

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

ANÁLISE NUMÉRICA E EXPERIMENTAL DO ESCOAMENTO EM MOTORES  
DE COMBUSTÃO INTERNA

por

Charles Rech

Tese para obtenção do Título de  
Doutor em Engenharia

Porto Alegre, setembro 2010.

ANÁLISE NUMÉRICA E EXPERIMENTAL DO ESCOAMENTO EM MOTORES DE  
COMBUSTÃO INTERNA

por

Charles Rech  
MSc. Eng. Mecânico

Tese 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

Doutor em Engenharia Mecânica

Área de Concentração: Fenômenos de Transporte

Orientador: Prof. Dr. Horácio Antônio Vielmo

Comissão de Avaliação:

Prof. Dr. Ramon Molina Valle,	PPGMEC/UFMG
Prof. Dr. Cesar J. Deschamps,	POSMEC/UFSC
Prof. Dr. Amir Antônio M. de Oliveira Jr,	POSMEC/UFSC
Prof. Dr. Francis H. R. França,	PROMECC/UFGRS

Prof. Dr. Horácio A. Vielmo  
Coordenador do PROMEC

Porto Alegre, setembro 2010

## AGRADECIMENTOS

Gostaria de agradecer a todas as pessoas que contribuíram de maneira direta e indireta para a elaboração deste documento, sendo que dentre elas gostaria de ressaltar:

A minha filha Vivian por ter convivido com o dilema “depois de julho” e que depois se estendeu até setembro;

Ao orientador o Prof. Dr. Horácio A. Vielmo, por toda sua dedicação e compreensão, pelos desafios e pelo estímulo e exigência crescente ao longo do trabalho;

Ao Fabiano D. Wildner por sua dedicação contínua na montagem do sistema de medição no laboratório de motores na parte experimental;

Ao Flávio Zancanaro Jr. por encarar junto o desafio de desenhar e gerar o modelo numérico para a simulação a partir do cabeçote do motor CFR;

Ao Carlos Falcão pelas discussões referentes ao passo de tempo em relação ao tempo.

Ao Luciano Xavier, que representa a PID e disponibilizou tempo, equipamentos e espaço físico para calibração dos instrumentos de medição;

Ao Diocles Dalávia e ao Dinarte Santos que representam o laboratório de motores da Refap Canoas, e disponibilizaram tempo para discussões pertinentes aos resultados obtidos numericamente e experimentalmente no motor CFR;

Ao Rodolfo Gutierrez de Almeida e Claudio Landim pela ajuda na montagem e verificação do tempo de resposta dos sensores;

Aos professores e alunos da Engenharia Automotiva da Ulbra pelo apoio e compreensão.

À Bia pelo incentivo em momentos decisivos;

À Núbia pelo longo caminho dedicado junto aos estudos.

A todos os professores do departamento que ajudaram e acompanharam o desenvolvimento do trabalho;

À banca que sugeriu e contribuiu para a melhoria do trabalho;

Ao Programa de Pós Graduação em Engenharia Mecânica desta Universidade por todo apoio e por disponibilizar um ambiente adequado para realização deste trabalho.

A Capes que me contemplou com bolsa parcial de estudos;

Ao CESUP/UFRGS por disponibilizar o recurso computacional;

E por fim a minha persistência.

## RESUMO

O objetivo do trabalho é o desenvolvimento e a validação de metodologias para simular o comportamento dinâmico do escoamento e da transferência de calor em motores de combustão interna. O trabalho está dividido em duas partes. Na primeira parte, para caracterizar o sistema de admissão de motores de combustão interna, foi fixada a pressão na descarga em diferentes aberturas de válvulas em regime permanente. As análises foram realizadas a partir do coeficiente de descarga. Os dados numéricos foram obtidos utilizando o código comercial de volumes finitos *Fluent* e comparado com resultados experimentais. O escoamento turbulento foi resolvido com o modelo de viscosidade turbulenta  $k-\varepsilon$  e  $k-\varepsilon RNG$ , com aproximação de alto Reynolds e tratamento padrão nas regiões próximas às paredes. O estudo da independência de malha foi realizado partindo-se de uma malha tetra-prisma com subcamadas de 0,02 mm para assegurar o tratamento adequado na parede. Por fim, foi realizada uma análise em regime transiente, comparando-se os resultados do coeficiente de descarga com a utilização de tratamento híbrido e padrão nas zonas próximas às paredes. Como resultado, obteve-se boa concordância entre essas formas. Na segunda parte, é feita uma análise do escoamento transiente na admissão e no interior do cilindro em um motor padrão *CFR*. O motor foi tracionado com um motor elétrico a 200 rpm sem combustão. Neste, foram empregadas soluções numéricas com a utilização do código comercial em volumes finitos *StarCD es-ice*, com malha móvel hexaédrica. Os resultados experimentais do coeficiente de descarga, pressão e temperatura foram comparados durante o ciclo. O escoamento turbulento foi resolvido com o modelo de viscosidade turbulenta  $k-\omega SST$ , com aproximação de baixo Reynolds e tratamento híbrido nas regiões próximas às paredes. O estudo da independência de malha foi realizado a partir do coeficiente de descarga na máxima velocidade do êmbolo a 75 graus após o ponto morto superior do ciclo de admissão. Os resultados revelaram a formação de *swirl*, *tumble* e *cross-tumble* e a evolução destes durante o ciclo, como uma informação importante para o desenho da geometria dos coletores de admissão e de escape nos motores de combustão interna. Foi detectada a presença de recirculações nos coletores e no cilindro. Estas foram discutidas ao longo dos resultados.

