da árvore de manivelas.

A Tabela 6 apresenta as cinco aberturas de válvulas utilizadas e seus respectivos intervalos angulares. A curva de abertura das válvulas de admissão e escape, referenciadas à árvore de manivelas, são apresentadas no APÊNDICE C.

Tabela 6 - Abertura de válvula utilizada e seu respectivo intervalo angular.

Abertura da válvula de admissão [L/d_{is}]	Intervalo angular ($\Delta\theta$) [$^\circ$]
0,0714	41,967
0,1071	13,228
0,1428	16,831
0,1785	21,138
0,2000	28,345

4.6 Incerteza da Medição

O método utilizado para quantificar o erro associado à medição de vazão em massa de ar, denominado *Propagação de Incertezas*, foi proposto por Kline e McClintock, 1953. Este método consiste no somatório da incerteza de medição de cada variável utilizada para calcular determinada grandeza, e pode ser determinado através da equação a seguir [Beckwith, 1993].

$$\sigma_y = \sqrt{\left(\frac{\partial y}{\partial x_1} \sigma_1\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial x_2} \sigma_2\right)^2 + \dots + \left(\frac{\partial y}{\partial x_n} \sigma_n\right)^2} \quad (4.1)$$

em que σ_y representa a incerteza da medição da grandeza y , $\frac{\partial y}{\partial x_1}$ a derivada parcial da equação y em função da grandeza x_1 e σ_1 representa a incerteza total da medição de x_1 .

Entretanto, faz-se necessário introduzir o conceito de incerteza da medição e incerteza da medida. A incerteza da medição (P_x) refere-se à incerteza com base em um número finito de amostras. Já a incerteza da medida (B_x) está relacionada ao instrumento de medição utilizado, determinada pelo fabricante do instrumento. Como citado anteriormente, a curva de calibração do sensor de massa de ar foi obtida através de uma placa de orifício, de acordo com a norma ABNT NBR ISO 5167-1. A equação utilizada para quantificar a vazão em massa de ar (\dot{m}) é uma função do diâmetro do tubo (D), diâmetro do orifício (d), temperatura do fluido (T) e a pressão diferencial (P) a montante e a jusante da placa de orifício. Logo, antes de calcular a propagação da incerteza deve-se calcular a incerteza da medição de D e d .

Para determinar os diâmetros do tubo e do orifício foi utilizado um paquímetro digital com resolução de 0,01 mm, sendo que para cada caso foram realizadas 15 medições. Considerando uma distribuição normal, pode-se definir a incerteza da medição (Δ) como (Balbinot; Brusamarello, 2006)

$$\Delta = \frac{Z \cdot \sigma}{\sqrt{n}} \quad (4.2)$$

sendo σ o desvio padrão, Z o intervalo de confiança obtido através da tabela *t-student*, que para o caso de 15 medições e um nível de confiança de 99 % é igual a 2,624, e n o número de amostras.

Após a determinação da incerteza da medida e medição, deve-se associá-las a fim de obter a incerteza total (σ_n) da medição dos diâmetros através da equação [Beckwith *et al.*, 1993]

$$\sigma_n = \sqrt{Px^2 + Bx^2} \quad (4.3)$$

Finalmente, com as incertezas devidamente determinadas, torna-se possível o cálculo da incerteza do resultado do sensor de massa de ar. A Eq.(4.1 tem a seguinte forma

$$\sigma_Q = \sqrt{\left(\frac{\partial \dot{m}}{\partial D} \sigma_D\right)^2 + \left(\frac{\partial \dot{m}}{\partial d} \sigma_d\right)^2 + \left(\frac{\partial \dot{m}}{\partial P} \sigma_P\right)^2 + \left(\frac{\partial \dot{m}}{\partial T} \sigma_T\right)^2} \quad (4.4)$$

Resolvendo a Eq.(4.4 para a máxima vazão obtida na curva de calibração, a incerteza do resultado experimental obtida é de 3,98 %, o que pode ser aproximado para 4%.

5 METODOLOGIA NUMÉRICA

A formulação empregada para a solução das equações diferenciais parciais que descrevem o escoamento e a transferência de calor foi o Método dos Volumes Finitos (*MVF*). Historicamente, a experimentação numérica na área de fluidos teve início com o Método das Diferenças Finitas (*MDF*). Posteriormente o *MVF* passou a ser amplamente estudado e aprimorado. Tal formulação foi primeiramente empregada na solução de escoamentos bidimensionais em 1971 e posteriormente utilizada para a solução de escoamentos tridimensionais a partir de 1973 [Hirsch, 2007].

Neste capítulo é apresentada a descrição do método dos volumes finitos, a função de interpolação utilizada para solução dos termos advectivos, a discretização temporal adotada, o algoritmo para o acoplamento pressão-velocidade, a metodologia utilizada para a modelagem da geometria em software de *CAD*, geração da malha, estudo de independência de malha e solução numérica do escoamento turbulento.

5.1 Método de volumes finitos

O método de volumes finitos obtém a solução das equações diferenciais parciais através da sua integração em volumes de controle, sendo inerentemente conservativo. Assim, discretiza-se o domínio estudado em um número finito de volumes de controle, para a solução do conjunto de equações, observando-se que o erro proveniente desta hipótese tenda a diminuir, com relação à solução exata, conforme se aumenta o número de volumes adotados [Maliska, 2004].

Para ilustrar a metodologia clássica utilizada na solução das equações em volumes finitos, tomou-se como base o transporte difusivo e advectivo unidimensional, relativo à variável escalar genérica ϕ , em regime permanente e sem termo fonte. Tal fenômeno é governado pela seguinte equação

$$\frac{d}{dx}(\rho u \phi) = \frac{d}{dx} \left(\Gamma \frac{d\phi}{dx} \right) \quad (5.1)$$

Este escoamento deve satisfazer a equação da continuidade, Eq.(3.10). Para resolver numericamente o problema, a Eq.(5.1 deve ser integrada ao longo do volume de controle fixo no espaço, conforme apresentado pela linha tracejada na Figura 5.1. O ponto P é o nó central

do volume de controle de fronteiras w e e , os pontos W e E representam os nós adjacentes ao ponto P e δx_{we} corresponde ao tamanho do volume de controle. As distâncias δx_{wP} e δx_{Pe} são respectivamente a metade da distância entre os nós W - P e P - E , a individualização entre as distâncias é realizada para contabilizar malhas em que os nós não são igualmente espaçados

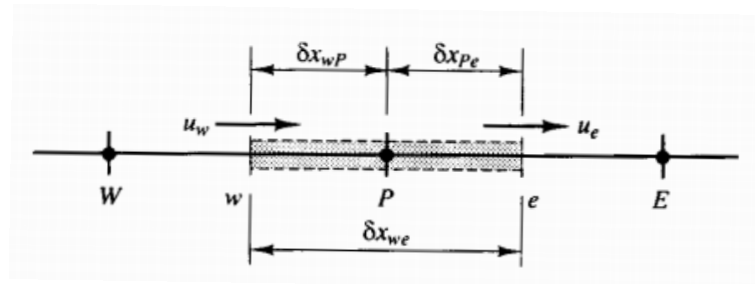


Figura 5.1 – Método dos volumes finitos [Versteeg e Malalasekera, 1995]

A integração da Eq.(5.1 no volume de controle mostrado é realizada da seguinte forma

$$\int_w^e \frac{d}{dx} (\rho u \phi) dx = \int_w^e \frac{d}{dx} \left(\Gamma \frac{d\phi}{dx} \right) dx \quad (5.2)$$

A partir deste momento é apresentada a forma com que o programa *Fluent* realiza o balanço das equações dentro de um volume de controle, considerando a não uniformidade da malha, algo bastante utilizado quando há geometrias complexas a serem modeladas. Ao reescrever a Eq.(5.1 em termos de um balanço no volume para o transporte do escalar ϕ , considerando a tridimensionalidade, o termo fonte e o termo temporal têm-se

$$\int_V \frac{d\rho\phi}{dt} dV + \oint \rho\phi\vec{v} d\vec{A} = \oint \Gamma\nabla_\phi\vec{v} d\vec{A} + \int_V S_\phi dV \quad (5.3)$$

sendo \vec{v} o vetor velocidade, \vec{A} o vetor normal da área da superfície, Γ o coeficiente difusivo, ∇_ϕ o gradiente de ϕ e S_ϕ o termo fonte. A Eq.(5.3 é aplicada a cada volume de controle ou célula do domínio computacional como, por exemplo, as apresentadas na Figura 5.2.

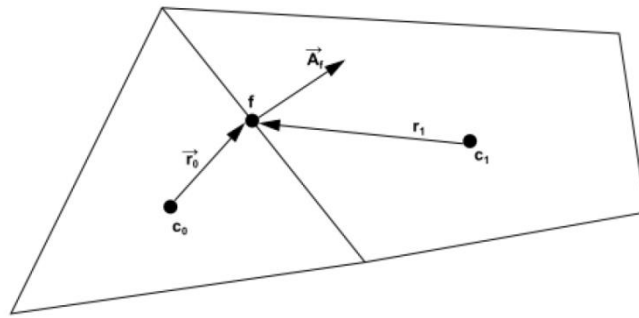


Figura 5.2 – Método de volumes finitos para malha não uniforme

Ao realizar a discretização da Eq.(5.3 para uma dada célula no domínio chega-se a seguinte equação

$$\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} V + \sum_f^{N_{faces}} \rho_f \phi_f \vec{v}_f \vec{A}_f = \sum_f^{N_{faces}} \Gamma \nabla_{\phi_f} \vec{A}_f + S_{\phi} V \quad (5.4)$$

sendo N_{faces} o número de faces que delimitam a célula, ϕ_f o valor de ϕ que passa pela face calculado para o ponto f , $\rho_f \vec{v}_f \vec{A}_f$ o fluxo de massa através da face, \vec{A}_f a área da face, ∇_{ϕ_f} o gradiente de ϕ extrapolado para a face f e V o volume da célula. Através desta metodologia é possível utilizar qualquer tipo de poliedro para discretizar o domínio computacional, pois através de uma relação vetorial as informações calculadas são transferidas para os volumes adjacentes. O método utilizado para a solução dos termos da Eq.(5.4 é de grande importância para a estabilidade e acurácia da solução numérica.

5.2 Funções de interpolação

As aproximações para o cálculo dos fluxos difusivos e advectivos podem ser classificadas em dois grandes grupos:

- Esquemas de primeira ordem: são aproximações mais robustas do ponto de vista da convergência, produzem soluções fisicamente coerentes, entretanto podem apresentar a suavização dos altos gradientes conforme demonstra a Figura 5.3a [Maliska, 2004].
- Esquemas de alta ordem: possuem menor erro de truncamento em comparação com os esquemas de primeira ordem, porém em problemas de advecção

dominante podem gerar soluções não realísticas levando a uma oscilação numérica demonstrada na Figura 5.3b [Maliska, 2004].

Ambos os resultados apresentados na Figura 5.3 são soluções convergidas, portanto, esta deficiência ocorre devido à maneira com que a integração das equações é realizada e não a impossibilidade de convergência na presença de altos gradientes.

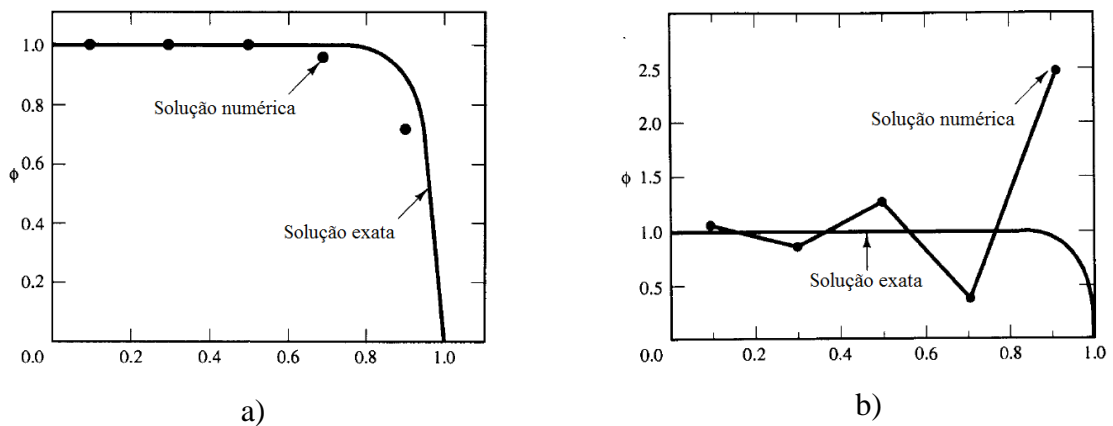


Figura 5.3 – a) difusão numérica devido à aproximação de primeira ordem; b) oscilação numérica devido à aproximação de alta ordem [Adaptado de Versteeg e Malalasekera, 1995]

Embora haja diversas metodologias para a abordagem de um problema advectivo-difusivo, neste trabalho será apresentado somente um exemplo de cada grupo das funções de interpolação e a sua utilizada neste trabalho.

5.3 Esquema de diferenças centrais

Este esquema de interpolação é considerado de alta ordem por apresentar um erro de truncamento de ordem dois (Δx^2). Voltando a formulação clássica, na integração da Eq.(5.2 ao longo do volume de controle, tem-se a seguinte expressão

$$(\rho u \phi)_e - (\rho u \phi)_w = \left(\Gamma \frac{d\phi}{dx} \right)_e - \left(\Gamma \frac{d\phi}{dx} \right)_w \quad (5.5)$$

em que os subíndices denotam as fronteiras do volume de controle. Ao aplicar o conceito de diferenças centrais para reescrever a Eq.(5.5 em função de equações algébricas tem-se

$$\rho u \frac{(\phi_E + \phi_P)}{2} - \rho u \frac{(\phi_P + \phi_W)}{2} = \Gamma \frac{(\phi_E + \phi_P)}{\Delta x} - \Gamma \frac{(\phi_P + \phi_W)}{\Delta x} \quad (5.6)$$

Reescrevendo esta equação genericamente em função de ϕ , colocando todas as outras variáveis dentro de um coeficiente A e deixando ϕ_P em evidencia, a Eq. (5.6) fica

$$A_P \phi_P = A_e \phi_E + A_w \phi_W \quad (5.7)$$

Com os coeficientes dados por

$$A_P = \frac{2\Gamma}{\Delta x^2} \quad A_e = -\frac{\rho u}{2\Delta x} + \frac{\Gamma}{\Delta x^2} \quad A_w = \frac{\rho u}{2\Delta x} + \frac{\Gamma}{\Delta x^2} \quad (5.8)$$

Uma das regras básicas para consistência implica em ter todos os coeficientes com o mesmo sinal, para que a formulação seja robusta e apresente resultados fisicamente coerentes. Caso o critério não seja atendido, é possível que a solução não apresente uma convergência satisfatória, ou apresente oscilações nas grandezas calculadas, conforme demonstrado na Figura 5.3. Conforme descrito por Patankar, 1980, a presença de coeficientes vizinhos (A_e e A_w) negativos pode gerar uma situação em que um aumento da temperatura em uma das faces pode gerar uma diminuição da temperatura em um nó adjacente. Outra implicação dos coeficientes negativos é a inconsistência com o critério de Scarborough, que declara que o somatório dos coeficientes adjacentes deve ser igual ao coeficiente A_P , para aumentar a robustez do modelamento. Assim, considerando a velocidade u positiva, a seguinte relação deve ser satisfeita para assegurar a positividade do coeficiente A_e

$$\frac{\rho u \Delta x}{\Gamma} \leq 2 \quad (5.9)$$

Caso a equação de quantidade de movimento esteja sendo resolvida, o termo do lado esquerdo da inequação corresponde ao número de Reynolds da célula, para equação da energia este termo corresponde ao número de Peclet. Para escoamentos este critério determina o tamanho máximo admissível do volume de controle para uma dada velocidade local conhecida. Em outras palavras, conforme a velocidade aumenta a malha deve ser refinada.

Este é o motivo pelo qual o esquema de diferença central é mais aplicável a escoamentos com baixo número de Reynolds [Patankar, 1980].

5.4 Esquema *upwind* de primeira ordem

O esquema *Upwind* foi primeiramente desenvolvido por Courant *et al.*, 1952, como uma solução para o problema de coeficientes negativos e instabilidades numéricas. Ao invés de considerar o valor do coeficiente A_e , este esquema considera o valor do coeficiente a montante, levando em consideração a direção do escoamento [Patankar, 1980]. Para u positivo, a aproximação *upwind* é obtida da seguinte forma

$$(\rho u \phi)_P - (\rho u \phi)_W = \Gamma \frac{(\phi_E + \phi_P)}{\Delta x} - \Gamma \frac{(\phi_P + \phi_W)}{\Delta x} \quad (5.10)$$

Assim, os coeficientes da Eq.(5.7 são reescritos conforme pode ser visto a seguir

$$A_P = \frac{2\Gamma}{\Delta x^2} \quad A_e = \frac{\Gamma}{\Delta x^2} \quad A_w = \frac{\rho u}{2\Delta x} + \frac{\Gamma}{\Delta x^2} \quad (5.11)$$

Como a velocidade u possui valores positivos, a regra da positividade dos coeficientes não é violada com este esquema. Caso a velocidade seja negativa, o primeiro termo a esquerda da Eq.(5.10 seria obtido para o ponto E , e o segundo termo a esquerda desta mesma equação seria em função do ponto P . O esquema *upwind* tem sua relação direta com o termo parabólico, isto é, o valor da função na interface é igual ao valor da função no volume a montante [Maliska, 2004]. No programa *Fluent*, as grandezas na face do volume são determinadas assumindo que os valores do centro são iguais para todo o volume, entretanto para este esquema o valor da face será igual ao valor do centro do volume a montante [Fluent, 2011].

5.5 Esquema *upwind* de segunda ordem

O esquema *upwind* de segunda ordem calcula as grandezas na face do volume através de uma expansão em série de Taylor em relação ao seu centro, truncada no segundo termo. Assim, haverá variação da grandeza dentro do volume de controle, e o valor da face (ϕ_f) é calculado a partir da seguinte equação

$$\phi_f = \phi + \nabla\phi \vec{r} \quad (5.12)$$

em que ϕ é o valor da grandeza no centro do volume, $\nabla\phi$ é o gradiente de ϕ na célula a montante e \vec{r} é o vetor direção do centro da célula a montante até a face. O gradiente $\nabla\phi$ é limitado de forma que novos máximos ou mínimos sejam introduzidos.

O escoamento no duto de admissão de um motor de combustão interna apresenta grandes gradientes próximo à região da válvula, portanto a função *upwind* de segunda ordem foi escolhido para este trabalho pois, comparada à formulação de primeira ordem, esta apresenta melhores resultados na presença de grandes gradientes, devido à adoção de um perfil linear da grandeza calculada no interior do volume.

5.6 Discretização temporal

Para fenômenos que sejam transientes deve-se optar por um método para realizar o avanço temporal da solução. Neste trabalho o esquema utilizado foi o totalmente implícito de primeira ordem. A discretização totalmente implícita obtém a solução do tempo atual no ponto P considerando o valor da variável no mesmo ponto em relação ao tempo anterior t , e dos vizinhos no tempo atual $t+\Delta t$, conforme segue

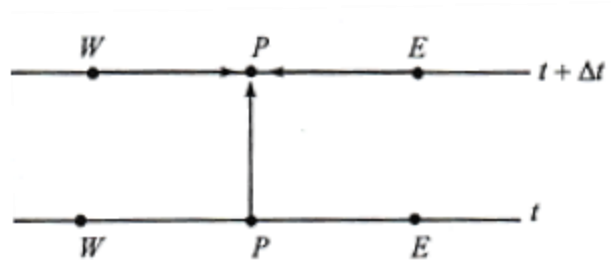


Figura 5.4 – Discretização temporal totalmente implícita de primeira ordem. [Maliska, 2004]

De acordo com Versteeg e Malalasekera, 1995, embora este esquema seja de primeira ordem, e um passo de tempo pequeno seja necessário para garantir a acuracidade dos resultados, o método totalmente implícito é recomendado para soluções transientes, devido a sua robustez e estabilidade.

5.7 Acolpamento pressão-velocidade

Em escoamentos incompressíveis deve-se utilizar um algoritmo para calcular o campo de pressão, pois a sua obtenção via equação de estado pode inserir instabilidades numéricas ao problema, devido a ρ não variar significativamente com a pressão e, por isso, pequenos erros no cálculo de ρ via equação de conservação de massa, quando aplicados na equação de estado, podem gerar campos de pressão não condizentes com a física do problema. Segundo Maliska, 2004, a instabilidade se dá quando a pressão obtida é utilizada para o cálculo da velocidade, e esta velocidade utilizada na equação de conservação de massa para o cálculo de ρ no próximo passo de tempo. Assim, outras técnicas devem ser utilizadas para que se obtenha um campo de pressão, que aplicado nas equações de movimento, dê origem a um campo de velocidades que satisfaça a conservação de massa.