Palavras-chave: movimento do ar em *ICE*, malha móvel, simulação numérica e experimental, modelos de turbulência.

## ABSTRACT

The objective of the present work is to develop and validate methodologies to simulate the flow dynamics and heat transfer in internal combustion engines. The work is composed by two parts. In the first one, the intake systems of internal combustion engines are simulated considering the steady flow, with fixed pressure drops across the system, at different valve lifts. A discharge coefficient is calculated, based on numerical solutions using the *Fluent* 6.3 commercial Finite Volumes *CFD* code and compared with experimental results. Regarding the turbulence, computations are performed with Eddy Viscosity Models  $k-\varepsilon$ , in its High-Reynolds approach and  $k-\varepsilon$  *RNG* variant was also tested. A detailed mesh independence study was performed, arriving in a submillimeter mesh of 523000 tetra-prism cells, including an extrusion layer of 0.02 mm, to assure an adequate wall treatment. This analysis was made considering a transient flow, comparing the results of the discharge coefficient using hybrid treatment and standard in the near wall region, with good agreement. The second part of the present work focuses on a transient flow that occurs in the intake system and inside cylinder of a standard *CFR* (Cooperative Fuel Research) engine. As a first step the engine has no combustion, but is driven by an electrical motor that provides the desired angular velocity, in this case 200 rpm. Numerical solutions using the StarCD es-ice commercial Finite Volumes *CFD* code are performed, applying moving hexahedral trimmed meshes, and compared with experimental results of discharge coefficient, pressure and temperature in the cylinder. Regarding the turbulence, computations were performed with Eddy Viscosity Models  $k-\omega$  *SST*, in its Low Reynolds approach with hybrid treatment near the walls. A mesh independence study was performed through discharge coefficient, in the maximum piston velocity, at 75 degrees after top dead center. The results revealed the presence of the swirl, tumble and cross-tumble flow patterns, important informations for the design of internal combustion engines. The presence of recirculation at the port and inside the cylinder is detected and discussed in detail.

Keywords: gas motion in the *ICE*, moving mesh, numerical and experimental simulation, turbulence models.

# SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO .....	1
1.1	CONSIDERAÇÕES INICIAIS .....	1
1.2	OBJETIVO DO TRABALHO .....	3
1.3	ORGANIZAÇÃO DO TRABALHO .....	4
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA .....	6
3	FUNDAMENTOS DE MOTORES DE COMBUSTÃO INTERNA .....	16
3.1	PROCESSO DE TROCA DE GASES .....	17
3.2	MOVIMENTO DA CARGA NO CILINDRO .....	19
3.2.1	Razão de <i>Swirl</i> ( $R_S$ ) .....	21
3.2.2	Razão de <i>Tumble</i> ( $R_T$ ) .....	22
3.2.3	Razão de <i>Cross-Tumble</i> ( $R_{CT}$ ) .....	22
3.3	COEFICIENTE DE DESCARGA .....	23
4	MODELAGEM DA TURBULÊNCIA .....	24
4.1	ESCOAMENTO TURBULENTO .....	24
4.2	TRATAMENTO ESTATÍSTICO DA TURBULÊNCIA .....	24
4.3	DECOMPOSIÇÃO DE REYNOLDS .....	25
4.4	CONSERVAÇÃO DE MASSA E DE QUANTIDADE DE MOVIMENTO LINEAR .....	26
4.5	CONSERVAÇÃO DE ENERGIA .....	28
4.6	A TURBULÊNCIA EM MOTORES DE COMBUSTÃO INTERNA .....	28
4.7	CLASSIFICAÇÃO DOS MODELOS DE TURBULÊNCIA .....	29
4.8	MODELOS DE TURBULÊNCIA LINEAR .....	30
4.8.1	Modelo $k-\varepsilon$ .....	32
4.8.2	Modelo $k-\varepsilon$ <i>RNG</i> .....	33
4.8.3	Modelo $k-\omega$ <i>SST</i> .....	34
4.9	TRATAMENTO PRÓXIMO À PAREDE .....	37
4.9.1	Alto Número de Reynolds .....	37
4.9.2	Baixo Número de Reynolds .....	38
4.9.3	Condição de Contorno do escoamento Turbulento .....	39

4.9.4	Condição de Contorno na Parede com Tratamento Padrão - Aproximação de Baixo Número de Reynolds.....	40
4.9.5	Condição de Contorno na Parede com Tratamento Híbrido.....	41
5	METODOLOGIA NUMÉRICA.....	43
5.1	MÉTODO DOS VOLUMES FINITOS.....	43
5.2	ETAPAS DA SOLUÇÃO NUMÉRICA.....	44
5.3	PROPRIEDADES DO MÉTODO NUMÉRICO.....	44
5.3.1	Consistência.....	44
5.3.2	Estabilidade.....	44
5.3.3	Convergência.....	45
5.4	ESQUEMA DE DISCRETIZAÇÃO NO ESPAÇO – FUNÇÕES DE INTERPOLAÇÕES.....	45
5.5	ESQUEMA DE DISCRETIZAÇÃO TEMPORAL.....	46
5.6	ACOPLAMENTO PRESSÃO-VELOCIDADE.....	46
5.7	CONDIÇÕES DE CONTORNO.....	47
6	ANÁLISE NUMÉRICA PRELIMINAR.....	48
6.1	ANÁLISE EM REGIME PERMANENTE.....	48
6.1.1	Dados Numéricos.....	48
6.1.2	Validação da Simulação Numérica.....	50
6.1.3	Resultados para Outras Condições de Contorno Utilizando o <i>Fluent</i> e Comparado com o <i>Star-cd</i> .....	51
6.1.4	Resultados Computacionais das Características do escoamento.....	53
6.1.5	Conclusões em Regime Permanente.....	54
6.2	ANÁLISE REGIME TRANSIENTE.....	55
7	ANÁLISE NUMÉRICA E EXPERIMENTAL.....	58
7.1	PROCEDIMENTO NUMÉRICO.....	58
7.1.1	Geração da Geometria.....	58
7.1.2	Geração da Malha.....	59
7.1.3	Condições de Contorno.....	60
7.1.4	Solução Numérica.....	60
7.2	PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL.....	61
7.2.1	Generalidades sobre o <i>CFR</i> .....	62
7.2.2	Aquisição de Dados.....	63

7.2.3	Medição da Rotação.....	63
7.2.4	Resposta Transiente dos Instrumentos de Medição.....	63
7.2.5	Incerteza da Medição.....	65
7.2.6	Medição da Pressão de Compressão.....	65
7.2.7	Medição da Temperatura no Interior do Cilindro.....	66
7.2.8	Medição da Vazão Mássica de Ar.....	69
7.2.9	Seleção da Posição do Medidor de Vazão <i>MAF</i> .....	71
7.2.10	Medição da Abertura de Válvulas.....	72
7.2.11	Determinação do Ponto Morto Superior Geométrico.....	73
7.2.12	Medição do Volume Morto da Câmara de Combustão.....	73
7.3	RESULTADOS E DISCUSSÃO.....	74
7.3.1	Independência de Malha.....	74
7.3.2	Coeficiente de Descarga na Admissão.....	75
7.3.2.1	Campo de Velocidades na Posição de Máximo $C_d$ na Admissão.....	77
7.3.2.2	Campo de Pressões na Posição de Máximo $C_d$ na Admissão.....	77
7.3.2.3	Campo de Temperaturas na Posição de Máximo $C_d$ na Admissão.....	79
7.3.3	Pressão Global no Interior do Cilindro.....	79
7.3.4	Temperatura Global no Interior do Cilindro.....	81
7.3.5	Razão de <i>Swirl</i> ( $R_S$ ).....	82
7.3.5.1	Campo de Velocidades no Ângulo de Máximo <i>Swirl</i> ( $18^\circ$ DPMI).....	83
7.3.5.2	Campo de Pressões e Temperaturas no Ângulo de Máximo <i>Swirl</i> .....	84
7.3.6	Razão de <i>Tumble</i> ( $R_T$ ).....	85
7.3.6.1	Campo de Velocidades no Ângulo de Máximo <i>Tumble</i> .....	86
7.3.6.2	Campo de Pressões e de Temperatura no Ângulo de Máxima Razão de <i>Tumble</i> 87	87
7.3.7	Razão de <i>Cross-Tumble</i> ( $R_{CT}$ ).....	87
7.3.7.1	Campo de Velocidades no Ângulo de Máximo <i>Cross-Tumble</i> .....	88
7.3.7.2	Campo de Pressões e Temperaturas no Ângulo de Máximo <i>Cross-Tumble</i> .....	89
7.3.8	Coeficiente de Descarga no Escape.....	89
7.3.9	Movimento da Massa de Ar Admitida.....	90
8	CONCLUSÕES E SUGESTÕES DE CONTINUIDADE.....	91
	ANEXO A.....	102