Genericamente, os algoritmos são caracterizados por resolver a equação de momentum para as componentes da velocidade obtidas através de um campo de pressão estimado, assim realiza-se iterativamente correções no campo de pressão e velocidade, até que a convergência da equação da continuidade seja alcançada. Diversos algoritmos foram desenvolvidos ao longo dos anos para o acoplamento da pressão com a velocidade, a maioria deles variantes do *SIMPLE* (*Semi-Implicit Method for Pressure Linked*) desenvolvido por Patankar e Spalding, 1972. Este algoritmo foi escolhido no presente trabalho devido a sua eficiência e robustez neste tipo de solução [Vielmo *et al.*, 2008; Martins *et al.*, 2009; Kesgin, 2005; Prasad *et al.*, 2011]. A sua sequência iterativa é, de acordo com Maliska, 2004,

1. Estimar um campo de pressão p^* .
2. Resolver as equações de momentum utilizando p^* para obter as componentes de velocidade.
3. Resolver a Eq.(5.13 de correção da pressão para obter p'

$$p = p^* + p' \quad (5.13)$$

4. Corrigir as componentes da velocidade para obter um campo que satisfaça a equação da continuidade.
5. Obter p através da Eq.(5.13).
6. Resolver as equações de conservação para as outras variáveis, como por exemplo a temperatura e concentração de massa.
7. Fazer $p = p^*$ e voltar para o item 2 até que a convergência seja satisfeita.

O algoritmo *SIMPLE* foi aplicado com sucesso em inúmeros escoamentos incompressíveis, entretanto em alguns casos a taxa de convergência obtida não era satisfatória. Este fato ocorre devido à estimativa da pressão de correção sobrestimar os valores de P' , mesmo que as correções das componentes da velocidade estejam em valores razoáveis [Tannehill *et al.*, 1997]. O problema é contornado através da adoção de um fator de subrelaxação aplicado na Eq.(5.13 para diminuir o avanço da solução. Por este motivo, o mesmo é realizado para a equação de momentum.

Quando ρ varia com a temperatura, esta dependência é contabilizada através da equação de estado em função apenas de T , obtida via equação de conservação de energia. Esta metodologia de correção de ρ pela temperatura foi utilizada neste trabalho.

5.8 Modelagem da geometria

A geometria interna do motor ensaiado, um Honda GX35, foi modelada no software SolidWorks e suas dimensões obtidas com um paquímetro com resolução de 0,02 mm. O comprimento do cilindro foi aumentado em duas vezes o curso do êmbolo, para que fosse possível calcular corretamente o fenômeno de desprendimento de vórtice após a válvula e não haver massa entrando no domínio pela face de saída.

A

Figura 5.5 apresenta a geometria do motor em perspectiva e em corte, respectivamente, para uma abertura de 2,5 mm da válvula de admissão.

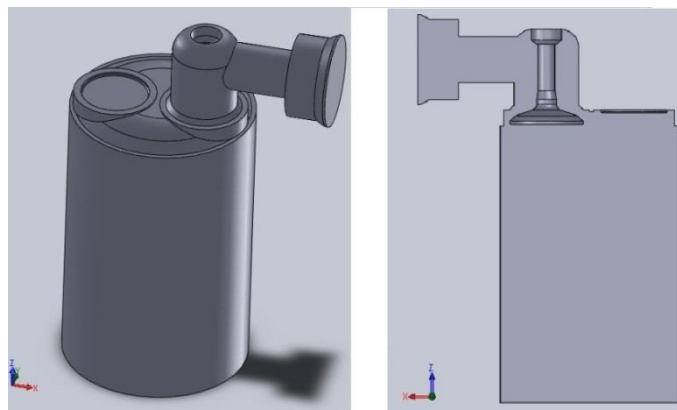


Figura 5.5 – Geometria do motor Honda GX35 em perspectiva e em corte

5.9 Geração de malha

A malha computacional foi gerada no software *ICEM (ANSYS)* sendo a célula no formato tetraédrico. Para captar com detalhe a camada limite, foram adotadas três camadas prismáticas, com espessura máxima de 0,3 mm e taxa de crescimento de 1,2. A Figura 5.6 apresenta o resultado da malha tetraédrica na superfície da geometria

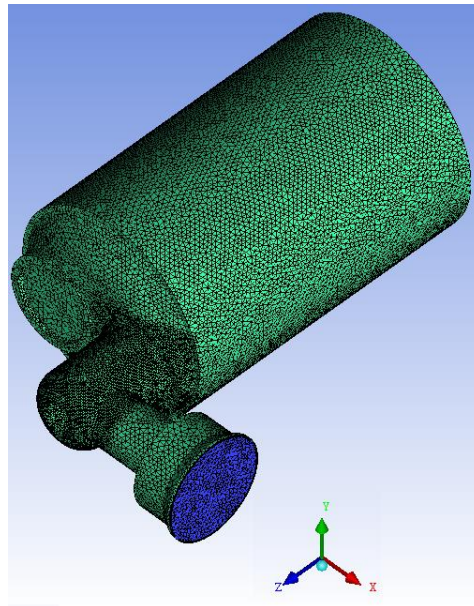


Figura 5.6 – Malha tetraedrica na superficie

A Figura 5.7 apresenta a malha no interior do domínio para um corte na seção A-A. É possível visualizar o refinamento próximo da válvula, para captar os maiores gradientes de velocidade e pressão ali presentes.

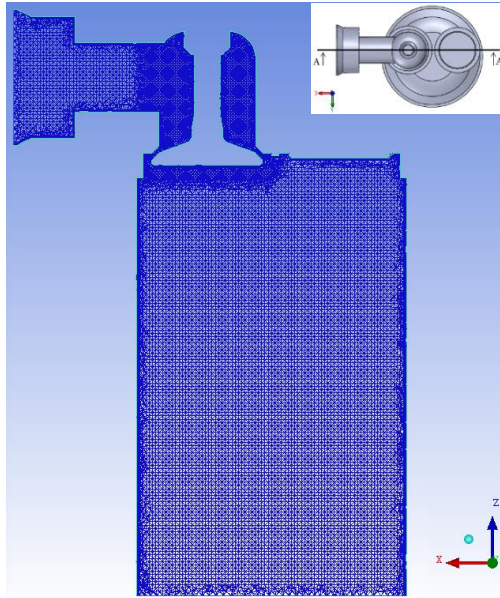


Figura 5.7 – Malha no interior do domínio

5.10 Solução numérica

A solução numérica foi obtida através do software comercial de volumes finitos *Fluent 13*, utilizando diferentes modelos de turbulência: *k-ε standard* e *k-ω SST*. Para o caso do modelo *k-ε standard* foi adotado um tratamento padrão da parede (*standard wall function*) e, devido ao modelo não ser capaz de captar a instabilidade da região de descolamento da camada limite após a válvula, as soluções para este caso foram realizadas em regime permanente, com critério de convergência de 10^{-5} .

De acordo com Rutland, 2011, os modelos baseados no método *RANS* são desenvolvidos para capturar médias *ensemble*, resultando em uma viscosidade turbulenta elevada, que na maioria dos casos remove ou mascara a variação do escoamento no cilindro que coincide com a variação cíclica do funcionamento do motor. Embora o modelo *k-ε standard* não seja adequado para escoamentos com linhas de corrente curvas [Deschamps, 1998], e para a região de separação do escoamento após a válvula, ele é robusto e ainda popular na indústria, motivo pelo qual foi aqui testado.

Porém, para o caso com *k-ω SST* uma instabilidade devido à turbulência é captada. portanto não haverá solução em regime permanente e todas as simulações para este modelo são realizadas levando em conta o termo temporal. Vale enfatizar que os resultados de coeficiente de descarga são obtidos realizando uma média temporal de dez desprendimentos de vórtice. A dependência da condição inicial para os resultados de vazão mássica na fronteira de saída do domínio foi eliminada descartando-se os primeiros 0,005 s de simulação. Como

visto na Figura 5.8, neste período inicial a vazão muda o sentido duas vezes antes de tender a um valor assintótico, em que variações são causadas pela instabilidade do escoamento. A condição inicial do problema foi gerada através de um método híbrido presente no *Fluent*, em que o Laplaciano da pressão é resolvido levando em consideração a pressão adotada no contorno. A solução desta equação diferencial gera um campo suave de variação de pressão ao longo do domínio. O mesmo acontece para o termo de velocidade, onde o escoamento é calculado como sendo invíscido. A temperatura e os parâmetros da turbulência, como intensidade e comprimento de escala são adotados como constantes, e representam um valor médio.

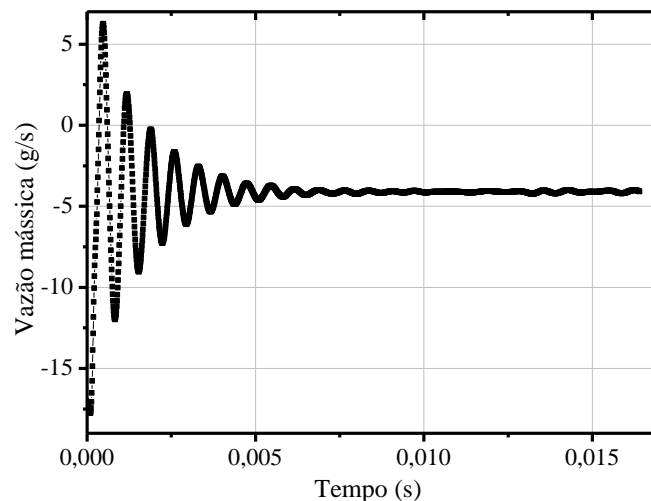


Figura 5.8 – Variação da vazão na fronteira de saída considerando a condição inicial

As condições de contorno utilizadas foram: pressão na entrada (*pressure inlet*) do duto de admissão e pressão na saída (*pressure outlet*) do cilindro. As pressões de saída utilizadas no modelo numérico foram as mesmas obtidas do método experimental: 10 kPa, 8 kPa e 6 kPa abaixo da pressão atmosférica. A temperatura utilizada foi medida no momento dos experimentos e utilizada para todos os casos igual a 296 K, com as propriedades do ar para esta temperatura conforme Tabela 7. O ar foi tratado como gás ideal, a fim de se obter sua massa específica, em função da variação de temperatura devida à compressão e expansão do fluido. A parede foi tratada como sendo adiabática, a intensidade da turbulência $I = 0,05$ e comprimento de escala $l = 0,014$ m, como consequência do escoamento e características da geometria. Para todos os casos as simulações foram realizadas em dupla precisão (*double precision*), a função de interpolação utilizada foi a *upwind* de segunda ordem e o acoplamento pressão-velocidade através do método *SIMPLE*.

Tabela 7 - Propriedades do ar para 296 K e 1 atm

Viscosidade dinâmica	1,839E-5 kg/m.s
Massa molecular	28,9664 kg/kmol
Calor específico	1007,0 J/kg.K
Condutividade térmica	0,02536 W/m.K

Fonte: Yunus *et al.*, 2007

5.11 Estudo de independência de malha

O estudo de independência de malha foi realizado através do Índice de Convergência da Malha (*GCI*), proposto por Roache, 1994. Neste método, a estimativa do erro associado à discretização espacial é realizada utilizando a extrapolação de Richardson de segunda ordem. O *GCI* pode ser calculado utilizando duas malhas com diferente número de volumes, entretanto três é o número recomendado para estimar a ordem de convergência e verificar se a solução está no patamar assintótico de convergência [Nasa, 2008]. O valor extrapolado de uma grandeza \emptyset , quando o espaçamento da malha tende a zero, é calcula através da seguinte relação

$$\emptyset_{\text{ext}} = \frac{r_{21}^P \emptyset_1 - \emptyset_2}{r_{21}^P - 1} \quad (5.14)$$

onde \emptyset_1 e \emptyset_2 correspondem ao resultado da grandeza analisada, r representa o fator de refinamento entre a malha mais e menos refinadas, subscritos 1 e 2 respectivamente. De acordo com a ASME, 2008, o valor de r deve ser maior que 1,3. Este fator é obtido através do comprimento característico (h) da malha utilizada. O expoente P corresponde à taxa de convergência do resultado

$$P = \frac{1}{\ln r_{21}} \left| \ln \left| \frac{\varepsilon_{32}}{\varepsilon_{21}} \right| + q(P) \right| \quad (5.15)$$

onde

$$q(P) = \ln \left(\frac{r_{21}^P - s}{r_{32}^P - s} \right) \quad (5.16)$$

e

$$s = 1 \cdot \text{sign} \left(\frac{\varepsilon_{32}}{\varepsilon_{21}} \right) \quad (5.17)$$

sendo $\varepsilon_{32} = \varnothing_3 - \varnothing_2$ e $\varepsilon_{21} = \varnothing_2 - \varnothing_1$. A Eq.(5.16 é utilizada quando a razão de refinamento não é constante, como é o caso do presente trabalho. Já a Eq.(5.17 é utilizada quando a solução com diferentes malhas está apresentando um comportamento oscilatório, ou seja, quando $\varepsilon_{32}/\varepsilon_{21} < 0$. Caso os resultados de ε_{32} e ε_{21} sejam próximos de zero, o método apresenta falhas, e nestes casos deve-se obter novas soluções com outras malhas [ASME, 2008].

O erro relativo aproximado é dado pela seguinte equação

$$e_a^{21} = \left| \frac{\varnothing_1 - \varnothing_2}{\varnothing_1} \right| \quad (5.18)$$

Já o erro relativo ao valor extrapolado pelo método de Richardson é

$$e_{ext}^{21} = \left| \frac{\varnothing_{ext} - \varnothing_1}{\varnothing_{ext}} \right| \quad (5.19)$$

O índice de convergência da malha, que informa a incerteza do resultado numérico devido à malha, é obtido por

$$GCI^{21} = \frac{1,25e_a^{21}}{r_{21}^p - 1} \quad (5.20)$$

A constante 1,25 corresponde a um fator de segurança. Caso sejam comparadas duas malhas é recomendado usar 3,0. Para a comparação entre três malhas ou mais utiliza-se 1,25 [Nasa, 1998].

Para o cálculo do *GCI* da malha utilizada neste trabalho, o comprimento característico (*h*) foi obtido através do tamanho da aresta do volume prescrito no *software* gerador de malha *ICEM*. No presente trabalho, o parâmetro \varnothing adotado para o *GCI* foi a vazão mássica para uma abertura de válvula igual a 1 mm, e pressão de 10 kPa abaixo da pressão atmosférica (pressão de sucção). Primeiramente foi avaliada a discretização espacial e posteriormente a temporal. Como para o caso do modelo *k- ω SST* detecta-se a variação temporal da solução, devida às características da geometria e escoamento estudado, não é possível obter um resultado satisfatório quanto à convergência para a simulação em regime permanente. Assim, os resultados obtidos para este modelo são uma média temporal da emissão de dez dos maiores

vórtices após a válvula. Nas simulações com o modelo de turbulência *k-ε standard*, é possível convergir a solução em regime permanente, portanto para este modelo é realizado somente o estudo de malha espacial. A Tabela 8 apresenta os resultados do *GCI* para o caso com modelo de turbulência *k-ω SST*. Conforme observado, a malha com $h=1$ mm apresenta um erro menor do que 1 %, considerado satisfatório para o estudo em questão, tendo em vista o erro experimental de aproximadamente 4 %. Para valores de $h=0,4$ mm, o tempo computacional aumenta consideravelmente, e não justifica sua utilização. Assim, a discretização espacial utilizada neste trabalho, para todos os casos, possui tetraedros com arestas de 1 mm, e o erro da solução numérica adotada de 0,8298 %. Para o modelo de turbulência *k-ε standard* foi adotada a mesma malha espacial, pois como visto a seguir, este apresenta o mesmo comportamento assintótico da solução conforme a malha é refinada. Além disso, o foco do trabalho está na análise do escoamento transiente obtido através do modelo *k-ω SST*.

Tabela 8 – *GCI* para o modelo de turbulência *k-ω SST*

h_1, h_2, h_3 [mm]	0,4;1,0;2,0
r_{21}	2,5
r_{32}	2,0
\emptyset_1 [g/s]	4,4968
\emptyset_2 [g/s]	4,4739
\emptyset_3 [g/s]	4,4140
P	1,5933
\emptyset_{ext}^{32} [g/s]	4,5036
e_a^{32} [%]	1,3394
e_{ext}^{32} [%]	0,006595
GCI^{32} [%]	0,8298

No acréscimo de volumes para o estudo de independência de malha, o número de camadas prismáticas e a razão de crescimento a partir da parede foi mantida constante, atendendo ao valor de y^+ determinado pelo manual do software (y^+ mínimo em torno de 15 e máximo de 500), conforme pode ser visto na Figura 5.9. Na região próxima à válvula, onde estão os maiores gradientes e mudanças na geometria, foi criado um volume de controle para refinar a malha em 50% do tamanho adotado para todo o domínio.

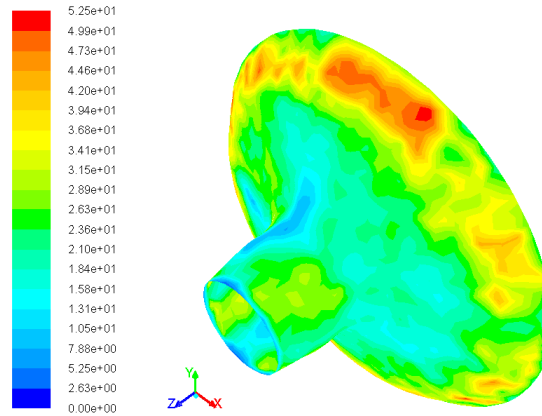


Figura 5.9- Contorno de y^+ na região da válvula

Na Figura 5.10a é apresentado, em função do C_D , o comportamento assintótico da solução conforme refina-se a malha para ambos os modelos de turbulência utilizados. Como pode ser visto, os resultados de vazão mássica apresentaram o mesmo comportamento para ambos os modelos de turbulência, sendo que após 1,5 milhões de células ($h=1$ mm) a vazão mássica variou pouco em função do refinamento da malha. Para o caso transiente com modelo $k-\omega$ SST, foi estudado o comportamento da solução para cinco passos de tempo, sendo cada passo metade do anterior. De acordo com a Figura 5.10b, há uma pequena variação do coeficiente de descarga com o passo de tempo adotado. Para o caso de Δt igual a 5×10^{-6} s, a variação foi de aproximadamente 0,07 %, em relação ao mínimo passo adotado, e foi por isso utilizado em todas as simulações subsequentes.

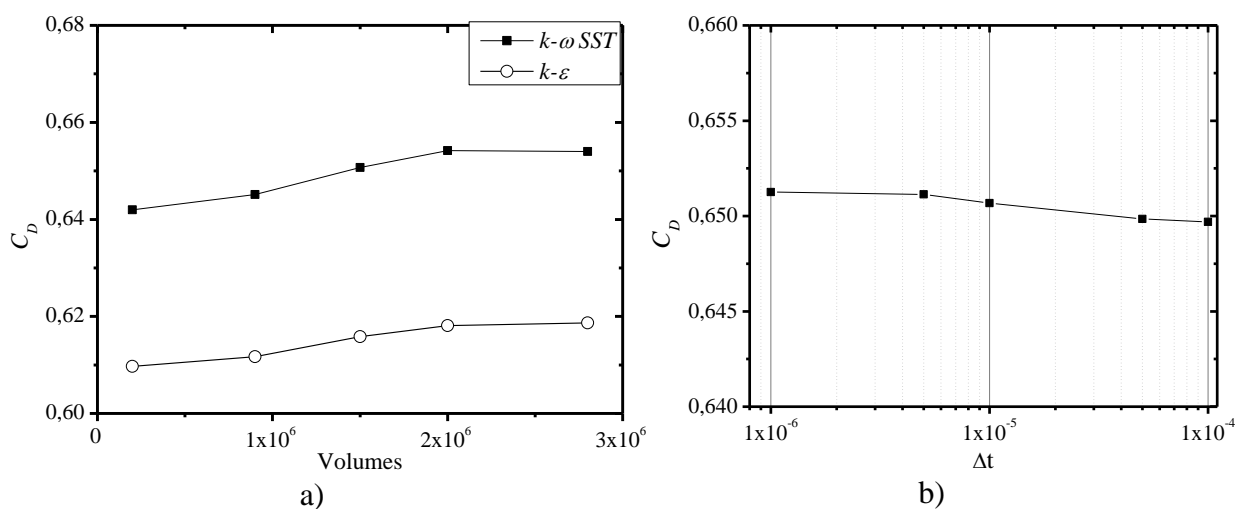


Figura 5.10 – a) Independência de malha espacial para os modelos de turbulência adotados; b) Independência de malha temporal para o modelo de turbulência $k-\omega$ SST, já na malha espacial adotada

O estudo da independência do resultado da vazão mássica em relação ao critério de convergência foi realizado para o mesmo caso do estudo de independência de malha. Devido ao processo iterativo, deve-se prescrever o máximo resíduo admissível para o balanço de conservação das equações. Resíduos menores aproximam-se mais do resultado exato da solução, porém o tempo computacional aumenta consideravelmente. Por outro lado, a imposição de um critério de convergência com valores altos, de 10^{-3} , por exemplo, pode levar a uma grande diferença da solução final em regime transiente, causada pela propagação de erro. Neste sentido, a Figura 5.11 apresenta a variação do resultado da vazão mássica para três critérios de convergência. Assim como no estudo de independência de malha espacial e temporal, é possível notar um comportamento assintótico da solução conforme o critério de convergência adquire valores menores. A variação percentual relativa entre o resultado para 10^{-5} e 10^{-6} foi de 0,02 % e, por isso, optou-se por adotar para todas as simulações o critério de 10^{-5} . Este critério é adotado para todas as equações que governam o fenômeno, ou seja, o resíduo de todas as equações deve estar abaixo desse valor para que a solução avance no tempo. A continuidade é a última equação a convergir nas simulações realizadas, portanto todas as outras estão ao menos uma ordem de magnitude abaixo de 10^{-5} , conforme apresentado na Figura 5.12.