ANEXO B.....	104
APÊNDICE A.....	106
APÊNDICE B.....	107

## ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 3.1 - Sequência de eventos em um motor de Ciclo Otto [Adaptado de Heywood, 1988] .....	17
Figura 3.2 - Vórtices dentro do cilindro durante a entrada. Fotografia das linhas obtidas com água em uma máquina modelo com axissimetria da válvula [Heywood, 1988]. .....	20
Figura 3.3 - : a) Fotografia das linhas de corrente em um cilindro com escoamento em regime permanente de água, análogo ao processo de admissão em um motor; b) Linhas em um plano diametral; 30 mm abaixo da cabeça do cilindro. Abertura de válvula de 4 mm, [Heywood, 1988] .....	21
Figura 3.4 - Turbilhonamento axial e radial da carga ( <i>swirl, tumble e cross-tumble</i> ).....	21
Figura 4.1 - Componentes da velocidade $u$ bem como a média temporal e sua flutuação: a) Escoamentos onde $u$ não depende do tempo; b) Situação onde $u$ depende do tempo [adaptado de Bird et al., 2004].....	25
Figura 4.2 - Ilustração da célula próxima à parede [Star-cd Methodology, 2009] .....	41
Figura 6.1 - Malha não estruturada tetra-prisma.....	49
Figura 6.2 – a) Refinamento da malha para capturar os altos gradientes; b) Domínio computacional. ....	49
Figura 6.3 - Vetor velocidade na seção A-A no coletor de admissão. ....	53
Figura 6.4 - Vetor velocidade na seção B-B, na região da sede da válvula.....	53
Figura 6.5 - Vetor velocidade na seção C_C, na região da metade do corpo do cilindro.....	54
Figura 7.1 – a) Desenho do cabeçote do <i>CFR</i> ; b) Cabeçote do <i>CFR</i> com a aplicação do silicone líquido; c) Geometria gerada a partir da moldagem e medições .....	59
Figura 7.2 - Malha hexaédrica não estruturada.....	60
Figura 7.3 - Diagrama do aparato experimental montado no motor <i>CFR</i> . ....	61
Figura 7.4 – Posição da medição da temperatura e da pressão no motor <i>CFR</i> .....	62
Figura 7.5 - <i>CRF</i> do Laboratório de Motores do Departamento de Engenharia .....	63
Mecânica da <i>UFRGS</i> . ....	63

Figura 7.6 - Pressão relativa no cilindro vs ângulo da árvore de manivelas; resultados de 30 medições, razão de compressão 6:1 e rotação de 200 <i>rpm</i> . .....	66
Figura 7.7 - Representação da temperatura no interior do cilindro vs ângulo da árvore de manivelas; resultados de 30 medições em unidade de tensão elétrica, razão de compressão 6:1, e rotação de 200 <i>rpm</i> . .....	67
Figura 7.8 – Resfriamento de termopares de 60 $\mu\text{m}$ e de 120 $\mu\text{m}$ de diâmetro, ao ar, por convecção natural e forçada.....	68
Figura 7.9 – Resfriamento do termopar de 25 $\mu\text{m}$ de diâmetro por convecção forçada com ar .....	68
Figura 7.10 – Representação da vazão mássica na admissão vs ângulo da árvore de manivelas: resultados de 30 medições em unidade de tensão elétrica, razão de compressão 6:1, e rotação de 200 <i>rpm</i> . .....	69
Figura 7.11 – Esquema de montagem para medição da constante de tempo do sensor <i>MAF</i> ..	70
Figura 7.12 – Sequência de dados de 5 medições repetidas para determinação da constante de tempo do <i>MAF</i> .....	71
Figura 7.13 - Configurações de montagem do sistema de admissão do motor <i>CFR</i> . Razão de compressão 6:1 e 200 <i>rpm</i> . Tubo <i>PVC</i> de 1 m de comprimento e diâmetro interno de 65,3 mm. ....	72
Figura 7.14 - Medidas de abertura das válvulas do motor <i>CFR</i> . .....	73
Figura 7.15 - Coeficiente de descarga vs número de células a 75 ° após início da admissão...75	75
Figura 7.16 - Resultados numérico, experimental e teórico ideal do coeficiente de descarga e abertura da válvula em relação à posição da árvore de manivelas durante a admissão.....	75
Figura 7.17 - Campo de velocidades em um corte longitudinal no centro do cilindro (plano X-Z) a 75° <i>DPMS</i> da fase de admissão e velocidade do êmbolo de 1,25 m/s. ....	77
Figura 7.18 - Campo de pressões em um corte longitudinal no centro do cilindro (plano X-Z) a 75° <i>DPMS</i> da fase de admissão e velocidade do êmbolo de 1,25 m/s. ....	78
Figura 7.19 - Campo de pressões em detalhe sobre a válvula de admissão em um corte longitudinal no centro do cilindro (plano X-Z) a 75° <i>DPMS</i> da fase de admissão e velocidade do êmbolo de 1,25 m/s. ....	78

Figura 7.20 - Campo de temperaturas em um corte longitudinal no centro do cilindro (plano X-Z) a 75° DPMS da fase de admissão e velocidade do êmbolo de 1,25 m/s. ....	79
Figura 7.21 – Pressão no interior do cilindro vs ângulo da árvore de manivelas ao longo da fase de compressão e expansão. Valores experimentais (média de 30 medições), numéricos, isentrópicos e politrópicos. ....	80
Figura 7.22 – Temperatura no interior do cilindro vs ângulo da árvore de manivelas ao longo da fase de compressão e expansão. a) valores numéricos e isentrópicos. b) valores experimentais (média de 30 medições).....	81
Figura 7.23 – Temperatura no interior do cilindro na máxima compressão (plano Y-Z).....	82
Figura 7.24 – Razão de <i>Swirl</i> ao longo do ciclo calculado numericamente. ....	83
Figura 7.25- Campo de velocidades na máxima razão de <i>swirl</i> em 18° DPMS, velocidade do êmbolo de 0,28 m/s. a) plano X-Z. b) plano Y-Z, c) plano X-Y na metade do cilindro, d) plano X-Y próximo à extremidade inferior do cilindro. ....	84
Figura 7.26- Campo de pressões e de temperaturas na máxima razão de <i>swirl</i> em 18° DPMS, velocidade do êmbolo de 0,28 m/s: a) pressão no plano Y-Z; b) temperatura no plano X-Z...	85
Figura 7.27 – Razão de <i>Tumble</i> ao longo do ciclo calculado numericamente.....	86
Figura 7.28- Campo de velocidades; máxima razão de <i>tumble</i> 51° após o início da fase de admissão. Velocidade do êmbolo de 1,1 m/s: a) velocidade no plano X-Z; b) velocidade no plano Y-Z.....	86
Figura 7.29 - Campo de pressões e temperaturas na máxima razão de <i>tumble</i> em 51° após o início da admissão, velocidade do êmbolo de 1,1 m/s: a) pressão no plano Y-Z; b) temperatura no plano X-Z. ....	87
Figura 7.30 - Razão de <i>Tumble</i> ao longo do ciclo calculado numericamente ....	88
Figura 7.31- Campo de velocidades máxima razão de <i>cross-tumble</i> , 297° após o início da fase de admissão. Velocidade do êmbolo de 1,21 m/s: a) velocidade no plano X-Z; b) velocidade no plano Y-Z.....	88
Figura 7.32 - Campo de temperaturas e pressões na máxima razão de <i>cross-tumble</i> , em 297° após o início da admissão. Velocidade do êmbolo de 1,1 m/s: a) temperatura no plano X-Z; b) pressão no plano Y-Z.....	89

Figura 7.33 – Coeficiente de descarga no escapamento quase-estático e numérico e abertura da válvula de escapamento .....	90
Figura 7.34 – Movimento circular da carga dentro do cilindro, a 75 graus após início da admissão, com velocidade do êmbolo de 1.25 m/s.....	90
Figura A.1 – Curva de calibração do termopar.....	106
Figura A1 – Calibração do sensor <i>MAF</i> .....	107

## ÍNDICE DE TABELAS

Tabela 4.1 - Coeficientes do modelo $k-\varepsilon$ padrão.....	33
Tabela 4.2 - Coeficientes do modelo $k-\varepsilon$ <i>RNG</i> .....	34
Tabela 4.3 - Coeficientes do conjunto $C_{\phi 1}$ para o modelo $k-\omega$ <i>SST</i> .....	35
Tabela 4.4 - Coeficientes do conjunto $C_{\phi 2}$ para o modelo $k-\omega$ <i>SST</i> .....	35
Tabela 6.1 - Resultados da simulação para $p_o = 1.1$ atm, $p_{out} = 1$ atm, $T_o = 293$ K. ....	50
Tabela 6.2 - Intervalo angular da integração numérica para cada abertura de válvula correspondente. ....	50
Tabela 6.3 - Comparação entre os valores calculados e medidos para o coeficiente de descarga médio total. ....	51
Tabela 6.4 - Descarga mássica e coeficiente de descarga para abertura de válvula de 1,0 mm. ....	51
Tabela 6.5 - Descarga mássica e coeficiente de descarga para abertura de válvula de 4,3 mm. ....	52
Tabela 6.6 - Descarga mássica e coeficiente de descarga para abertura de válvula de 7,5 mm. ....	52
Tabela 6.7 - Resultados globais da integração do $C_D$ para pressão $p_o = 1,0$ bar, $p_{out} = 0,88$ e $0,75$ bar. ....	52
Tabela 6.8 - Comparação entre tratamentos na parede, em $1154^\circ$ .....	57
Tabela 7.1 - Especificações do motor padrão <i>ASTM-CFR</i> . Fonte: ASTM ,1964.....	62

## LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS

<i>ADV</i>	<i>Ângulo de Avanço da Ignição</i>
<i>ASTM</i>	<i>American Society for Testing and Materials</i>
<i>BD</i>	<i>Blended Differencing</i>
<i>CAE</i>	<i>Computer Aided Engineering</i>
<i>CAI</i>	<i>Controlled Auto-Ignition</i>
<i>CD</i>	<i>Central Differencing</i>
<i>CFD</i>	<i>Computational Fluid Dynamics</i>
<i>CFR</i>	<i>Cooperative Fuel Research</i>
<i>CONAMA</i>	<i>Conselho Nacional do Meio Ambiente</i>
<i>CRF</i>	<i>Fiat Research Center</i>
<i>DNS</i>	<i>Direct Numerical Simulation</i>
<i>DPMI</i>	<i>Depois do Ponto Morto Inferior</i>
<i>EUA</i>	<i>Estados Unidos da América</i>
<i>EVC</i>	<i>Exhaust Valve Close</i>
<i>EVM</i>	<i>Eddy Viscosity Models</i>
<i>EVO</i>	<i>Exhaust Valve Open</i>
<i>HCCI</i>	<i>Homogeneous Charge Compression Ignition</i>
<i>IC</i>	<i>Ignition Compression</i>
<i>ICE</i>	<i>Internal Combustion Engine</i>
<i>IVC</i>	<i>Intake Valve Close</i>
<i>IVO</i>	<i>Intake Valve Open</i>
<i>LDA</i>	<i>Laser-Doppler Anemometer</i>
<i>LES</i>	<i>Large Eddy Simulation</i>
<i>LIPA</i>	<i>Laser Induced Photochemical Anemometry</i>
<i>LUD</i>	<i>Linear Upwind Differencing</i>
<i>MDF</i>	<i>Método das Diferenças Finitas</i>
<i>MEF</i>	<i>Método dos Elementos Finitos</i>
<i>MVF</i>	<i>Método dos Volumes Finitos</i>
<i>PCC</i>	<i>Partial Cells in Catesian</i>
<i>PISO</i>	<i>Pressure Implicit Splitting of Operators</i>
<i>PIV</i>	<i>Paticle Image Velocimety</i>

*PMI* *Ponto Morto Inferior*  
*PMS* *Ponto Morto Superior*  
*PTV* *Particle Tracking Velocimetry*  
*PVC* *Policloreto de Vinila*  
*RANS* *Reynolds-Averaged Navier-Stokes*  
*RNG* *Renormalization Group*  
*RPM* *Rotações por minuto*  
*RSM* *Reynolds Stress Models*  
*SIMPLE* *Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations*  
*SGS* *Sub Grid Scale*  
*SST* *Shear Stress Transport*  
*UD* *Upwind Differencing*  
*UFRGS* *Universidade Federal do Rio Grande do Sul*  
*URANS* *Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes*

## LISTA DE SÍMBOLOS

### *Letras Romanas*

$a_1$	Constante do modelo $k-\omega$ SST
$C_D$	Coefficiente de descarga
$\bar{C}_D$	Coefficiente de descarga global
$CD_{K\omega}$	Constante do modelo $k-\omega$ SST
$\bar{c}_p$	Calor específico médio a pressão constante na temperatura $T$ , J/kg·K
$c_p^0$	Calor específico de referência a temperatura $T_0$ , J/kg·K
$C_\mu$	Coefficiente empírico relacionado ao modelo de turbulência
$C_{\varepsilon 1}$	Coefficiente empírico relacionado a equação da taxa de dissipação
$C_{\varepsilon 2}$	Coefficiente empírico relacionado a equação da taxa de dissipação
$C_{\varepsilon 3}$	Coefficiente empírico relacionado a equação da taxa de dissipação
$C_{\varepsilon 4}$	Coefficiente empírico relacionado a equação da taxa de dissipação
$C_\phi$	Coefficiente empírico relacionado ao modelo $k-\omega$ SST
$C_{\phi 1}$	Coefficiente empírico relacionado ao modelo $k-\omega$ SST $C_\mu$
$C_{\phi 2}$	Coefficiente empírico relacionado ao modelo $k-\omega$ SST
$d_V$	Diâmetro da válvula, m
$E$	Coefficiente constante
$F$	Função de combinação do modelo $k-\omega$ SST
$F_1$	Função de combinação do modelo $k-\omega$ SST
$F_2$	Função de combinação do modelo $k-\omega$ SST
$F_{h,j}$	Fluxo de energia por difusão, W/m <sup>2</sup>
$f_\mu$	Função de amortecimento
$g$	Aceleração gravitacional, m/s <sup>2</sup>
$h$	Entalpia estática, J
$I$	Intensidade turbulenta, m/s
$k$	Energia cinética turbulenta, m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup>
$K$	Relação politrópica entre os calores específicos
$l$	Escala de comprimento da turbulência, m