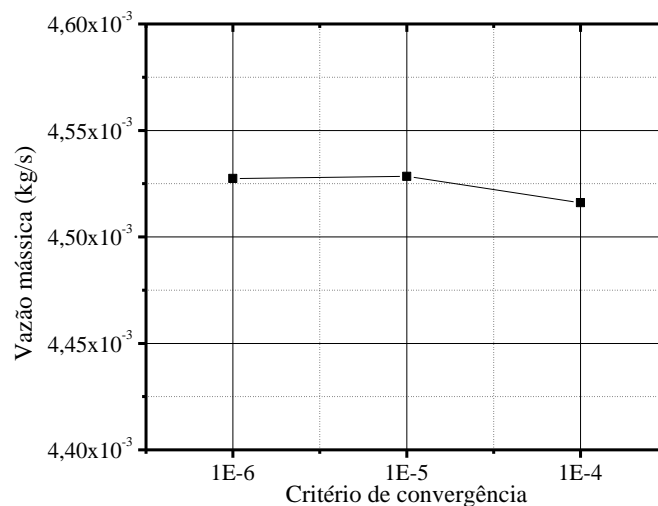


Figura 5.11 – Variação do resultado com o critério de convergência adotado

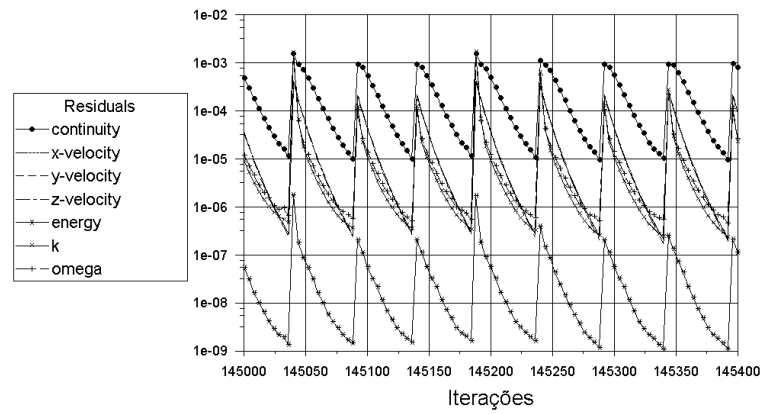


Figura 5.12 – Convergência das equações governantes em cada passo de tempo

6 RESULTADOS

Nesta seção são apresentados os resultados obtidos através da metodologia experimental, assim como a comparação entre os resultados experimentais e os resultados numéricos para os diferentes modelos de turbulência adotados e um estudo do comportamento do escoamento transiente obtido pelo modelo de turbulência $k-\omega SST$.

6.1 Resultados experimentais

Os resultados experimentais da vazão mássica de ar no duto de admissão de um motor de combustão interna foi medido com um anemômetro de filme quente, para diferentes aberturas de válvula e pressão de sucção. A Figura 6.1 apresenta os resultados obtidos nas três medições de vazão e aberturas de válvula para as três pressões de sucção adotadas, sendo que os símbolos de fundo branco correspondem às medições com 10 kPa, em preto para 8 kPa e as remanescentes para 6 kPa. Conforme pode ser visto, os resultados apresentaram boa repetitividade em toda a faixa medição.

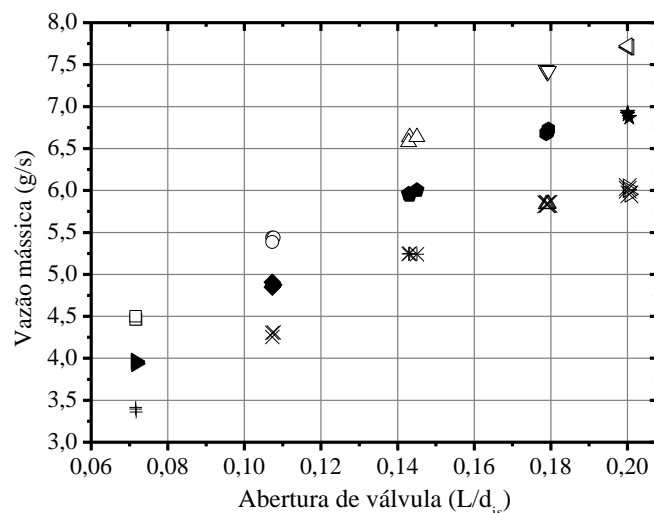


Figura 6.1 – Três medições realizadas para cada abertura de válvula e pressão de sucção, com símbolos em branco para 10 kPa, em preto para 8 kPa e as remanescentes para 6 kPa

A Figura 6.2a apresenta o resultado experimental do coeficiente de descarga para diferentes aberturas de válvula e pressão de sucção. O resultado é coerente com o discutido pela literatura [Heywood, 1988; Ferrari, 2005; Weclas *et al.*, 1998], em que o duto de admissão é mais eficiente para pequenas aberturas de válvula devido ao descolamento da camada limite na região do assento. É possível notar na Figura 6.2a, uma variação do C_D em

função da pressão de sucção para a menor abertura de válvula utilizada ($L/d_{is} \cong 0,07$), para outras aberturas os resultados não apresentam tal variação. Nas menores aberturas a influência da parede é mais significativa que para os outros casos, portanto os efeitos viscosos tendem a diminuir a eficiência do duto para menores pressões de sucção e o escoamento é dependente do número de Reynolds. Conforme a válvula abre, a parede passa a não influenciar no coeficiente de descarga, e para a mesma abertura todas as pressões de sucção possuem o mesmo resultado. Para avaliar se a variação dos resultados para $L/d_{is} \cong 0,07$ estão fora da faixa de incerteza de medição, os resultados para esta abertura foram colocados na Figura 6.2b com suas respectivas barras de incerteza experimental. Embora haja uma tendência de diminuição do C_D conforme a diferença de pressão diminui, não é possível realizar esta afirmação para o caso estudado, pois a variação dos resultados está dentro da incerteza da medição. Entretanto, este comportamento é observado em outros trabalhos [Pajkovic and Petrovic, 2008; Binjuwair, 2013].

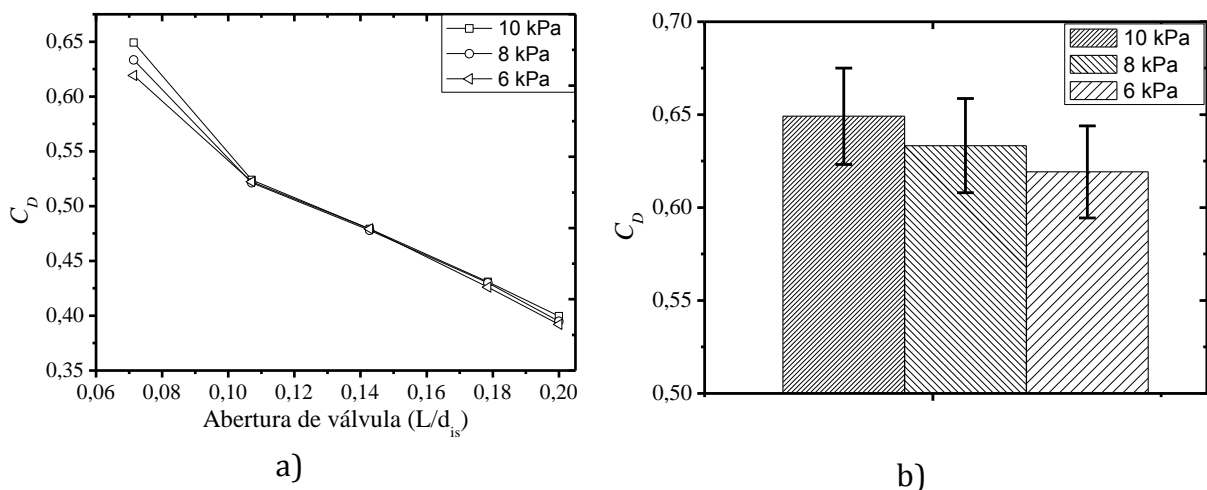


Figura 6.2 – a) Resultados experimentais do C_D para várias pressões de sucção e aberturas de válvula; b) Comparação do C_D para 1 mm de abertura de válvula com a incerteza experimental

6.2 Comparação dos resultados numéricos e experimentais

O coeficiente de descarga é um dos importantes fatores para o desenvolvimento e correta predição do funcionamento de um motor de combustão interna. Assim, metodologias numéricas capazes de prever tal coeficiente são importantes para o desenvolvimento de motores mais eficientes e diminuição de custos de projeto.

Na Figura 6.3 são apresentados os resultados do C_D em função da abertura de válvula utilizando o modelo de turbulência $k-\epsilon$. Conforme descrito anteriormente, o modelo $k-\epsilon$

apresenta limitações para resolver escoamentos com grandes curvaturas e regiões de separação da camada limite, entretanto para a análise de uma grandeza global, como é o caso do C_D , o modelo apresentou resultados próximos às medidas experimentais. Para as duas maiores aberturas, todos os resultados estão dentro da faixa de incerteza experimental. Para $L/d_{is} \cong 0,11$, todos os resultados numéricos sobreestimaram o C_D . Na menor abertura não foi captada a tendência do escoamento depender do número de Reynolds, e os resultados do C_D ficaram no limite inferior em relação ao resultado experimental com 10 kPa de pressão de sucção, Figura 6.3c.

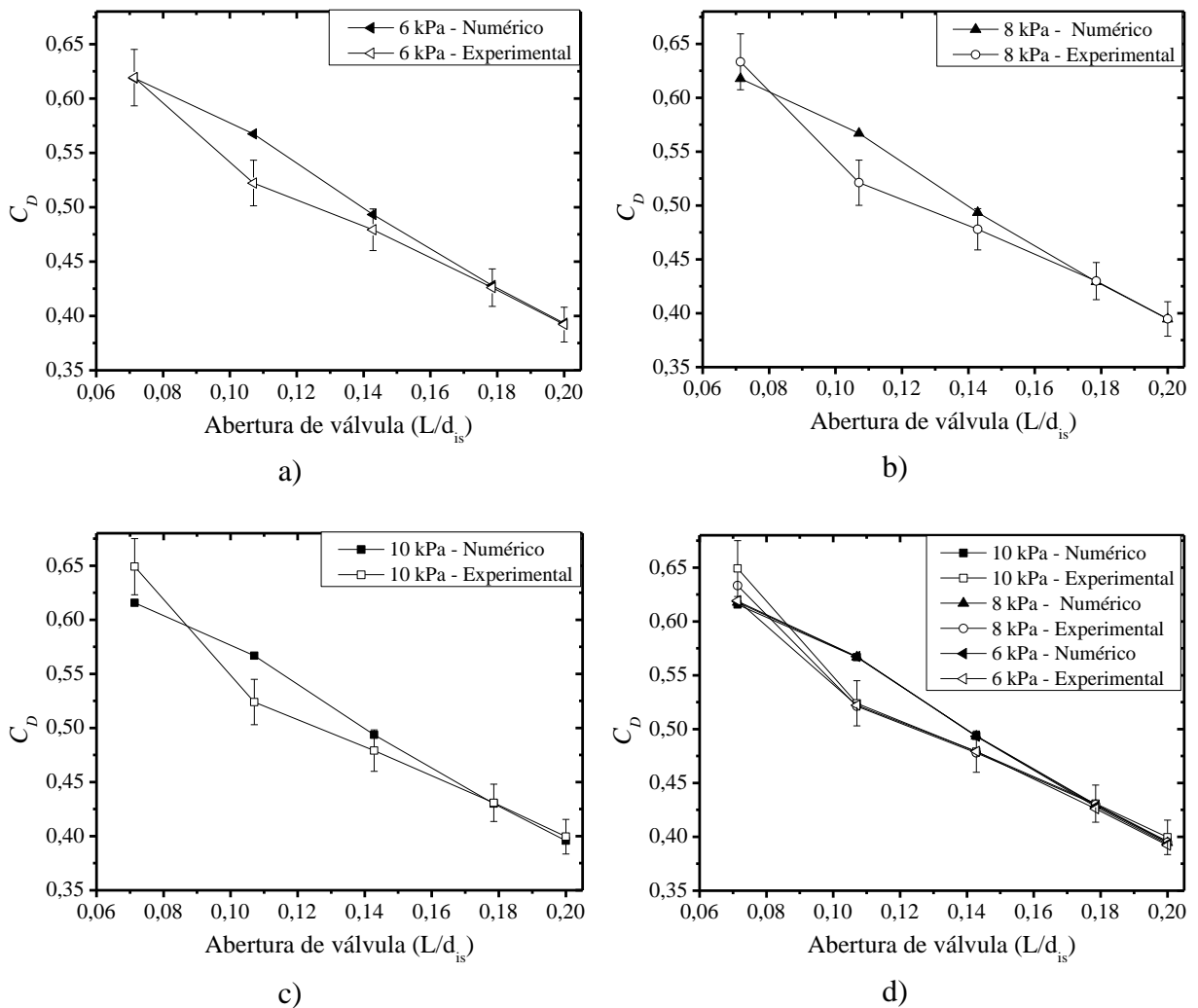


Figura 6.3 – Comparação entre os resultados numéricos com modelo $k-\epsilon$ e resultados experimentais: a) Pressão de sucção de 6 kPa; b) Pressão de sucção de 8 kPa; c) Pressão de sucção de 10 kPa; d) Todas as curvas sobrepostas

A Figura 6.4 apresenta a comparação entre os resultados numéricos, utilizando o modelo $k-\omega$ SST, e os resultados experimentais do coeficiente de descarga para todas as pressões de sucção e aberturas de válvula utilizadas. Os dados de C_D apresentaram boa

concordância para todos os casos estudados. Assim como para o caso com modelo $k-\varepsilon$, para uma abertura de válvula de $L/d_{is} \cong 0,11$ o C_D é sobreestimado pelo método numérico. O comportamento aproximadamente linear do resultado numérico demonstra que, embora o escoamento nessa geometria seja complexo, para o modelo de turbulência adotado, o C_D está dependente somente da abertura da válvula. A característica linear do coeficiente de descarga a partir de $L/d_{is} \geq 0,11$ é evidenciada em outros trabalhos [Pajkovic e Petrovic, 2008]. Diferentemente dos resultados com o modelo $k-\varepsilon$, os resultados numéricos para a menor abertura de válvula, com o modelo $k-\omega SST$, ficaram acima do limite superior do C_D em relação ao resultado experimental para 6 kPa, Figura 6.4a.

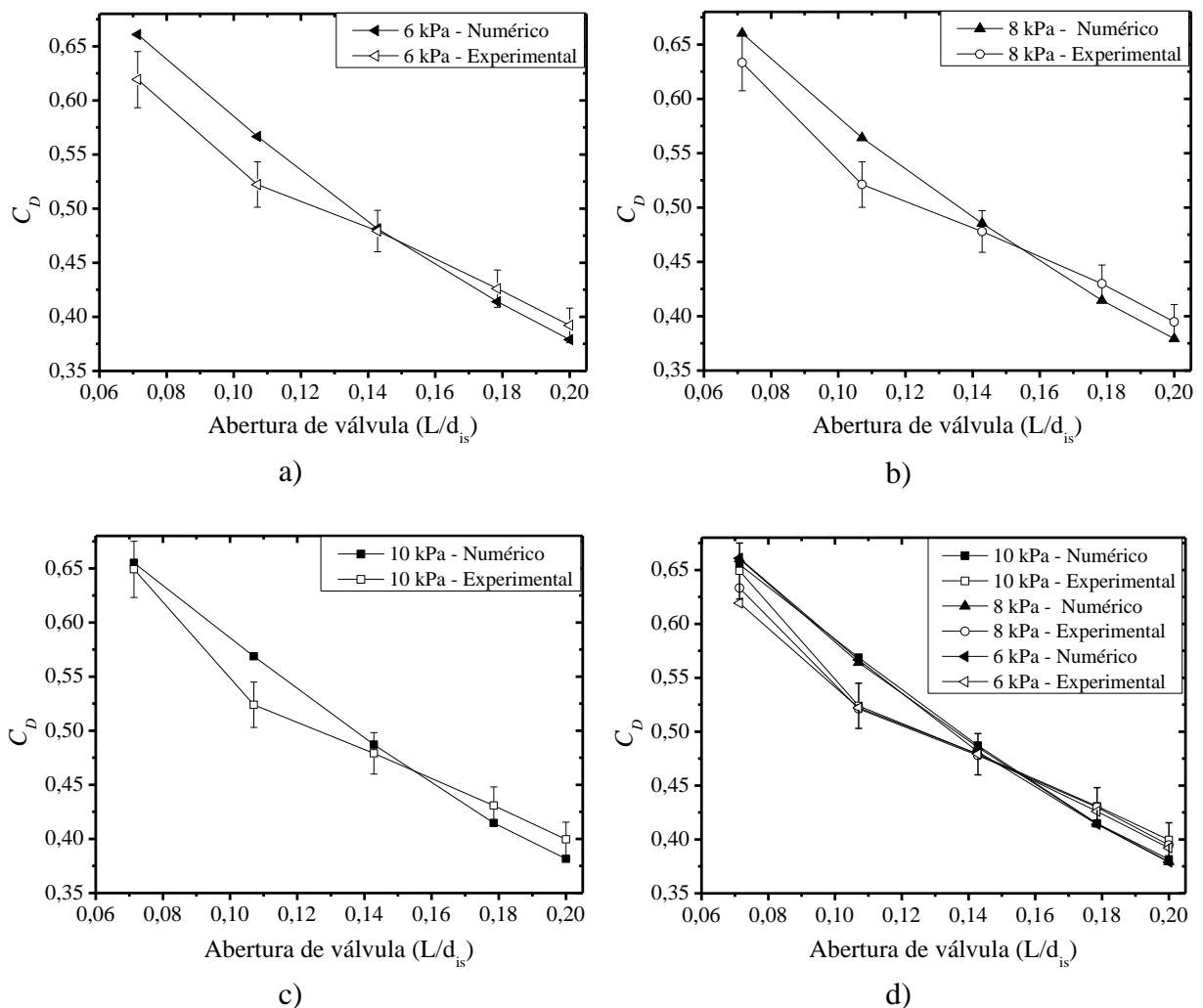


Figura 6.4 – Comparação entre os resultados numéricos com o modelo $k-\omega SST$ e os resultados experimentais: a) Pressão de sucção de 6 kPa; b) Pressão de sucção de 8 kPa; c) Pressão de sucção de 10 kPa; d) Todas as curvas sobrepostas

A simulação do escoamento turbulento em motores de combustão interna é um desafio para os modelos de turbulência existentes, pois há regiões de recirculação, interação do jato com as paredes do cilindro e uma grande variação de velocidade no domínio. Entretanto, ambos os modelos apresentaram bons resultados para o coeficiente de descarga. Por outro lado, quando é calculado o erro percentual relativo aos dados experimentais é possível identificar em quais pontos cada modelo apresentou deficiência. A Figura 6.5a apresenta o desvio dos resultados numéricos em relação aos experimentais, para toda faixa de abertura de válvula com pressão de sucção de 10 kPa. O modelo $k-\varepsilon$, para as aberturas de $L/d_{is} \cong 0,07$ e $L/d_{is} \cong 0,11$, apresentou desvios maiores do que a faixa de incertezas numérica e experimental, o que é esperado devido às deficiências do modelo. Embora os três resultados estejam fora da faixa de erro percentual relativo máximo, seus valores estão próximos da faixa de incerteza experimental. Conforme visto nas Figura 6.3 e Figura 6.4, e ressaltado na Figura 6.5, o maior desvio encontrado em ambos os modelos é obtido para a mesma abertura de válvula, $L/d_{is} \cong 0,11$. Este comportamento é encontrado em outros trabalhos, como o de Dai Zotti *et al.*, 2012, onde os maiores desvios em relação ao resultado experimental foram obtidos para $0,1 < L/d_{is} < 0,125$, tanto para o modelo $k-\omega$ padrão quanto para o *Realizable k- ε* . De acordo com Weclas *et al.*, 1993, para aberturas de válvula intermediárias em um motor com o duto de admissão localizado na linha de centro do cilindro, configuração próxima ao caso estudado, o jato que deixa a válvula tem a tendência de incidir em uma área maior da parede do cilindro. Este fenômeno pode não estar sendo captado corretamente pelos modelos de turbulência adotados. Outra possível fonte de erro para os resultados numéricos é rugosidade superficial especificada, que possui influência na perda de carga em escoamentos turbulentos dependendo da espessura da subcamada viscosa. No entanto, Falcão, 2014, em um estudo numérico transiente de ondas de pressão no coletor de admissão do mesmo motor utilizado no trabalho, realizou a variação da rugosidade superficial para verificar sua influência na perda de carga da fase de admissão. De acordo com o autor, não foi possível detectar mudanças nos resultados para a variação de rugosidade implementada.

Na Figura 6.5b, embora o resultado para $L/d_{is} \cong 0,07$ e modelo $k-\omega$ SST esteja acima da incerteza experimental, a incerteza numérica calculada pelo *GCI* está dentro da faixa de compatibilidade dos resultados. Para a abertura de $L/d_{is} \cong 0,11$, a variação do resultado entre os modelos de turbulência e o experimental permaneceu aproximadamente constante. Já para a maior abertura, todos os resultados numéricos estão dentro da faixa de incerteza experimental. Na Figura 6.5c, o resultado para $L/d_{is} \cong 0,07$ e modelo $k-\omega$ SST teve um desvio

em torno de 6,5 % do resultado experimental enquanto que para o modelo $k-\varepsilon$ o resultado ficou dentro da faixa experimental, o que não era esperado a priori.

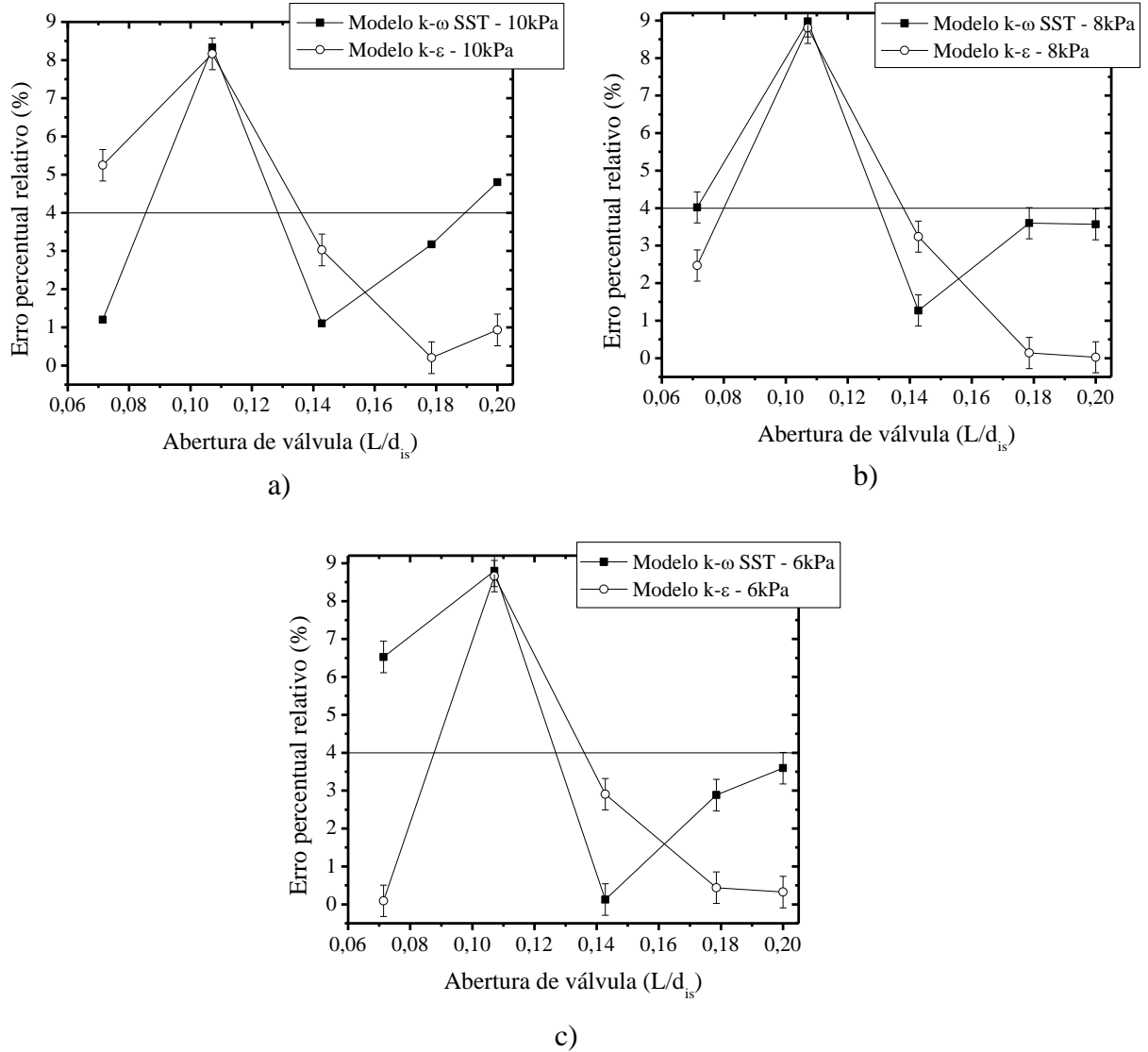


Figura 6.5 – Erro percentual dos resultados numéricos relativo aos resultados experimentais. a) Pressão de sucção de 10 kPa; b) Pressão de sucção de 8 kPa; c) Pressão de sucção de 6 kPa

A Figura 6.6 apresenta a comparação do C_{D_GLOBAL} em função da pressão de sucção adotada para as três metodologias usadas neste trabalho. Os resultados numéricos mostraram-se coerentes com os dados experimentais para toda a faixa de pressão utilizada, portanto quando é necessário obter valores globais, como o coeficiente de descarga, para geometrias e diferenças de pressão semelhantes à adotada neste trabalho, ambos os modelos podem ser empregados. Por outro lado, quando se está interessado no estudo das estruturas do

escoamento no conjunto duto de admissão e cilindro, o modelo $k-\varepsilon$ apresenta deficiências por não captar o comportamento transiente relativo aos desprendimentos de vórtice.

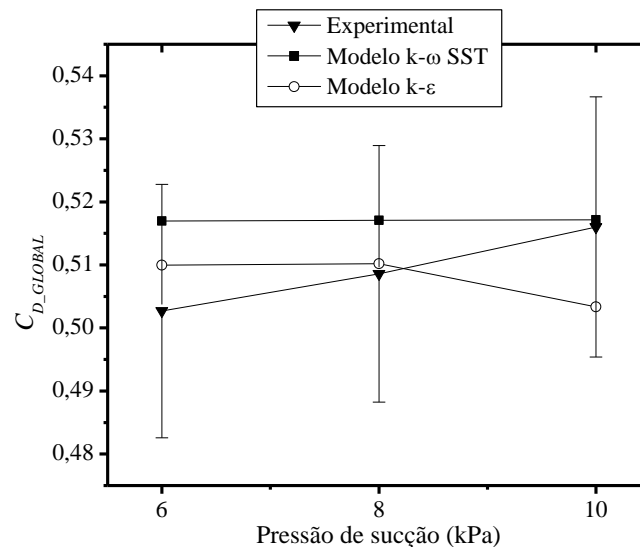


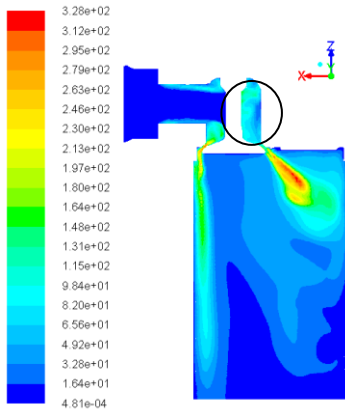
Figura 6.6 – C_{D_GLOBAL} para as três pressões de sucção utilizadas

6.3 Comparação dos campos de energia cinética turbulenta

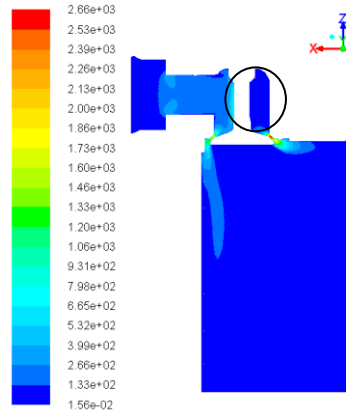
Embora ambos os modelos apresentem resultados globais com boa concordância em relação à metodologia experimental, a configuração do escoamento no domínio apresenta grande variação entre as metodologias de solução da turbulência. A Figura 6.7 apresenta a comparação entre os resultados de energia cinética turbulenta (k) obtidos com o modelo de turbulência $k-\omega$ SST, coluna à esquerda, e modelo $k-\varepsilon$ standard, coluna à direita. O campo foi obtido para um corte paralelo ao cilindro, localizado no centro da válvula. Para os resultados transientes obtidos com o modelo $k-\omega$ SST, os campos foram escolhidos para um instante de tempo onde o campo de energia cinética turbulenta fosse similar à solução encontrada com o modelo $k-\varepsilon$ standard. Na comparação entre todos os casos estudados, é possível visualizar uma considerável diferença no nível de k obtido para cada modelo, ao longo do corte realizado no domínio. Os resultados estão de acordo com o apresentado por Lilek *et al.*, 1991, em que o modelo $k-\varepsilon$ subestimou a energia cinética turbulenta do escoamento para a região de expansão após a válvula, e apresentou seu valor máximo na região de restrição do escoamento. Conforme os resultados experimentais destes autores, obtidos através de laser Doppler, os valores de k são pequenos na região do assento da válvula e tendem a aumentar conforme o jato entra e se espalha no cilindro. Este comportamento é capturado pelo modelo $k-\omega$ SST para todas as aberturas de válvula analisadas. Na região do duto de admissão, onde há a recirculação do escoamento a jusante da válvula, o modelo $k-\varepsilon$ não considera o aumento

de k causado pela região de separação da camada limite, conforme ressaltado nas Figura 6.7a e Figura 6.7b.

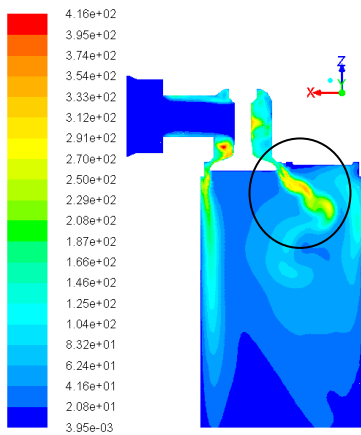
Na comparação entre os modelos para as duas primeiras aberturas de válvula utilizadas, Figura 6.7a, b, c, d, a diferença na predição da região de separação do escoamento faz com que a direção do jato formado após a válvula apresente uma acentuada diferença. Ainda na Figura 6.7c é possível visualizar o comportamento oscilatório do jato que se desprende da válvula por este apresentar um formato ondulado, conforme se distancia da válvula. A partir desta abertura é possível encontrar uma maior semelhança entre os modelos para campos de k , pois o jato muda de direção para aberturas maiores que $L/d_{is} \cong 0,11$, no modelo $k-\varepsilon$. Para a abertura de $L/d_{is} \cong 0,14$, Figura 6.7e e Figura 6.7f, é evidenciada a diferença entre os valores máximos para k , com o modelo $k-\varepsilon$ apresentando resultados em torno de 3,8 vezes menor que o obtido pelo $k-\omega$ SST. Por apresentar valores altos de k no instante analisado, o jato propaga-se no cilindro com um comprimento aproximadamente igual ao curso total da árvore de manivelas. Na Figura 6.7g, abertura de $L/d_{is} = 0,18$, ocorre um substancial aumento da largura do jato em comparação com as figuras analisadas até então. Já o campo de k , apresentado na Figura 6.7h, é marcado pela suave mudança da grandeza ao longo do escoamento. Para a máxima abertura de válvula estudada, com o modelo $k-\omega$ SST, Figura 6.7i, é possível visualizar o jato com desprendimentos de vórtice que se propagam e chocam-se na parede do cilindro, enquanto que na Figura 6.7j, modelo $k-\varepsilon$, o escoamento apresenta aproximadamente o mesmo comportamento da abertura anterior.



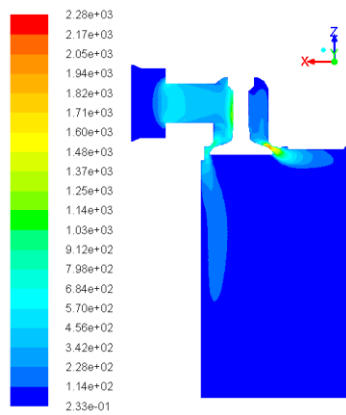
a) $L/d_{is} \cong 0,07$



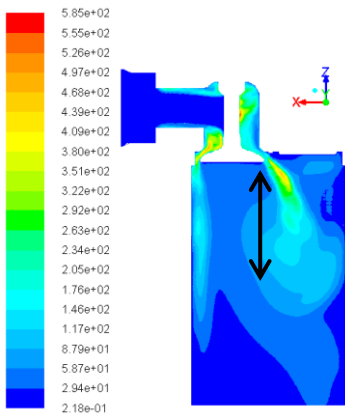
b) $L/d_{is} \cong 0,07$



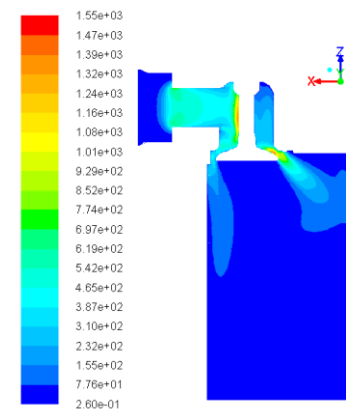
c) $L/d_{is} \cong 0,11$



d) $L/d_{is} \cong 0,11$



e) $L/d_{is} \cong 0,14$



f) $L/d_{is} \cong 0,14$

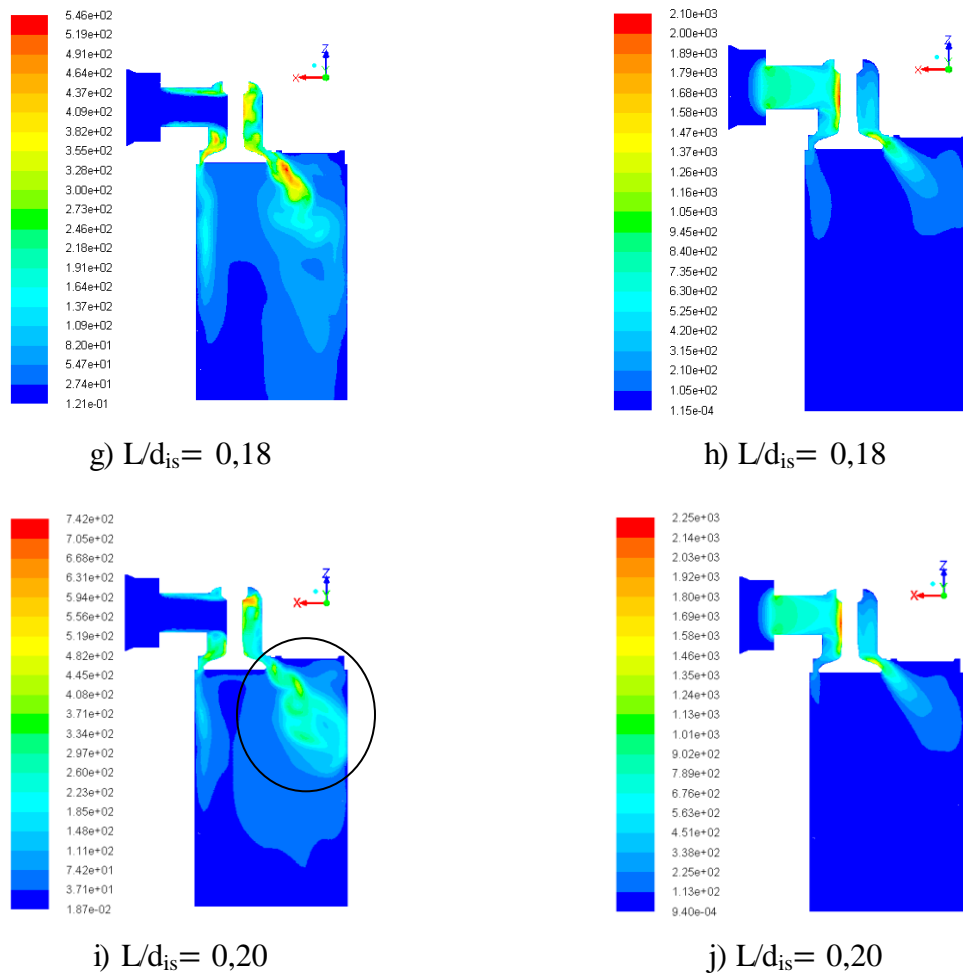


Figura 6.7 – Comparação da energia cinética turbulenta [m^2/s^2] do modelo $k-\omega$ SST, coluna à esquerda, e modelo $k-\epsilon$ standard, coluna à direita

A diferença existente entre os modelos para o campo de energia cinética turbulenta provém do cálculo de geração de k . Para o modelo $k-\epsilon$, a geração de k , devido aos gradientes de velocidade média do escoamento, é calculada a partir do módulo do tensor da taxa de deformação e da viscosidade turbulenta, conforme apresenta a Eq.(3.23). No caso com $L/d_{is} \cong 0,14$ e 10 kPa de pressão de sucção, a solução do modelo para a viscosidade turbulenta é cerca de 5 vezes maior para a região a montante da haste da válvula em relação a sua jusante. A razão corresponde à diferença de k entre as duas regiões próximas da haste, pois os gradientes de velocidade apresentam pouca variação. Esta característica faz com que haja uma maior produção de k a montante da haste da válvula. Com o modelo de turbulência $k-\omega$ SST a solução é inversa, para a região da haste da válvula, a energia cinética turbulenta é menor para região de entrada do duto e maior na região de recirculação após a haste. Este modelo calcula a produção de k através de uma relação entre o mínimo de duas equações, sendo que uma delas corresponde à equação utilizada no modelo $k-\epsilon$, como pode ser visto na Eq. (3.27). Ao

realizar um estudo de ordem de grandeza para o mesmo caso analisado para o modelo $k-\varepsilon$ na região a jusante da haste, G_k é menor em uma ordem de magnitude, portanto o modelo $k-\omega$ SST está utilizando a mesma equação do modelo $k-\varepsilon$ para calcular a energia cinética turbulenta. A diferença nos resultados se deve principalmente à forma com que a viscosidade turbulenta é computada por cada modelo.

Os valores máximos de energia cinética turbulenta são aproximadamente constantes para todas as aberturas de válvula quando o modelo de turbulência $k-\varepsilon$ é utilizado. Conforme a válvula de admissão abre, a velocidade do escoamento passa a aumentar e conseqüentemente suas flutuações passam a serem maiores, e assim é esperado que k aumente com a abertura de válvula. Este comportamento é encontrado no modelo $k-\omega$ SST para os instantes de tempo tomados para a comparação dos resultados. Portanto, embora os dois modelos apresentem resultados de vazão que estão de acordo com o obtido no experimento, há uma significativa diferença do escoamento no interior do domínio, com o modelo $k-\omega$ SST possuindo uma maior concordância com a física do problema, pois apresenta um comportamento transiente e qualitativamente coerente com os campos de energia cinética turbulenta apresentados por Lilek *et al.*, 1991.