$\dot{m}_{real}$	Vazão mássica real, kg/s
$\dot{m}_{ideal}$	Vazão mássica ideal, kg/s
$N$	Rotação do motor, <i>rpm</i>
$\tilde{p}$	Pressão instantânea, Pa
$p$	Pressão média, Pa
$p'$	Flutuação da pressão instantânea, Pa
$\tilde{p}_s$	Pressão estática, Pa
$\tilde{p}_{st}$	Pressão de estagnação, Pa
$p_{out}$	Pressão de saída, Pa
$Pe$	Número de Peclet, $[\rho U \Delta x / \Gamma_\phi]$
$r_c$	Razão de compressão
$R$	Constante universal dos gases, kJ/k·mol·K
$Re$	Número de Reynolds, $[\rho U \Delta x / \mu]$
$Re_t$	Número de Reynolds turbulento, $[y \sqrt{k} / \nu]$
$R_{CT}$	Razão de <i>cross_tumble</i>
$R_S$	Razão de <i>swirl</i>
$R_T$	Razão de <i>tumble</i>
$s_m$	Fonte, W/m <sup>3</sup>
$s_{ij}$	Tensor taxa de deformação
$S^*$	Tensor de deformação adimensional
$S_{ij}$	Tensor de deformação média
$S_\phi$	Termo fonte por unidade de volume, W/m <sup>3</sup>
$S_\omega$	Constante do modelo <i>k-<math>\omega</math> SST</i>
$t$	Tempo, s
$t_l$	Intervalo de tempo, s
$t_{ij}$	Tensor de tensão viscosa, Pa
$T_0$	Temperatura absoluta, K
$T$	Temperatura média, K
$\tilde{T}_0$	Temperatura instantânea de referência, K
$T_{st}$	Temperatura de estagnação, K

$U$	Magnitude da velocidade média local, m/s
$\tilde{u}$	Velocidade instantânea na direção x, m/s
$u$	Velocidade média na direção x, m/s
$u'$	Flutuação instantânea da velocidade na direção x, m/s
$u^+$	Velocidade adimensional
$V$	Volume, m <sup>3</sup>
$V_d$	Volume deslocado pelo pistão, m <sup>3</sup>
$\tilde{v}$	Velocidade instantânea na direção y, m/s
$v$	Velocidade média na direção y, m/s
$v'$	Flutuação instantânea da velocidade na direção y, m/s
$y$	Distância normal a partir da parede, m
$y^+$	Distância adimensional da parede
$\tilde{w}$	Velocidade instantânea na direção z, m/s
$w$	Velocidade média na direção z, m/s
$w'$	Flutuação instantânea da velocidade na direção z, m/s
$\Delta x$	Incremento espacial, m
$\Delta t$	Incremento temporal (passo de tempo), s

### *Letras Gregas*

$\beta_1$	Coefficiente constante
$\beta_{\phi_1}$	Constante do modelo $k-\omega$ SST
$\beta_{\phi_1}^*$	Constante do modelo $k-\omega$ SST
$\beta_{\phi_2}$	Constante do modelo $k-\omega$ SST
$\beta_{\phi_2}^*$	Constante do modelo $k-\omega$ SST
$\delta_{ij}$	Delta de Kronecker
$\varepsilon$	Taxa de dissipação, m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup>
$\phi$	Variável escalar dependente
$\gamma$	Fator de combinação do esquema numérico
$\kappa$	Constante de Von Kármán
$\lambda$	Condutividade térmica, W/m·K
$\eta_v$	Eficiência volumétrica

$\tilde{\mu}$	Viscosidade dinâmica molecular instantânea, kg/m·s
$\mu$	Viscosidade dinâmica molecular média, kg/m·s
$\mu'$	Flutuação da viscosidade dinâmica molecular, kg/m·s
$\mu_t$	Viscosidade turbulenta, Pa·s
$\tilde{\nu}$	Viscosidade cinemática instantânea, m <sup>2</sup> /s
$\nu$	Viscosidade cinemática média, m <sup>2</sup> /s
$\nu'$	Flutuação instantânea da viscosidade cinemática, m <sup>2</sup> /s
$\theta$	Ângulo da árvore de manivelas, ° (graus)
$\tilde{\rho}$	Densidade instantânea, kg/m <sup>3</sup>
$\rho$	Densidade média, kg/m <sup>3</sup>
$\rho'$	Flutuação instantânea da densidade, kg/m <sup>3</sup>
$\rho_i$	Densidade na célula $i$ , kg/m <sup>3</sup>
$\sigma$	Número de Prandtl turbulento
$\sigma_{k\phi 1}^{\omega}$	Constante do modelo $k$ - $\omega$ SST
$\sigma_{k\phi 1}^{\omega}$	Constante do modelo $k$ - $\omega$ SST
$\sigma_{k\phi 2}^{\omega}$	Constante do modelo $k$ - $\omega$ SST
$\sigma_{k\phi 2}^{\omega}$	Constante do modelo $k$ - $\omega$ SST
$\tau$	Constante de tempo
$\tau_{ij}$	Tensor de tensão de Reynolds
$\omega$	Taxa de dissipação específica, m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup>
$\omega_s$	Velocidade angular, rad/s
$\zeta$	Fator de mistura
$\Omega^*$	Tensor vorticidade adimensional
$\Omega_{ij}$	Tensor vorticidade média
$\Gamma_{\phi}$	Difusão da grandeza considerada, m <sup>2</sup> /s