6.4 Investigação do impacto do tratamento de parede na solução

Para ambos os modelos de turbulência adotados, não foi possível obter resultados semelhantes ao experimental quanto a tendência do escoamento depender de Re para a menor abertura de válvula adotada. Este fato pode estar associado ao tratamento da parede adotado para calcular a camada limite, sendo que para o modelo $k-\varepsilon$ foi utilizado o tratamento de Alto Número de Reynolds, descrito na seção 3.7, e para o modelo $k-\omega$ SST o tratamento híbrido, seção 3.8. Embora o tratamento híbrido possa resolver a camada limite até a parede, para o valor de y^+ utilizado na região da válvula, a camada limite está sendo resolvida com Alto Número de Reynolds. Assim, para avaliar se o modelo $k-\omega$ SST capta a tendência de o escoamento depender de Re , uma nova malha computacional foi gerada com 15 camadas prismáticas junto à parede conforme sugerido em Fluent, 2011. Nesta nova malha o número de células dentro do domínio foi deixado conforme o estudo de independência de malha previamente realizado, sendo que somente a camada próxima à parede foi refinada para garantir valores de $y^+ \sim 1$. O número total de volumes passou de aproximadamente 1,5 milhões para 2 milhões. A Figura 6.8 apresenta os valores de y^+ na região da válvula para a nova malha adotada.

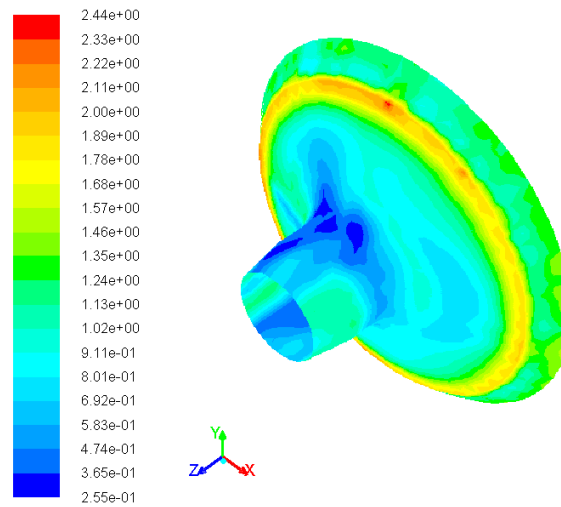


Figura 6.8 – y^+ na região da válvula para o tratamento de parede de Baixo Reynolds

A Figura 6.9 apresenta o resultado do teste realizado para avaliar a sensibilidade da metodologia numérica na tentativa de obter um escoamento dependente de Re . O caso estudado possui abertura de válvula $L/d_{is} \cong 0,07$, sendo que baixos valores de y^+ foram utilizados para forçar a solução com tratamento de parede de Baixo Reynolds. Conforme a Figura 6.9, para a solução obtida anteriormente, em que o y^+ na região da válvula resulta no tratamento de parede de Alto Reynolds, o comportamento da solução possui tendência contrária ao obtido nos resultados experimentais. Ao comparar com a solução da nova malha, nota-se a dependência do resultado do C_D em função do tratamento de parede utilizado. Para a solução em Baixo Reynolds, embora haja uma pequena variação do C_D em função da pressão de sucção, que possui a mesma tendência dos dados experimentais, os resultados apresentaram uma mudança que está dentro da incerteza da malha, conforme calculado pelo GCI . Portanto, para os casos estudados, não há dependência da eficiência do duto com a diferença de pressão imposta para gerar o escoamento.

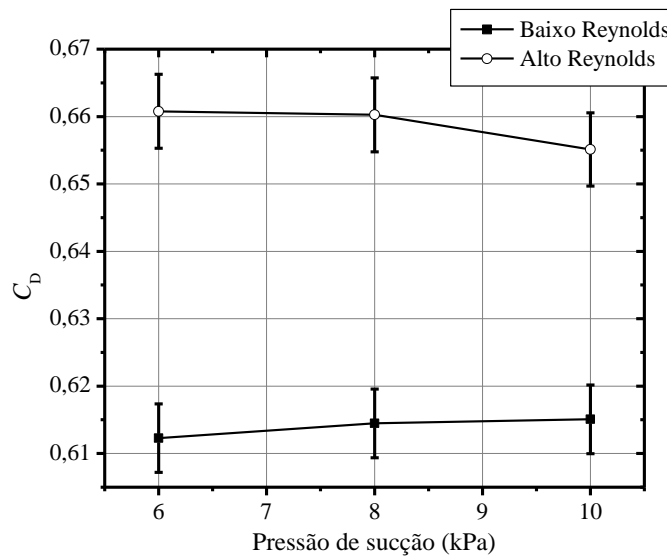


Figura 6.9 – Comparação do resultado do C_D para $L/d_{is} \cong 0,07$ utilizando diferentes tratamentos de parede

6.5 Análise de frequência

A verificação da frequência de oscilação da vazão mássica no problema estudado aumenta a compreensão dos fenômenos associados ao escoamento. A análise de frequência é realizada para o resultado de vazão mássica que atravessa a fronteira de saída do domínio computacional para todos os casos estudados. Como exemplo da oscilação em questão, a Figura 6.10 apresenta a vazão mássica obtida para o caso com $L/d_{is} = 0,18$ e 10 kPa de pressão de sucção, utilizando o modelo de turbulência $k-\omega$ SST. Conforme mencionado anteriormente, a influência da condição inicial foi eliminada com a desconsideração dos primeiros 0,005 s simulados, portanto o tempo utilizado na Figura 6.10 é após este período. O sinal negativo para a vazão é convencionalmente utilizado quando massa está saindo do domínio. Embora não haja uma repetitividade da oscilação em questão, ou seja, trata-se de um fenômeno aleatório, é possível observar através dos picos a predominância de uma frequência aproximadamente constante. O resultado em frequência foi obtido através da Transformada Rápida de Fourier (*FFT*).

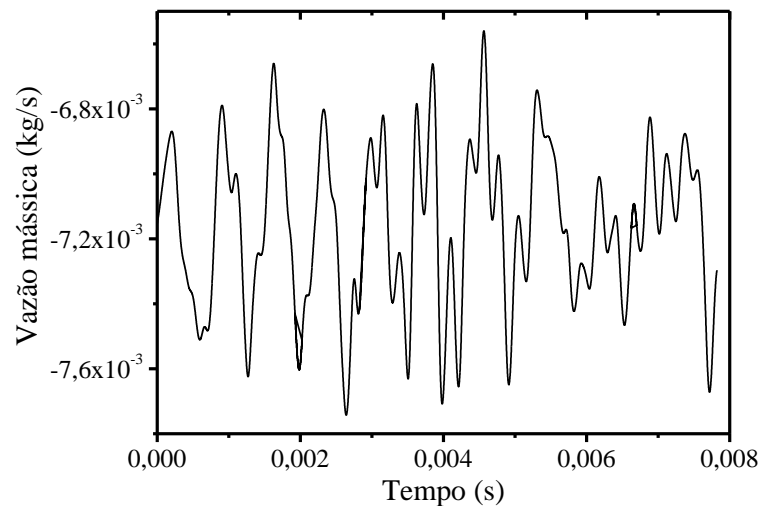


Figura 6.10 – Oscilação da vazão mássica para $L/d_{is} = 0,18$ e 10 kPa

Primeiramente, conforme a Figura 6.11, foram analisados os resultados para $L/d_{is} \cong 0,07$ em função da diferença de pressão imposta. Os resultados abaixo de 250 Hz são desconsiderados, pois representam o tempo físico total simulado de aproximadamente 0,008 s. É possível observar na Figura 6.11 que o pico de oscilação da vazão ocorre entre 1250 e 1500 Hz conforme a pressão de sucção utilizada, aumentando na razão em que a velocidade do escoamento aumenta. Este fato pode estar atrelado ao número de Strouhal que relaciona a frequência de emissão de vórtice com um comprimento característico e a velocidade do escoamento. Para uma geometria simples como um cilindro, a frequência de desprendimento de vórtice está diretamente relacionada com a velocidade do escoamento, e o número de Strouhal permanece constante e igual a 0,21 para uma grande faixa de altos números de Reynolds [Schlichting, 1968]. Assim, quando a velocidade do escoamento aumenta a frequência deve aumentar para manter a razão constante. Além disso, a amplitude da oscilação aumenta conforme é adotada uma maior diferença de pressão.

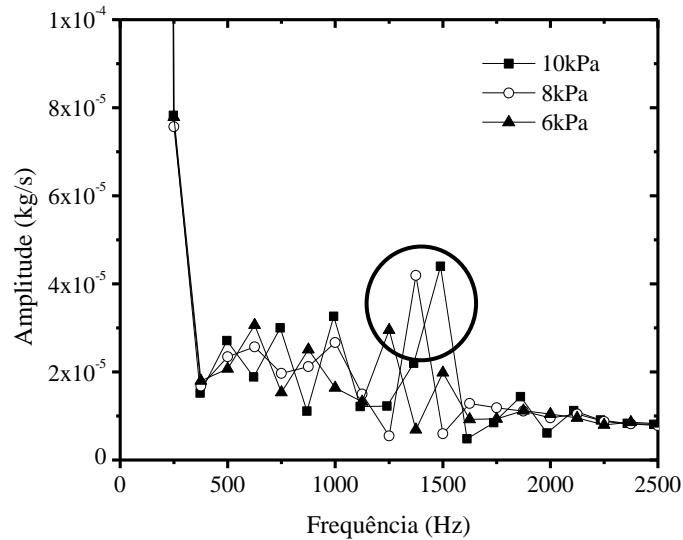


Figura 6.11 – Frequência de oscilação para $L/d_{is} \cong 0,07$

Para o caso com $L/d_{is} \cong 0,11$ a oscilação não apresenta o mesmo comportamento em relação ao apresentado anteriormente. Para a pressão de sucção de 6 kPa não há uma frequência que apresente um pico de oscilação, mas sim uma região entre 1250 e 1500 Hz em que a maior amplitude predomina. O mesmo ocorre para o caso com 10 kPa, com a amplitude persistindo até frequências superiores a 1500 Hz. Como as maiores amplitudes de oscilação estão distribuídas ao longo de uma faixa de frequência, o pico é menor que o apresentado para o caso com 8 kPa em que o valor máximo é bem definido e próximo a 1380 Hz.

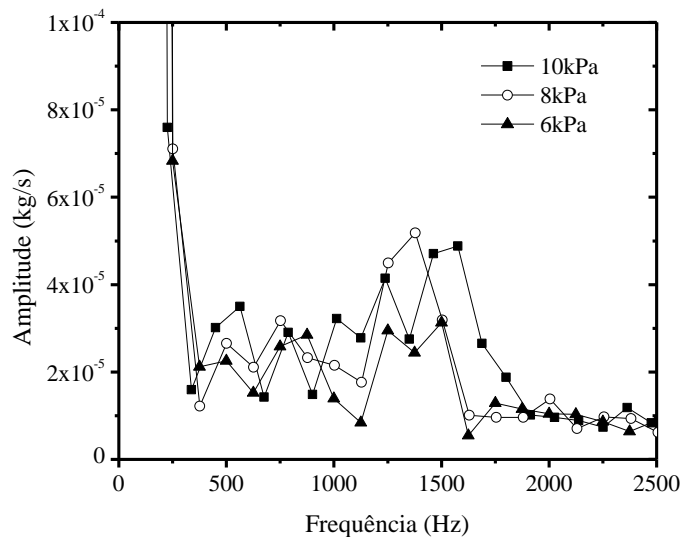


Figura 6.12 - Frequência de oscilação para $L/d_{is} \cong 0,11$

Para a abertura de válvula de $L/d_{is} \cong 0,14$, semelhante fenômeno ocorre conforme aumenta a diferença de pressão imposta para gerar o escoamento. De acordo com a Figura

6.13, para a pressão de 8 kPa há um pico bem definido para a oscilação da vazão no domínio, enquanto que para a pressão de 10 kPa possui a menor amplitude de oscilação. Este comportamento pode estar relacionado ao aumento da velocidade do escoamento e à dificuldade do modelo de turbulência em prever corretamente a física do problema.

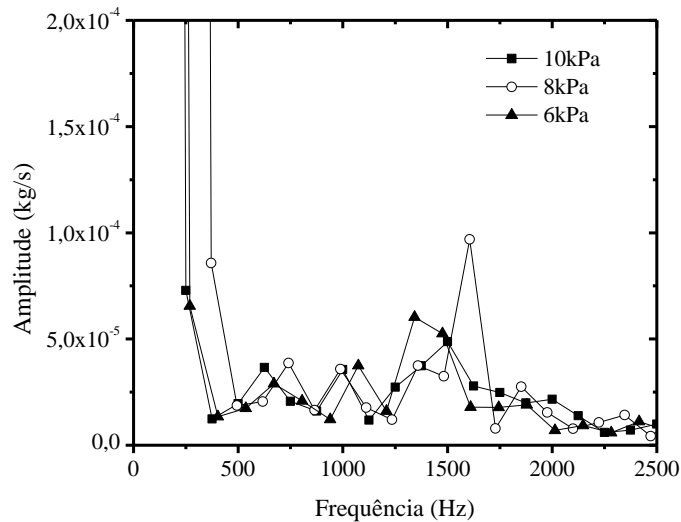


Figura 6.13 - Frequência de oscilação para $L/d_{is} \cong 0,14$

Já nos resultados para a abertura $L/d_{is} = 0,18$, presente na Figura 6.14, os resultados para 8 kPa apresentam a menor amplitude, porém em uma maior faixa de frequência. O pico de frequência para a máxima pressão de sucção ocorre em 1284 Hz, enquanto que para a menor pressão a máxima amplitude de oscilação está em 1604 Hz, o que não é esperado. Espera-se que a frequência de oscilação aumente devido ao aumento da velocidade.

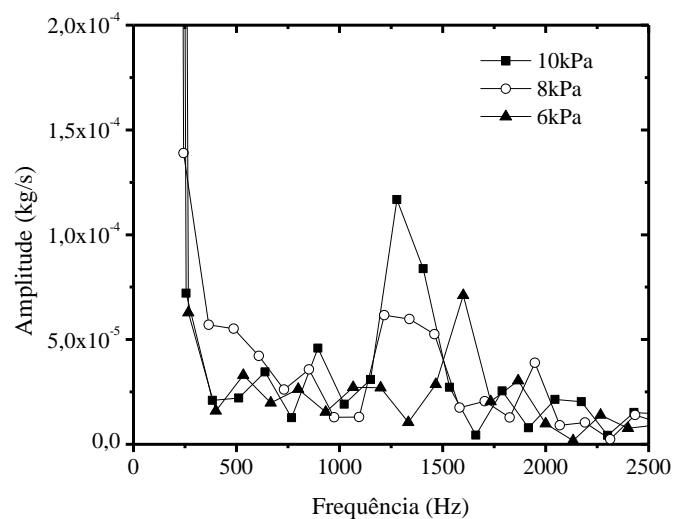


Figura 6.14 - Frequência de oscilação para $L/d_{is} = 0,18$

A máxima abertura de válvula, Figura 6.15, é caso com a maior amplitude de oscilação dentre as aberturas estudadas. Neste caso, a variação da massa no domínio ocorre com frequências entre 1190 e 1430 Hz. Assim como para a maioria das aberturas analisadas, a pressão de sucção de 8 kPa foi o caso que apresentou um pico de amplitude melhor definido que as outras pressões. Este comportamento, assim como o aumento da frequência de oscilação com a diminuição da pressão de sucção, trata-se da instabilidade hidrodinâmica oriunda dos desprendimentos de vórtices que ocorrem no duto de admissão.

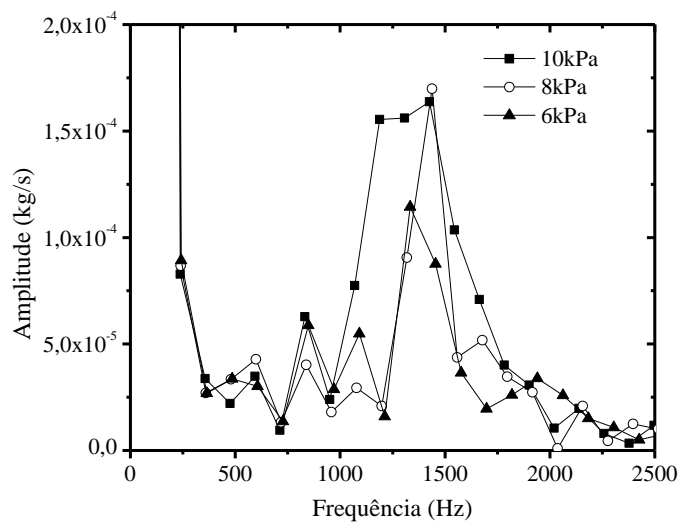


Figura 6.15 – Frequência de oscilação para $L/d_{is} = 0,20$

Na tentativa de validar a frequência de oscilação do escoamento, os resultados experimentais obtidos pelo presente grupo de pesquisas, na análise de outros fenômenos referentes ao funcionamento do motor, podem servir como base para a comparação. A Figura 6.16a apresenta o resultado experimental da frequência de oscilação da pressão no duto de admissão do motor Honda GX35, operando somente com a válvula de admissão em movimento e uma pressão de sucção média de 11,3 kPa [Falcão *et al.*, 2015]. Um sensor de pressão estática foi colocado no coletor de admissão a aproximadamente 130 mm da válvula para medir a evolução transiente da pressão ao longo da abertura da válvula, e o fenômeno de ressonância após o fechamento, como pode ser visto na figura. Na região da curva entre 45° e 90°, ocorrem oscilações de pressão devido a desprendimentos de vórtice no duto de admissão. O comportamento elíptico da pressão faz com que as perturbações se propaguem a montante e sejam medidas pelo sensor. A Figura 6.16b revela o resultado da *FFT* para o intervalo entre 45° e 90° da oscilação de pressão. A frequência medida de maior amplitude corresponde a 1290 Hz, e está localizada na região de máxima abertura de válvula. Ao realizar a média dos

picos de frequência obtidos para as duas maiores aberturas de válvula através de simulações numéricas neste trabalho, para a pressão de sucção de 10 kPa, chega-se ao resultado de 1294 Hz, o que corresponde a 0,3 % de diferença em relação ao resultado experimental. Portanto, as frequências de oscilação obtidas no presente trabalho, através do modelo de turbulência baseado na metodologia *RANS*, têm um significado físico real.

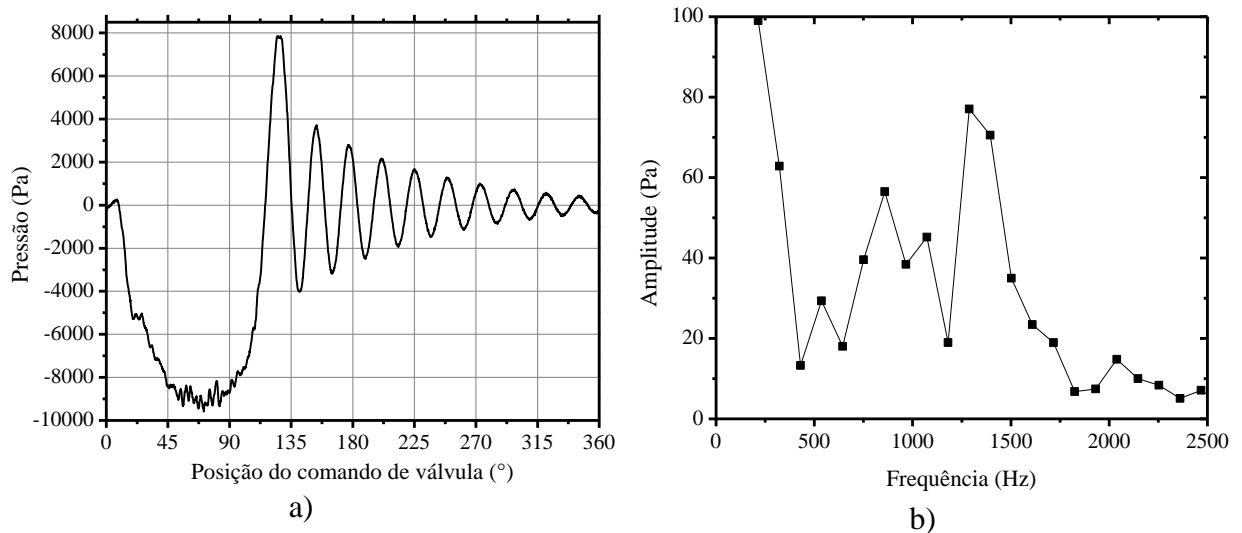


Figura 6.16 – a)Resultado experimental da oscilação da pressão no coletor de admissão; *FFT* para a oscilação entre 45° e 90°. [Fonte: Falcão *et al.*, 2015]

6.6 Análise do escoamento obtido com modelo de turbulência *k- ω SST*

A Figura 6.17 apresenta o resultado da oscilação ao longo do tempo da vorticidade média em um plano perpendicular ao eixo do cilindro, corte B-B mostrado na figura, para o caso com $L/d_{is}=0,2$, pressão de sucção de 10kPa e modelo de turbulência *k- ω SST*. Como pode ser visto, há uma grande variação da vorticidade média no plano, não só no sentido preferencial de rotação do escoamento, mas há também a inversão do sentido de giro. Para identificar o fenômeno causador da mudança da direção principal do escoamento, ou seja, a variação entre valores positivos e negativos para a vorticidade, a análise do escoamento foi realizada para os primeiros 3 ms. As linhas verticais na Figura 6.17 representam os pontos em que as linhas de corrente foram analisadas em um corte no duto de admissão e cilindro, que será mostrado na Figura 6.18. Para uma maior compreensão da análise que será realizada a seguir, as Figura 6.17 e Figura 6.18 devem ser consultadas simultaneamente.

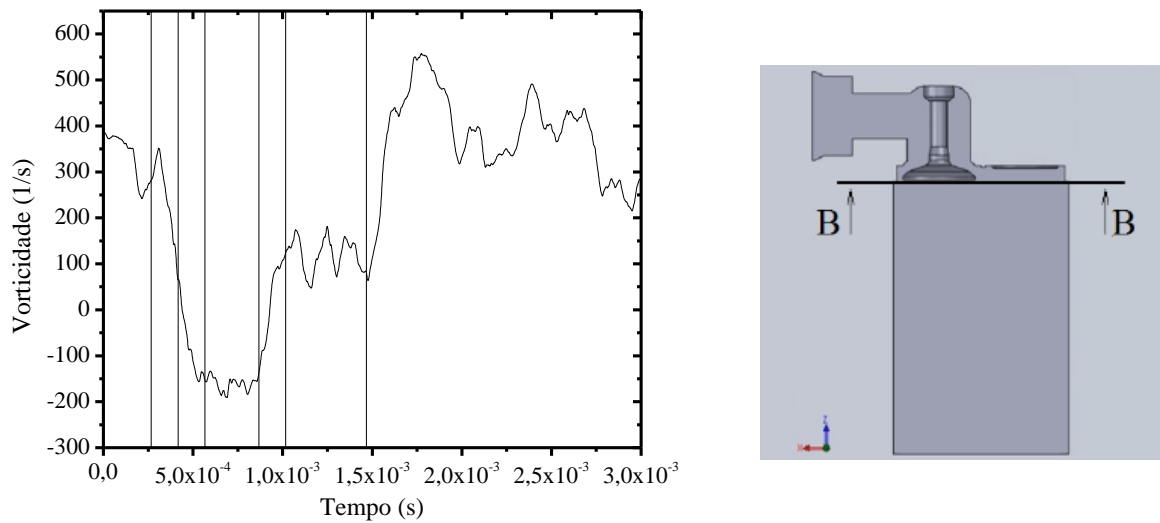


Figura 6.17 – Oscilação da vorticidade na seção B-B

O escoamento aumenta ou diminui a vorticidade no cilindro de acordo com o que acontece ainda no duto de admissão. O fluido, ao entrar no duto de admissão, encontra a haste da válvula perpendicular à sua direção principal. Esta configuração faz com que um par de vórtices se forme atrás da haste, a jusante, e que o fluido adote o mesmo comportamento de um escoamento em torno de um cilindro. A Figura 6.18 apresenta as linhas de corrente para o corte B-B no cilindro para o mesmo caso apresentado na Figura 6.17. Para compreender a causa da variação da vorticidade neste corte, também são apresentadas as linhas de corrente para outro plano que secciona o duto de admissão em sua linha de centro. Nos primeiros instantes da simulação, a vorticidade na seção B-B é positiva. Neste momento é possível notar na Figura 6.18 –que os vórtices formados atrás da haste válvula possuem aproximadamente o mesmo tamanho, porém o que está rotacionando em sentido anti-horário já apresenta uma pequena deformação, devida a um aumento da velocidade na região de descolamento. Este comportamento dá indício de que o vórtice está entrando em colapso e logo se desprenderá da região de baixa pressão. No próximo instante de tempo analisado, quando a vorticidade média do plano está diminuindo, para posteriormente mudar o sentido principal de rotação e possuir valores negativos, é possível visualizar na Figura 6.18 –b que a recirculação na lateral superior do duto, causada pela mudança da geometria (10mm de diâmetro do duto de entrada e 14mm do duto axial ao cilindro), aumenta consideravelmente de tamanho, e possui sentido de giro horário, o que corresponde à vorticidade negativa. Conforme a Figura 6.18 –c, este vórtice entra no cilindro em uma região em que o escoamento está em movimento anti-horário, portanto passa a haver uma desaceleração do movimento rotacional até que o

movimento com maior energia prevaleça. A extinção do vórtice de sentido horário irá ocorrer no tempo de $8,67 \times 10^{-4}$ s, mostrado na Figura 6.18d. Ainda na Figura 6.18 –c, quando a vorticidade atinge seu valor máximo negativo, o vórtice da lateral do duto diminui de tamanho, por ter se deslocado da região de baixa pressão e entrado no cilindro. Por outro lado, o vórtice atrás da haste da válvula, que rotaciona em sentido de vorticidade positiva, passa a aumentar sua energia cinética até o próximo instante analisado, apresentado na Figura 6.18d. Neste momento, o par de vórtices se desprendem da região e entram no cilindro com sentido de giro contrário. No instante $1,017 \times 10^{-3}$, Figura 6.18e, a vorticidade média do plano permanece aproximadamente constante, assim como as linhas de corrente permanecem aproximadamente simétricas no duto de admissão. No entanto, em $1,47 \times 10^{-3}$ s, Figura 6.18f, o vórtice de uma das laterais do duto aumenta sua velocidade de rotação no sentido anti-horário. Neste instante, a vorticidade ainda está próxima a 100, mas logo irá atingir valores maiores, o que sugere que o grande vórtice irá se desprender da zona de baixa pressão e será o causador da diminuição da vorticidade negativa no cilindro. Portanto, existem dois movimentos rotacionais bem definidos do fluido, no plano B-B, que tendem a manter valores positivos para a vorticidade devido à assimetria da geometria. No entanto, os fenômenos de despreendimento de vórtice no duto de admissão possuem grande influência no comportamento do escoamento no interior do cilindro. Ao invés destes fenômenos adicionarem movimento rotacional nas estruturas já existentes, estes entram no cilindro com movimento contrário ao movimento predominante na região e assim retiram energia do escoamento principal. Este comportamento do escoamento faz com que baixos valores de *swirl* estejam presentes na fase de compressão do motor.

Mesmo para o caso estudado, onde as condições de contorno estão fixas, há uma variação do movimento do fluido no cilindro ao longo do tempo. Quando a ideia do comportamento transiente do escoamento apresentado é aplicada ao funcionamento de um motor real, o movimento da massa de ar apresentará variações ainda maiores de um ciclo para o outro ocasionado pela mudança da condição inicial de cada ciclo de admissão. Portanto, o comportamento instável do escoamento faz com que a variação cíclica deste motor seja acentuada, pois para ciclos sucessivos haverão movimentos diferentes do escoamento que originarão um comportamento diferente na combustão.

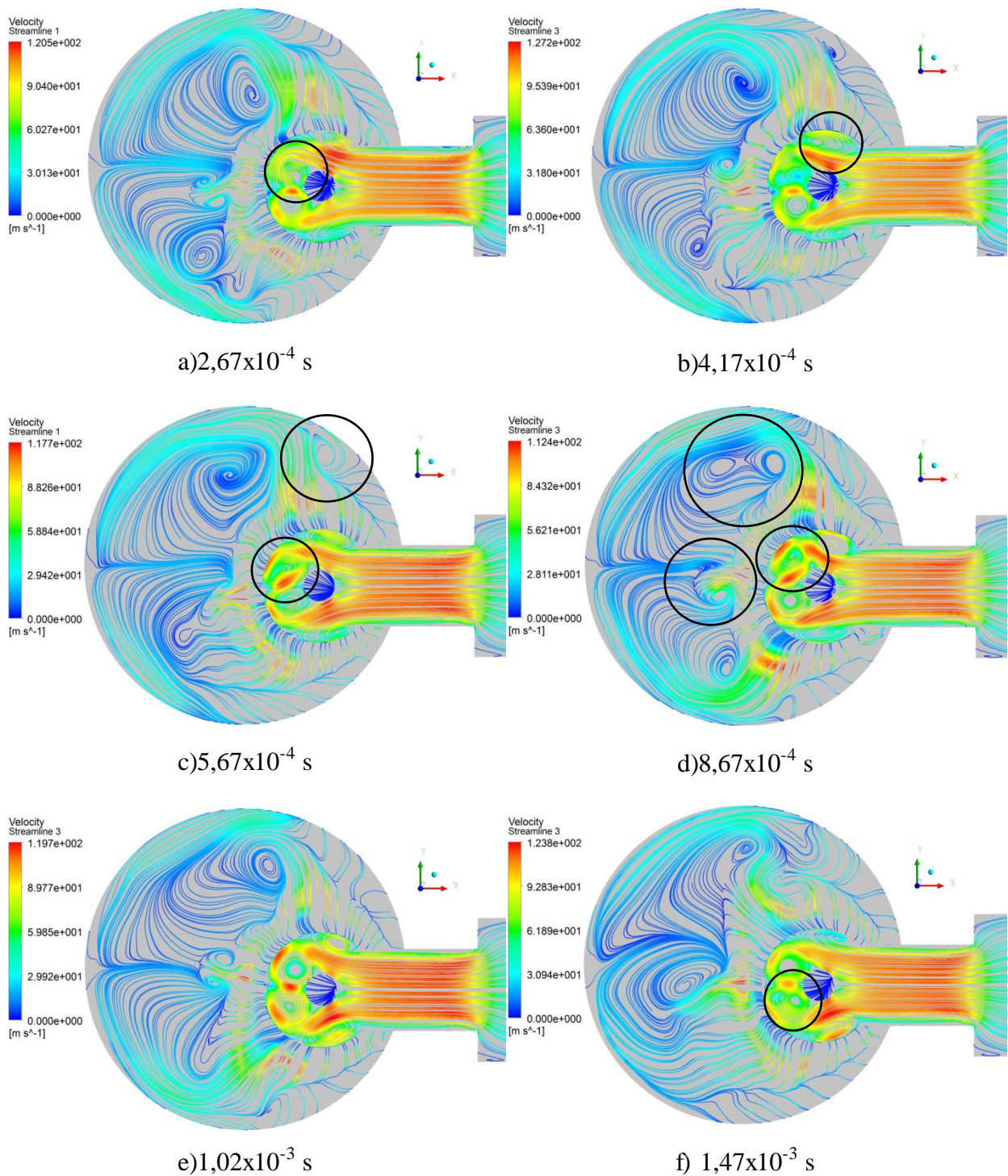


Figura 6.18 – Linhas de corrente para o caso com $L/d_{is}=0,2$ e 10 kPa de pressão de sucção

6.7 Distribuição da velocidade em torno da válvula

Como pôde ser visto no subcapítulo 6.6, o comportamento do escoamento no cilindro está intimamente ligado aos fenômenos ocorridos no duto de admissão. Através da análise da distribuição de velocidade em torno da válvula é possível estimar o movimento preferencial do escoamento no interior do cilindro. A Figura 6.19 apresenta o resultado da velocidade na

periferia da válvula para uma abertura de $L/d_{is} = 0,2$, pressão de sucção de 10 kPa e modelo de turbulência $k-\omega$ SST. Os pontos numerados no gráfico correspondem a uma média de 20 amostras ao longo de cada uma das linhas apontadas na figura. Embora o duto de admissão esteja aproximadamente na linha de simetria do cilindro, com um desvio de 2,5 mm em direção à Linha 4, a distribuição da velocidade média apresenta uma assimetria em relação à linha de 0 e 180°. A diferença de velocidade entre a Linha 3 e 4 é de aproximadamente 13 m/s, o que revela a tendência do escoamento girar no sentido anti-horário. Para as Linhas 1 e 2 esta diferença é maior. A proximidade da válvula com a parede do cilindro na região da Linha 2, e o desenho da entrada do duto de admissão formando 90° com a região da abertura da válvula, como pode ser visto na Figura 6.7, gera uma restrição ao escoamento e uma região de recirculação que diminuem a velocidade no ponto. Ao analisar a distribuição de velocidade entre as linhas adotadas, o motor deve possuir a tendência de apresentar maiores valores de *tumble* do que de *swirl*.

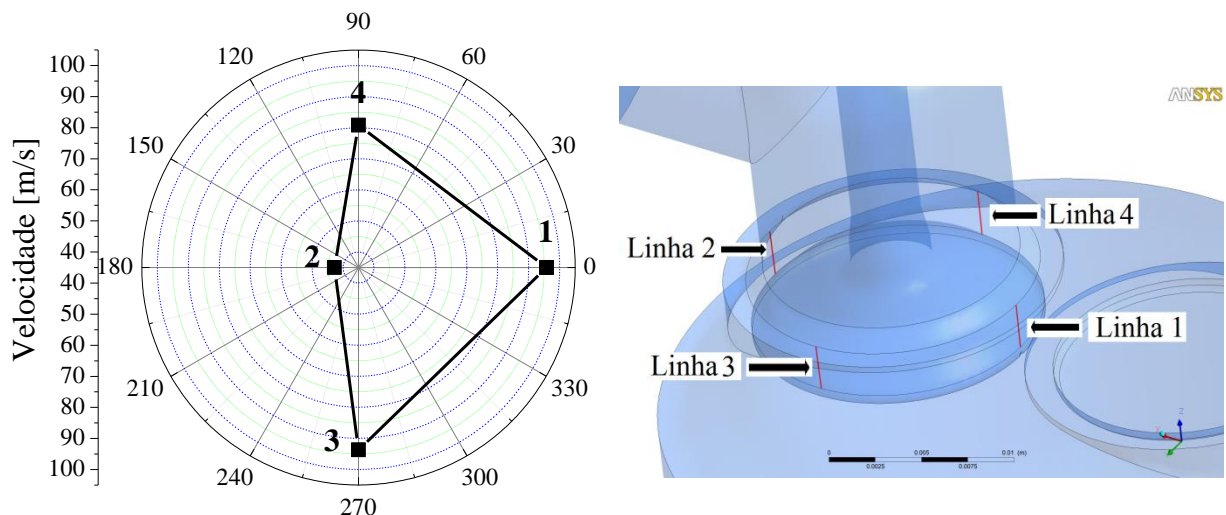


Figura 6.19 - Distribuição de velocidade no perímetro da válvula

A Figura 6.20 apresenta os 20 perfis de velocidade resultante ao longo das linhas apresentadas na Figura 6.19, onde as médias foram realizadas. A direção Z corresponde ao eixo axial ao cilindro e seus valores representam a coordenada da malha e não o valor da abertura da válvula. O comportamento transiente torna-se evidente através desta análise, bem como a variação tanto de uma linha para outra quanto para os perfis obtidos na mesma linha. Na Figura 6.20a é possível visualizar dois comportamentos distintos do escoamento, em que o perfil é típico de um escoamento turbulento, com velocidade aproximadamente constante ao longo da direção Z, mas com alguma variação em sua magnitude. O outro comportamento

corresponde a um pico de velocidade aproximadamente em 0,0022 m da direção Z, que ocorre quando há um descolamento da camada limite na região superior do assento da válvula. A Figura 6.20b apresenta o resultado para a região de menor velocidade da periferia da válvula. Esta região é marcada por uma grande instabilidade do perfil de velocidade ao longo da direção Z, onde muitas amostras possuem seu valor máximo próximo à ponta inferior do assento da válvula. Pajkovic and Petrovic, 2008, apresentam em seus resultados experimentais um comportamento semelhante ao encontrado neste trabalho, para o perfil de velocidade do jato de saída da válvula. Os autores afirmam que não foi possível encontrar na literatura consultada tal comportamento, e que este ele necessita de uma explicação. A variação da velocidade nessa linha de monitoramento ocorre devido ao desprendimento de vórtice na região do duto de admissão, em que há um ângulo reto entre a entrada do escoamento no domínio e a local onde a válvula está inserida. Como a válvula de admissão está deslocada do centro do cilindro, e a Linha 2 capta a velocidade da área de passagem mais próxima da parede, outro fator que influencia tal comportamento é a interação da região superior do jato com a parede lateral da câmara de combustão. A Linha 3, Figura 6.20c, apresenta um comportamento mais ordenado do perfil de velocidade. Embora haja uma variação da amplitude do jato, todas as amostras possuem aproximadamente a mesma tendência. Já na Linha 4, apresentada na Figura 6.20d, é possível observar o descolamento da camada limite na região superior do perfil de velocidade, para todas as amostras obtidas independente da amplitude de velocidade. O comportamento do perfil de velocidade na região mais afastada da parede é semelhante ao encontrado na Linha 2, em que o pico de velocidade não está no centro da área de passagem. O fluido, ao entrar na região vertical do duto, encontra o cálice da válvula com certa inclinação em relação à parede, que aumenta a pressão na região e acelera o fluido para o interior do cilindro. O centro do jato não é afetado pelo aumento de pressão da parede e, por isso, não sofre aceleração.

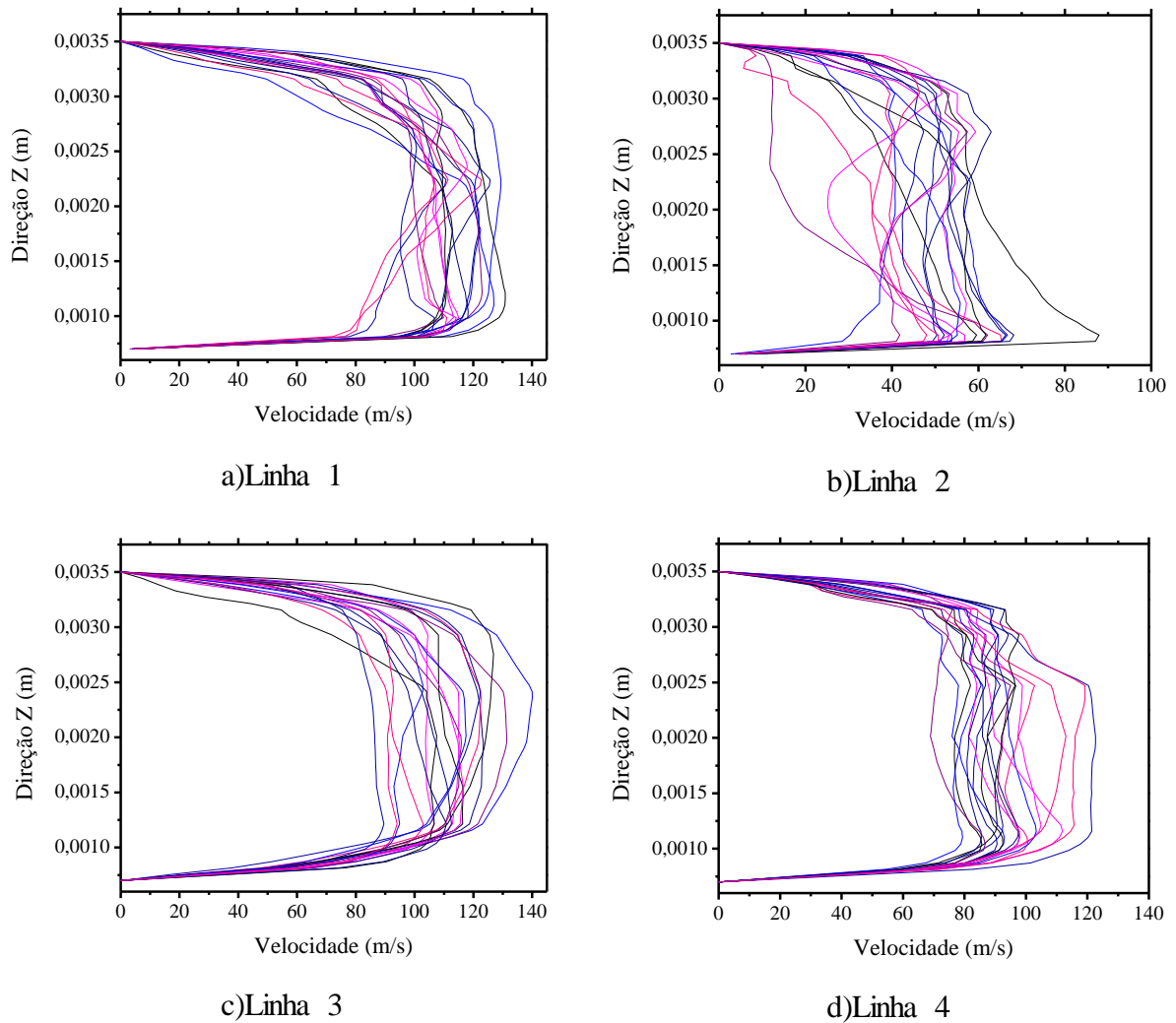


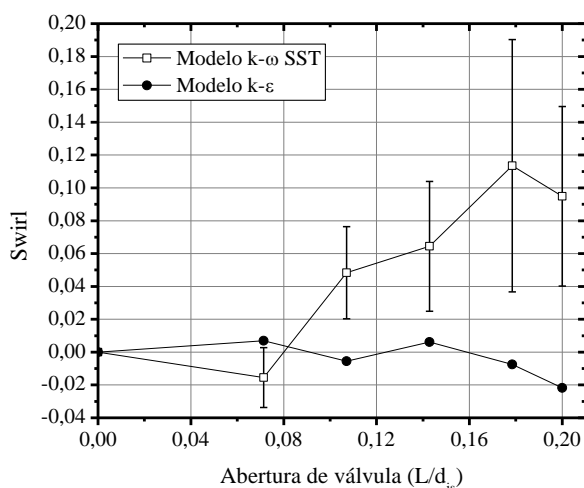
Figura 6.20 – Perfil de velocidade em torno da válvula

6.8 Swirl e tumble

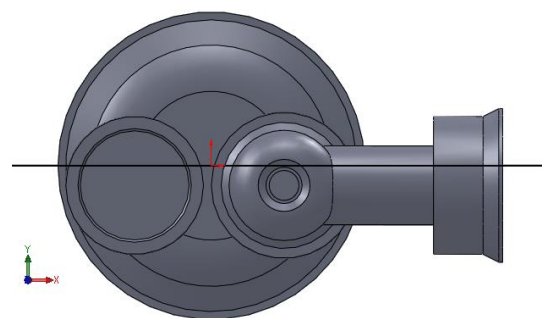
O nível de turbulência no interior do cilindro durante a fase de combustão dita a velocidade com que o processo irá ocorrer. O *swirl* e o *tumble* são movimentos ordenados gerados pelo sistema de admissão para armazenar energia cinética até o início da chama. A grande maioria de motores ciclo Diesel é desenvolvida para gerar altos valores de *swirl*, enquanto que em motores ciclo Otto o *tumble* é comumente utilizado. Conforme o estudo apresentado para a distribuição de velocidade em torno da válvula, para o motor utilizado no presente trabalho, espera-se que sejam gerados baixos valores de *swirl* e *tumble* em relação ao eixo x e altos valores de *tumble* em relação ao eixo y, devido a diferença de velocidade entre os pontos 1 e 2 da Figura 6.19.

Para calcular o valor de *swirl*, conforme Eq.(2.6), foi realizado um corte B-B, mostrado na Figura 6.17, e a média aritmética calculada a partir da vorticidade média

ponderada na área, para cada passo de tempo, foi obtida como sendo o valor da rotação do fluido. A Figura 6.21a apresenta os resultados de *swirl* para os dois modelos de turbulência adotados, todas as aberturas de válvula utilizadas e pressão de sucção de 10 kPa. O sinal do resultado representa, por convenção, a direção de rotação principal do fluido. Para a menor abertura com o modelo *k- ω SST*, o escoamento apresentou rotação em sentido contrário às aberturas maiores, porém o desvio padrão da amostra, denotado pelas barras na figura, é alto em comparação ao resultado. Em alguns instantes o *swirl* para a abertura de $L/d_{is} \cong 0,11$ chega a ser nulo ou mudar de direção, o que ressalta a oscilação presente no escoamento. Conforme a válvula abre, o escoamento passa a ter um sentido preferencial de giro, porém o desvio padrão passa a ser maior. Para o modelo *k- ϵ* , os resultados para as três primeiras aberturas oscilam em torno de zero e posteriormente tendem a valores negativos, o que contradiz os resultados com o modelo *k- ω SST*. Na literatura consultada, não foram encontrados resultados de *swirl* para uma geometria semelhante, o que dificulta a validação de um modelo. De acordo com Heywood, 1988, o *swirl* para um duto de admissão em formato helicoidal pode atingir valores de 0,6 para as máximas aberturas de válvula. Contudo, o duto de admissão do motor está deslocado 2,5 mm no sentido de negativo de *y*, Figura 6.21b, portanto deve haver um sentido preferencial de rotação do fluido ainda nas primeiras aberturas de válvula. Como o duto estudado não possui um formato que propicie ao fluido um grande movimento rotacional ao entrar no cilindro, e a válvula de admissão está localizada aproximadamente no centro, o motor Honda GX35 possui baixos valores de *swirl*.



a)



b)

Figura 6.21 – a) Resultado obtido para o *swirl* para 10 kPa de pressão de sucção; b) Vista superior do domínio com a linha central do cilindro em preto

A comparação dos resultados de *swirl* com modelo *k- ω SST* deste trabalho com os resultados obtidos pelo presente grupo de pesquisas na simulação numérica transiente com as fronteiras móveis, Zancanaro, 2014, pode servir para análise da influência da presença do êmbolo e dos componentes móveis no escoamento. O autor citado utilizou o *software* Star-CD *es-ice* com modelo de turbulência *k- ω SST* e rotação de 3600 rpm. A Figura 6.22 apresenta a comparação do resultado instantâneo de *swirl* retirado de Zancanaro, 2014, com os obtidos através de uma média neste trabalho. Os resultados apresentaram boa aproximação, embora haja alguns desvios, como na abertura de $L/d_{is} \cong 0,07$, em que o módulo dos resultados são semelhantes mas possuem direção oposta, e para a maior abertura deste trabalho prevê uma diminuição do *swirl*. Assim, conforme Heywood, 1988, os resultados obtidos pela avaliação do escoamento no duto de admissão em regime podem prever com boa aproximação o seu comportamento em regime transiente.

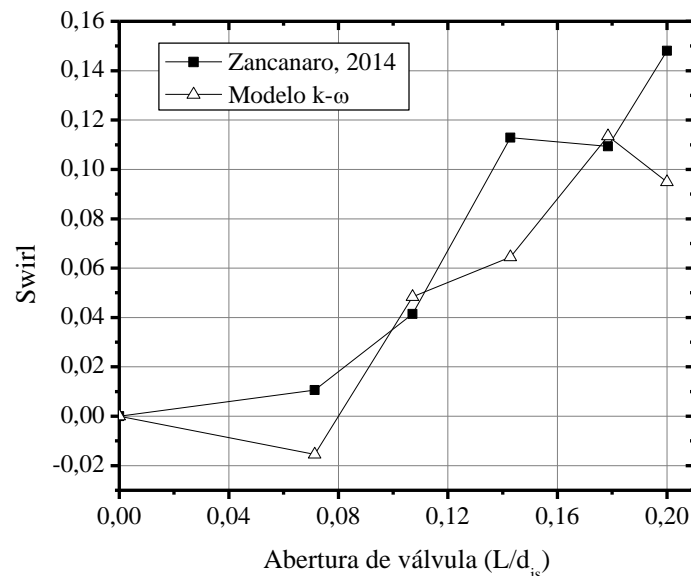


Figura 6.22 – Comparação de *swirl* entre os resultados obtidos por Zancanaro, 2014, e os do presente trabalho

Os resultados de *tumble* foram obtidos com a mesma metodologia utilizada para o *swirl*, porém as vorticidades adquiridas em relação ao eixo *x* e *y*. De acordo com Ferrari, 2005, os valores de *tumble* chegam a aproximadamente 0,5 para um motor com quatro válvulas por cilindro. A medição do autor é realizada sem o conjunto árvore de manivela e êmbolo em uma região afastada da válvula e, devido ao efeito dissipativo da turbulência, estes valores devem ser menores do que na região da câmara de combustão conforme obtido no presente trabalho. Na Figura 6.23a é possível visualizar os resultados obtidos de *tumble* para

as coordenadas x e y mostradas na Figura 6.23b. O movimento do fluido apresenta um comportamento distinto para cada coordenada. No movimento rotacional em x , o escoamento possui sentido negativo de giro, como esperado, pois o duto está deslocado para y negativo, possibilitando uma maior rotação em sentido horário. Já para o *tumble* em relação ao eixo y não eram esperados resultados positivos de rotação, pois as maiores velocidades estão presentes na região a jusante da válvula, e o maior vórtice é esperado rotacionar em sentido horário em relação ao plano normal a y positivo. A vorticidade média positiva ocorre devido ao jato que entra no cilindro possuir uma vorticidade positiva, com ordem de grandeza superior à vorticidade da recirculação abaixo da válvula.

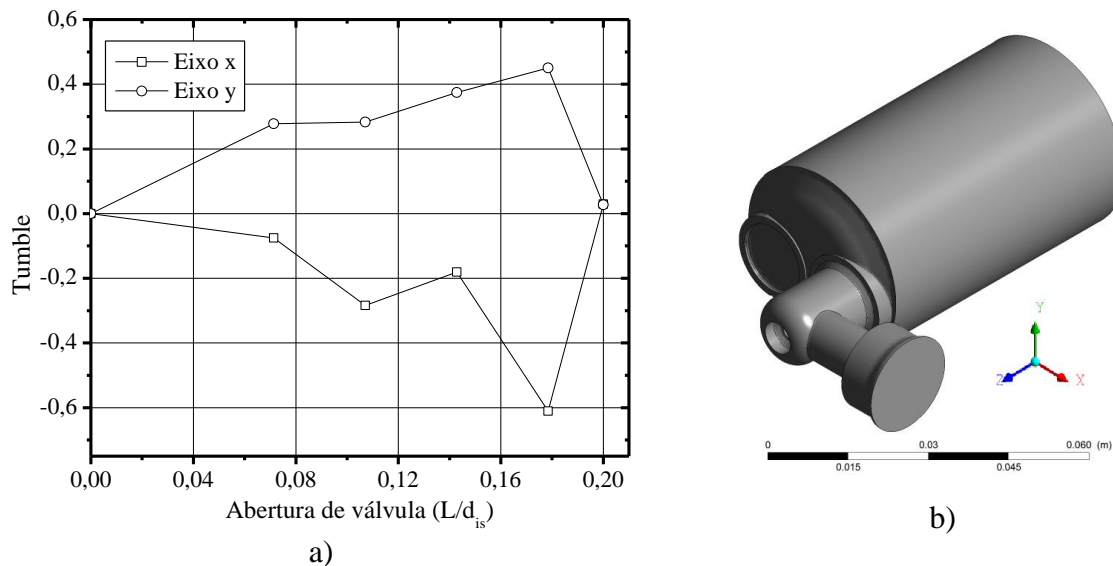


Figura 6.23 – a) Resultado de *tumble*; b) Localização das coordenadas x e y

Em uma primeira análise pode-se chegar à conclusão de que o plano em que foi realizada a média do resultado está muito próximo do jato da válvula, entretanto ao analisar um plano normal ao eixo y , que corta o cilindro em sua linha de centro, mostrado na Figura 6.24, percebe-se que a vorticidade apresenta valores positivos altos para o jato, à esquerda e à direita do domínio. Na figura em questão, embora a maior parte do escoamento esteja rotacionando em sentido horário, sua vorticidade é baixa, e portanto a média de vorticidade no plano possui valor positivo.

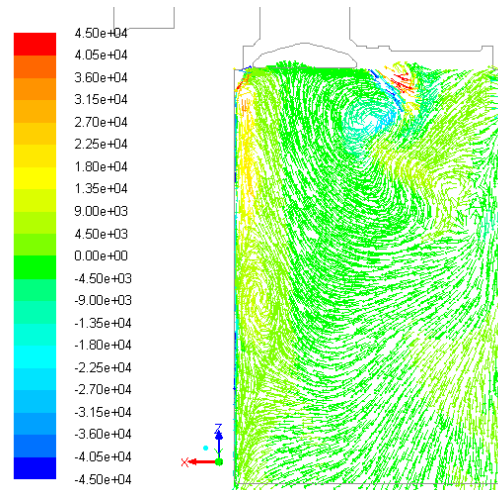


Figura 6.24 – Vorticidade normal a y para um plano na linha de centro do cilindro

O baixo valor de vorticidade do vórtice presente abaixo da válvula é resultado da baixa velocidade do escoamento na região. A vorticidade (ξ) é calculada através da seguinte forma

$$\xi = \nabla \times \vec{V} \quad (6.1)$$

sendo ∇ o multiplicador vetorial nabla e \vec{V} o vetor velocidade. A velocidade resultante no plano mostrado na Figura 6.24 para o jato que sai da válvula é de cerca de 90 m/s, enquanto que a velocidade abaixo da válvula e na região afastada do jato é de até 15 m/s.

Ao analisar os resultados deste trabalho com os obtidos por Zancanaro, 2014, é possível identificar na Figura 6.25, que embora a presença do êmbolo possa afetar o movimento radial do fluido no interior do cilindro, uma boa concordância entre os resultados de *tumble* em relação ao eixo x e a mesma tendência para o movimento em relação ao eixo y são encontrados.

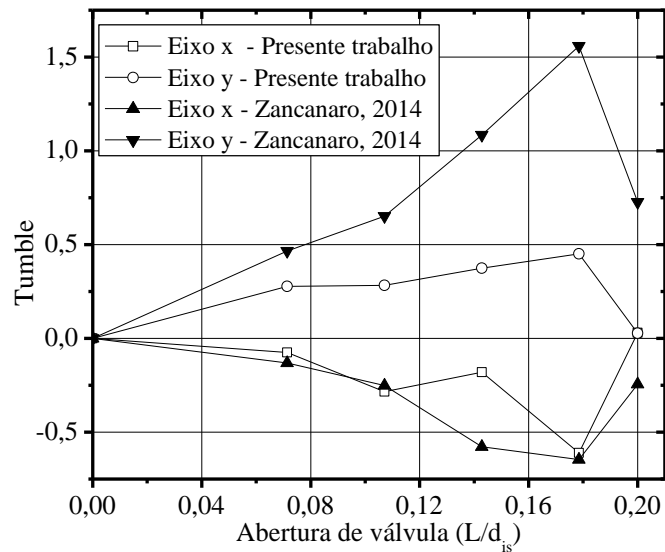


Figura 6.25 – Comparação dos resultados de *tumble*

De acordo com Star-CD, 2009, o *tumble* é calculado de forma diferente da metodologia deste trabalho, conforme demonstrado a seguir

$$R_T = \frac{\sum_{cells} \rho_i V_i [(y_i - y)w_i - (z_i - z_m)v_i]}{2\pi \frac{N}{60} \sum_{cells} \rho_i V_i [(y_i - y_m)^2 + (z_i - z_m)^2]} \quad (6.2)$$

sendo ρ_i é a massa específica na célula i , V_i o volume da célula i , y_i e z_i são as coordenadas do centróide da célula i , x_m , y_m e z_m coordenadas do centro de massa do cilindro, v_i e w_i a velocidade do ar na célula i , nas coordenadas y e z , respectivamente, e N a rotação do motor. Com esta metodologia de cálculo o *software* pondera o movimento rotacional em relação ao centro de massa do cilindro para todo domínio computacional. Portanto, são formas diferentes de calcular a rotação do fluido no cilindro, mas que chegam a resultados semelhantes do comportamento médio do escoamento.

7 CONCLUSÃO

O presente trabalho realizou o estudo numérico tridimensional do escoamento no duto de admissão e cilindro de um motor de combustão interna, utilizando dois modelos de turbulência distintos: $k-\omega$ SST e $k-\varepsilon$ standard. Os resultados foram validados experimentalmente para diferentes aberturas de válvula e pressões de sucção, considerando o coeficiente de descarga medido através de um anemômetro de filme quente de aplicação automotiva, calibrado para as condições dos testes.

Os resultados experimentais apresentaram boa repetitividade para toda a faixa de medição. Para a menor abertura de válvula, há uma tendência do coeficiente de descarga ser dependente da pressão de sucção utilizada, conforme encontrado em outros trabalhos na literatura. Entretanto, a variação do C_D em função da diferença de pressão imposta está dentro da faixa de incerteza de medição calculada neste trabalho. Com relação à comparação com os resultados numéricos, houve uma boa concordância do C_D para todos os casos estudados, o que valida a metodologia empregada na solução do escoamento. Portanto, para a obtenção de dados globais, como é o caso do C_D , ambos os modelos de turbulência podem ser empregados.

Por outro lado, quanto aos modelos de turbulência adotados, embora haja uma boa concordância do resultado da eficiência do duto de admissão, a predição do comportamento do escoamento no interior do cilindro apresenta uma elevada diferença entre eles. Na comparação do campo de energia cinética turbulenta em um corte realizado no cilindro, é evidenciada a diferença entre os valores máximos para k , com o modelo $k-\varepsilon$ apresentando resultados em torno de 3,8 vezes menor do que o obtido pelo $k-\omega$ SST. Esta variação está relacionada com a forma com que a viscosidade turbulenta é calculada em cada modelo de turbulência. Além disso, há uma diferença na predição do ângulo do jato que se forma na borda de saída da válvula para as baixas aberturas.

Como o modelo $k-\omega$ SST apresenta melhores resultados em escoamentos com a presença de gradientes adversos de pressão e parede, este é capaz de captar o comportamento transiente dos desprendimentos de vórtice na haste da válvula e do jato no interior do cilindro. Ao realizar uma análise de frequência da oscilação da vazão mássica na fronteira de saída do domínio, obteve-se a maior amplitude para valores em torno de 1300 Hz, variando conforme o caso estudado. As frequências calculadas neste trabalho foram confrontadas com resultados experimentais de oscilação de pressão no coletor de admissão, obtidos em outros trabalhos do presente grupo de pesquisa. O erro percentual relativo entre as frequências com maior

amplitude de oscilação foi de 0,3 %, evidenciando a correta predição da instabilidade principal do escoamento obtida com o modelo *k- ω SST*.

Através da análise das linhas de corrente dos resultados numéricos para planos perpendiculares ao cilindro, foi possível encontrar a causa da oscilação do escoamento. Existem dois movimentos rotacionais bem definidos do fluido, que tendem a manter uma certa proporção devida à assimetria da geometria. No entanto, os fenômenos de desprendimento de vórtice no duto de admissão aumentam a oscilação do jato na válvula, e possuem grande influência no comportamento do escoamento no interior do cilindro. Ao invés destes fenômenos adicionarem movimento rotacional às estruturas já existentes, estes entram no cilindro com movimento contrário ao movimento predominante na região, e retiram energia do escoamento principal.

Na análise dos resultados de *swirl* houve uma grande discrepância entre os modelos de turbulência adotados. O modelo *k- ϵ standard* apresenta valores próximos a zero ao longo da abertura da válvula, enquanto o modelo *k- ω SST* prediz um aumento do movimento rotacional do fluido com o aumento da área de passagem, conforme esperado. Ao confrontar os resultados de *swirl* com os obtidos numericamente por Zancanaro, 2014, para o mesmo motor em estudo, houve uma boa concordância para toda a faixa de abertura de válvula, o que mostra a independência do *swirl* em relação à presença das partes móveis do motor. Para os resultados de *tumble* com modelo de turbulência *k- ω SST*, os dados em relação ao eixo *x* apresentaram o comportamento esperado, conforme o estudo do perfil de velocidade em torno da válvula. Para o movimento do fluido em relação ao eixo *y*, embora o maior vórtice apresente vorticidade negativa, o jato que entra no cilindro possui altos valores de vorticidade positiva, e a média no plano passa a não representar o movimento global do escoamento. Ao confrontar estes resultados com outra metodologia para o cálculo do *tumble*, apresentados em Zancanaro, 2014, o mesmo comportamento é encontrado.

7.1 Sugestões de trabalhos futuros

A seguir são apresentadas sugestões para a continuidade do estudo realizado:

- Aplicar a metodologia deste trabalho em outras geometrias (motores) para verificar se o mesmo comportamento oscilatório é captado pelo modelo de turbulência *k- ω SST*
- Analisar os resultados através da técnica *POD (Proper Orthogonal Decomposition)* para classificar as estruturas do escoamento em diferentes níveis de energia
- Realizar o estudo aplicando a metodologia *LES* no modelamento da turbulência

- Modificar a geometria da válvula na tentativa de atenuar a oscilação do escoamento e aumentar a eficiência do duto de admissão
- Estudar a implementação de uma perturbação no duto de admissão para controlar a oscilação do jato, na tentativa de diminuir sua oscilação e aumentar o C_D

8 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Abraham, J., Williams, F. A., Bracco, F. V. **Discussion of Turbulent Flame Structure in Premixed Charges**. SAE paper 850345, 1985.

ANSYS FLUENT, **Theory Guide**, 2011.

Arcoumanis, C. and Whitelaw, J.H. **Fluid mechanics of internal combustion engines-a review**. Proc. Inst. Mech. Engrs., 1987,201 (CI), 57-74.

Arcoumanis, C., Kamimoto, T. **Flow and combustion in reciprocation engines**. Springer, 2009

ASME Announcements. **Procedure for estimation and reporting of discretization error in CFD applications**. J. Fluids Eng. 130(7), 078001, 2008.

Associação Brasileira de Normas Técnicas, **Medição de vazão de fluidos por meio de instrumentos de pressão**. NBR ISO 5167-1. Dezembro de 1994.

Balbinot, A., Brusamarello, V. J. **Instrumentação e fundamentos de medidas**, v.1. Rio de Janeiro, LTC: 2006.

Beckwith, T. G.; Marangoni, R. D.; Leinhard, J.H. **Mechanical Measurements**. 5ª ed., 1993.

Beretta, G. P., Rashidi, M., Keck, J. C. **Turbulent Flame Propagation and Combustion in Spark Ignition Engine**. Combustion and Flame 52:210-245 (1983).

Binjuwair, S. A. **Characterisation of Flow Structures Inside an Engine Cylinder Under Steady State Condition**. PhD thesis - School of Aeronautical, Automotive, Chemical and Materials, Engineering Department of Aeronautical and Automotive Engineering, Loughborough University, UK, 2013.

Bird, R.B.; Stewart, W.E.; Lightfoot, E.N. **Fenômenos de Transporte**, 2 ed., LTC, Rio de Janeiro, 2004.

Blair, G. P. **Design and Simulation of Four Stroke Engines**. SAE International, 1999.

Bosch, 2012 **“Hot-film air-mass meter, type HFM 2”** model 0 280 218 002. Disponível em: http://apps.bosch.com.au/motorsport/downloads/sensors_airmass.pdf. Acesso em: Fevereiro 2014.

Brandstatter, W., Johns, R. J. R., Wigley, G. **The effect of inlet port geometry on in-cylinder flow structure**, SAE850499 (1985).

Brunn, H. H., Khan, M. A., Al-Kaylem, Fardad, A. A. **Velocity calibration relationships for hot-wire anemometry**. J. Phys. E: Sci. Instrum., Vol. 21, p.p. 225-232 (1988).

Chan, V. S. S., Turner, J. T. **Velocity measurement inside a motored internal combustion engine using three-component laser Doppler anemometry**. Optics & Laser Technology 32 pp. 557-566, 2000.

Chen, C.J.; Jaw, S.Y. **Fundamentals of Turbulence Modeling**, Taylor & Francis, New York, 1998.

Chen, H. C., Patel, V. C. **Near-Wall Turbulence Models for Complex Flows Including Separation**. AIAA Journal. 26(6). 641–648. 1988.

Courant, R., Isaacson, E., Rees, M. **On the solution of non-linear hyperbolic differential equations by finite differences**. Comm. Pure Appl. Math., vol. 5, p.243, 1952.

Dai Zotti, A., Mais, M., Antonello, M. **A flexible and simple device for in-cylinder flow measurements: experimental and numerical validation**. 25th International Conference on Efficiency, Cost, Optimization, Simulation and Environmental Impact of Energy Systems. Perugia, Italia (2012).

Departamento Nacional de Trânsito (Denatran). **Frota nacional (Dezembro de 2014)**. Disponível em: <<http://www.denatran.gov.br/frota2014.htm>> Acessado em: fevereiro de 2015.

Deschamps, C. J. **Modelos Algébricos e Diferenciais**. In: A.P.S. Freire, P.P.M. Menut e S. Jian. (Org.). I Transição e Turbulência. Rio de Janeiro / RJ: ABCM. 1998, v. 1, p. 99-155.

Di Mare, F., Knappstein, R. **Statistical analysis of the flow characteristics and cyclic variability using Proper Orthogonal Decomposition of highly resolved LES in internal combustion engines**. Computers & Fluids 105, pp. 101–112, 2014.

Donaldson, C., Rosenbaum, H. **Calculation of Turbulent Shear Stress Flow Through the Closure of the Reynolds Equation by Invariant Modelling**. Aero. Res. Assoc. of Princeton Report 127, 1968.

Errera, M. P., Labbe, J., Jerot, A. **Three-dimensional numerical and experimental analysis of the in-cylinder flow in an internal combustion engine**. SAE880106, 1988.

Falcão, C. E. G. **Estudo numérico do processo de admissão em um motor de combustão interna utilizando uma metodologia baseada na massa específica pré-condicionada para baixo número de Mach com comparação experimental**. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) – Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, Universidade do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 2014.

Falcão, C. E. G. ; Soriano, B. S. ; R ; Vielmo, H. A. . **Numerical study of an ICE intake process using a low Mach preconditioned density-based method with experimental comparison**. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers. Part D, Journal of Automobile Engineering, 2015

Ferguson, Colin R., **Internal combustion engine**. New York: J. Wiley, 1985.

Ferrari, G., **Motori a Combustione Interna**, Torino, Ed. il Capitello, 2005.

Freescale semiconductor. **Integrated silicon pressure sensor on-chip signal conditioned, temperature compensated and calibrated**, 2010. Disponível em: http://www.freescale.com/files/sensors/doc/data_sheet/MPX5050.pdf. Acesso em: Fevereiro 2014.

Gosman, A. D., Ahmed, A. M. Y. **Measurement and multidimensional prediction of flow in a axisymmetric port/valve assembly**. SAE870581, 1987.

Harlow, F. H., Nakayama, P. I. **Transport of Turbulence Energy Decay Rate**. Los Alamos Scientific Laboratory Report LA-3854, Los Alamos, New Mexico, 1968.

Heywood, J. B. **Combustion and its Modelling in Spark-Ignition Engines**. International Symposium of Comodia 94, 1994.

Heywood, J.B. **Internal Combustion Engines**. McGraw-Hill Inc. 1988.

High-accuracy length gauges, **HEIDENHAIN-METRO MT25**, 2012. Disponível em: https://www.valuetronics.com/Manuals/HEIDENHAIN_MT12-MT25B.pdf Acesso em: Fevereiro 2014.

Hirsch, C. **Numerical Computation of Internal and External Flows, - Vol II: Fundamentals of Computational Fluid Dynamics**, John Wiley & Sons, New York, 2007.

Honda Engines GX35, 2011, “model-detail/gx35”. Disponível em: <http://engines.honda.com/models/model-detail/gx35>. Acesso em: Janeiro 2014.

Huang, P., Bradshaw, P., Coakley, T.. **Skin Friction and Velocity Profile Family for Compressible Turbulent Boundary Layers**. AIAA Journal. 31(9). 1600–1604. September 1993.

Jones, W. P.; Launder, B.E. **The Calculation of Low-Reynolds-Number-Phenomena With a Two-Equation Model of Turbulence**, Int. J. Heat Mass Transf., Vol. 16, pp. 119-1130, 1973.

Kamimoto, T. and Kobayashi, H., **Combustion processes in diesel engines**. Prog. Energy Comb. Sci., 1991, 17, 163- 189.

Kanoto, Y., Nagai, K., Kawa T., Iida, N., **Cycle-to-Cycle Flow Rate Measurement on Reciprocating HCCI Engine Using Fast-Response Laminar Flow Meter**. Journal of Environment and Engineering, Vol. 6, No. 1, 2011.

Kesgin, U. **Study on the design of inlet and exhaust system of a stationary internal combustion engine**. Energy Conversion and Management, vol. 46, pp. 2258-2287, 2005.

Kline, S. J., and McClintock, F. A., **Describing Uncertainties in Single Sample Experiments**, Mech. Eng., 3-8, Jan. 1953.

Krishna, B. M., Bijucherian, A., Mallikarjuna, J. M., 2010 **Effect of Intake Manifold Inclination on Intake Valve Flow Characteristics of a Single Cylinder Engine using Particle Image Velocimetry**. International Journal of Engineering and Applied Sciences, 6:2.

Labview user guide, 2008.

Launder, B.E.; Spalding, D.B. **The Numerical Computation of Turbulent Flows**, Comp. Meth. in Appl. Mech. and Eng., 3, PP. 269-289, 1974.

Lee, D. W. **A study of air flow in an engine cylinder**. NACA Reo. No. 653. NACA/Langley, 13 pp. 1939

Lilek, Z., Nadarajah, S., Peric, M., Tindal, M.J., Yianneskis, M., **Measurements and simulation of the flow around a poppet valve**, 8th Symposium on Turbulent Shear Flows, Technical University of Munich, Paper no. 13-2 (1991).

Lumley, J. L. **Early work on fluid mechanics in the IC engine**. Annu. Rev. Fluid Mech. 33, pp. 319 – 338, 2001.

Maliska, C.R. **Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional**, LTC, Rio de Janeiro, 2 ed., 2004.

Martins, J.; Teixeira, S; Coene, S. **Design of an inlet track of a small I.C. engine for swirl enhancement**, 20th International Congress of Mechanical Engineering, Gramado – RS. Proceedings of COBEM 2009, Rio de Janeiro, RJ: ABCM, 2009.

Menter, F. R., **Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications**. AIAA Journal, Vol. 32, No. 8, pp. 1598-1605, August 1994.

Nasa. **Examining spatial (grid) convergence**. Disponível em : <<http://www.grc.nasa.gov/WWW/wind/valid/tutorial/spatconv.html>> Acessado em: março de 2014.

National Instruments. **NI PCIe-6363 - X Series Data Acquisition**. Disponível em: <http://sine.ni.com/nips/cds/view/p/lang/pt/nid/207412>. Acessado em: Janeiro de 2013.

Oliveira, A. B. S.; Vianna, J. N. S.; Neves, F. J. R.; Sousa, M. T. **Metrological Study on the Setting of the Top Dead Center in Internal Combustion Engines**. SAE Paper 962383, 1996.

Pajkovic, V. R, Petrovic, S. V. **Spatial Flow Velocity Distribution Around An Inlet Port/Valve Annulus**. Thermal Science: Vol. 12 (2008), No. 1, pp. 73-83.

Patankar, S. V. **Numerical heat transfer and fluid flow**. McGraw-Hill, 1980.

Patankar, S. V., Spalding, D. B. **A Calculation Procedure For Heat, Mass and Momentum Transfer in Three-Dimensional Parabolic Flows**. Int. Journal of Heat and Mass Transfer, vol.15, pp. 1787-1806, 1972.

Paul, B., Ganesan, V., 2010, **Flow field development in a direct injection diesel engine with different manifolds**. International Journal of Engineering, Science and Technology. Vol. 2, No. 1, pp. 80-91.

Porpatham, E. Ramesh, A. Nagalingam, B. **Effect of swirl on the performance and combustion of a biogas fuelled spark ignition engine**. Energy Conversion and Management, Pages 463–471, 2013.

Prasad, B.V.V.S.U., Sharma, C.S., Anand, T.N.C., Ravikrishna, R.V. **High swirl-induction piston bowls in small diesel engines for emission reduction**. Applied Energy vol. 88, pp. 2255-2367, 2011.

Rech, C, Falcão, C. E. G. ; Soriano, B. S.; Wildner, F. D. ; Vielmo, H.A. ; Mello, P.B. **Experimental Measurements Of Pressure Waves In Intake System Of A Cfr Engine**. In: ENCIT - Brazilian Congress of Thermal Sciences and Engineering, 2012, Rio de Janeiro. Proceedings, 2012.

Rech, C., **Análise Numérica e Experimental do Escoamento em Motores de Combustão Interna**. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) – Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, Universidade do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 2010.

Rech, C.; Baratta, M.; Catania, A.E.; Pesce, F.C.; Spessa, E.; Vielmo, H.A. **Comparisons Between Steady State Analyses of a High Swirl-Generating Helical Intake Port for Diesel Engines**, 12th Brazilian Congress of Thermal Engineering and Sciences, Belo Horizonte - MG. Proceedings of ENCIT, Rio de Janeiro, RJ: ABCM, 2008.

Roache, P. J. **Perspective: a method for uniform reporting of grid refinement studies**. ASME Journal of Fluids Engineering, Vol. 116, September 1994.

Rotary encoder (incremental type), **E40S-6-2048-6-L-5 manual**. Disponível em: <<http://autonics.thomasnet.com/Asset/E40S,HB,E80H%20manual.pdf>> Acessado em: março de 2013.

Rothrock, A. M., Spencer, R. C. **The influence of direct air flow on combustion in a spark-ignition engine**. NACA Rep. No. 657. NACA/Langley, 14 pp. 1939.

Rutland, C. J. **Large-eddy simulations for internal combustion engines – a review**. International Journal of Engine Research, vol. 12, pp. 421-451, 2011.

Schlichting, H. **Boundary-Layer Theory**. McGraw-Hill, 6ª ed, United State, 1968.

Semlitsch, B., Wang, Y., Mihaescu, M. **Flow effects due to pulsation in an internal combustion engine exhaust port**. Energy Conversion and Management 86 520–536, 2014.

Silveira Neto, A. **Fundamentos da Turbulência nos Fluidos**. In: UFSC. (Org.). III Escola de Primavera Transição e Turbulência. 1 ed. Florianópolis: UFSC, 2002, v. 1, p. 1-52.

Society of Motor Manufacturers and Traders (SMMT). **New car CO₂ emissions**. Disponível em: <<http://www.smmt.co.uk/co2report/new-car-co2-emissions/>> Acessado em: fevereiro de 2015.

Spicher, U., Bacher, H. **Correlation of Flame Propagation and In-Cylinder Pressure in a Spark Ignited Engine**. SAE Technical Paper, 1990.

Star-cd Version 4.10. **Methodology**, CD-adapco, 2009.

Tanehill, J. C., Anderson, D. A., Pletcher, R. H. **Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer**. 2nd edition, Taylor and Francis, Washington, 1997.

Tsui, Y.Y. and Lee, S.Y., **Calculation of turbulent flow through engine inlet ports**. *Inr. J. Heat and Fluid Flow*, 1992,13 (3). 232-240.

Versteeg, H. K., Malalasekera, W. **An introduction to computational fluid dynamics**. Longman Scientific and Technical, Harlow (England), 1995.

Vielmo, H.A; Baratta, M.; Catania, A.E.; Pesce, F.C.; Spessa, E. **Multidimensional Modeling Of A High Swirl-Generating Helical Intake Port For Diesel Engines**, 12th Brazilian Congress of Thermal Engineering and Sciences, Belo Horizonte - MG. Proceedings of ENCIT, Rio de Janeiro, RJ: ABCM, 2008.

Weclas, M., Melling, A., Durst, F. **Combined application of the surface flow visualization and laser-Doppler anemometry to engine intake flows**. *Experiments in Fluids* 15, 323-331, 1993.

Weclas, M., Melling, A., Durst, F. **Flow separation in the inlet valve gap of piston engines**. *Prog. Energy Combust. Sci.* Vol24, pp. 165-195, 1998.

White, F., Christoph, G. **A Simple New Analysis of Compressible Turbulent Skin Friction Under Arbitrary Conditions**. Technical Report AFFDL-TR-70-133. February 1971.

Wilcox, D. C., **Reassessment of the Scale-Determining Equation for Advanced Turbulence Models**, *AIAA Journal*, Vol. 26, No. 11, pp. 1299-1310, 1988.

Wilcox, D.C. **Turbulence Modeling for CFD**. 3rd edition, DCW Industries, Inc. La Cañada, California, 2006.

Winterbone D.E., R.J. Pearson, **Design Techniques for Engine Manifolds – Wave action methods for IC engines**, SAE International, USA, 1999.

Wolfshtein, M.. **The Velocity and Temperature Distribution of One-Dimensional Flow with Turbulence Augmentation and Pressure Gradient**. *Int. J. Heat Mass Transfer*. 12. 301–318. 1969.

Yunus, A., Çengel, M., John, M. **Fluid mechanics – Fundamentals and applications**. 1°ed. – São Paulo: McGraw-Hill, 2007.

Zancanaro, F. V. Jr., **Análise Numérica e Experimental da Combustão de Metano em Motores de Combustão Interna**. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) – Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, Universidade do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 2014.

9 APÊNDICE A

A Figura 9.1 apresenta a curva de calibração do sensor de pressão diferencial piezoresistivo obtida através de uma coluna d'água.

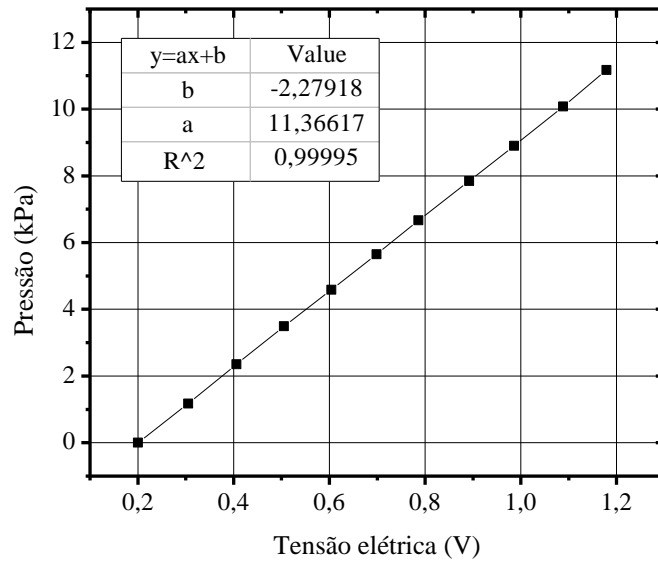


Figura 9.2 - Curva de calibração do sensor de pressão diferencial piezoresistivo

10 APÊNDICE B

A Figura 10.1 apresenta a curva de calibração do sensor de pressão piezoresistivo obtida através de uma coluna d'água.

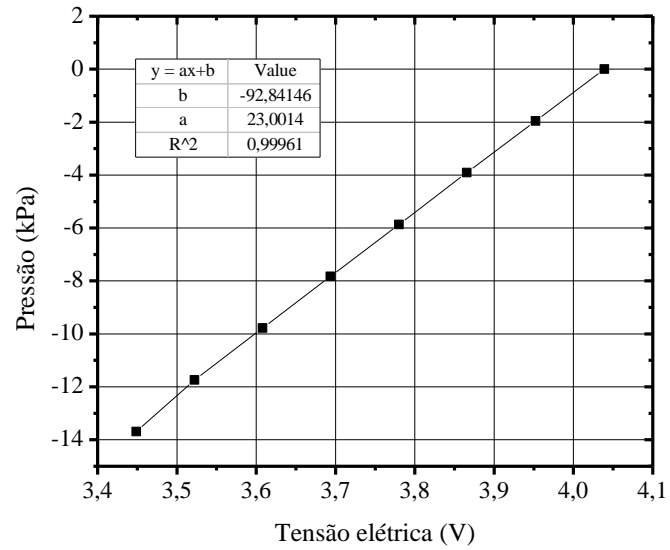


Figura 10.1 - Curva de calibração do sensor de pressão piezoresistivo

11 APÊNDICE C

A Figura 11.1 apresenta a abertura de válvulas do motor Honda GX35 obtida através dos sensores descritos na Seção 4.5.

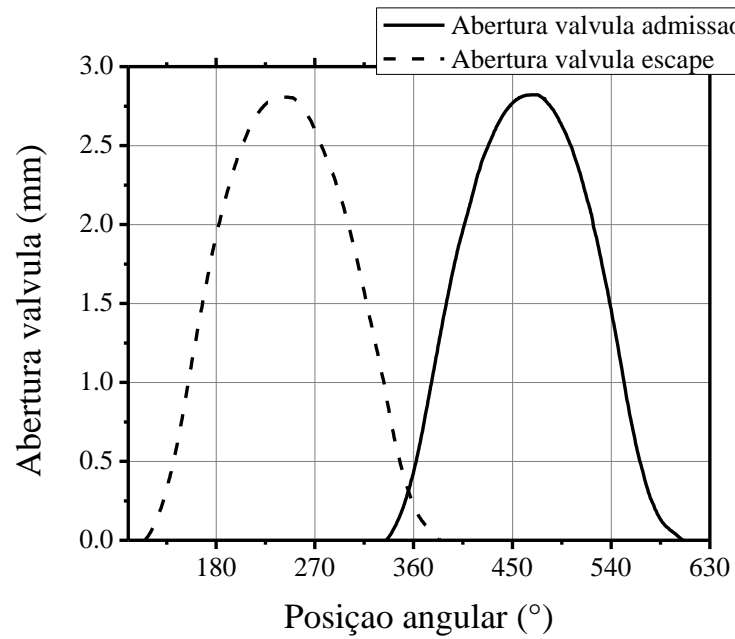


Figura 11.1 – Abertura de válvulas.