### *Superíndices*

$n$  Nível de tempo

### *Subíndices*

$o$	Coordenada de referência
$C$	Centróide da célula
$i$	Direção $i$
$j$	Direção $j$
$k$	Direção $w$
$m$	Massa
$mis$	Mistura
$P$	Ponto no centro da célula
$\infty$	Denota a condição à frente
$\phi$	Variável escalar dependente

# 1 INTRODUÇÃO

A revolução industrial, iniciada na Inglaterra em meados do século XVIII, foi constituída por um conjunto de mudanças tecnológicas com grande impacto no processo produtivo em nível econômico e social. Ao longo deste processo o trabalho humano foi substituído por máquinas, e uma nova relação entre o capital e o trabalho surgiu. Essa transformação foi possível devido à combinação de fatores como a difusão do capitalismo, a invenção de máquinas térmicas, a industrialização, entre outros. Contudo, no final do século XX, a sociedade mundial começou a preocupar-se também com a poluição causada por esse crescimento desordenado. As décadas de 70 e 80 do século passado ficaram marcadas pelos altos níveis de emissões de poluentes lançados na atmosfera pela indústria e pelos automóveis. Para minimizar os problemas de saúde pública, em 1990 foi criada no Brasil uma resolução do *CONAMA* (Conselho Nacional do Meio Ambiente) que estabeleceu limites para emissão de poluentes atmosféricos. Os automóveis tiveram modificações drásticas para atender às regulamentações. Atualmente, os principais esforços de mitigação da emissão de poluentes de motores de combustão interna têm sido concentrados no aumento da eficiência térmica e da eficiência dos sistemas de remoção de poluentes dos gases de escapamento, como filtros de particulados e conversores catalíticos. Cabe, portanto, um estudo detalhado da admissão, compressão e escape da massa de ar admitida no motor para um melhor entendimento dos fenômenos físicos associados e, por conseguinte, melhorar o desempenho dos motores de combustão interna, diminuindo, assim, a emissão de gases poluentes.

## 1.1 Considerações Iniciais

O motor de combustão interna transforma energia proveniente da combustão de hidrocarbonetos, oxigenados e gases combustíveis em energia mecânica. O processo de conversão se dá através de ciclos termodinâmicos que envolvem expansão, compressão e variação de temperatura. A extração e refino de petróleo tiveram desenvolvimento paralelo ao dos motores de combustão interna. Trata-se, portanto, de um par motor/petróleo de grande importância no desenvolvimento econômico mundial. A cada ano, novas reservas de petróleo são encontradas; contudo, há estimativas de que até o ano de 2050 a extração estaria reduzida a 20% da atual. A busca da correta formulação de combustíveis automotivos, a eliminação de resíduos no processo de refino, como o enxofre, e o aumento do desempenho de motores são metas da indústria de derivados de petróleo.

Como a eficiência de conversão de combustível em energia mecânica, típica nos motores ciclo Otto, atinge atualmente cerca de 30%, faz-se necessário o contínuo desenvolvimento de motores mais eficientes. A eficiência do motor tem importância fundamental, tanto sob o ângulo econômico quanto ambiental, pois para uma dada demanda de energia motriz, maior eficiência implica menor consumo de combustível e menor emissão de poluentes.

Inicialmente os motores de combustão interna ciclo Otto apresentavam eficiência de 5%; contudo, se comparado a uma Máquina de Carnot, que sob as mesmas condições limites de temperaturas tem eficiência em torno de 60%, verifica-se uma grande margem para o desenvolvimento do motor considerando os atuais 30% de eficiência. Essas melhorias nos motores atuam diretamente na economia de combustível e na redução da emissão de dióxido de carbono e de poluentes atmosféricos (monóxido de carbono, particulados, óxidos de nitrogênio, aldeídos, etc.).

Vários são os parâmetros que diminuem o trabalho de eixo de um motor frente à disponibilidade de energia do combustível. Dentre eles, podem-se destacar as perdas de energia mecânica por efeitos viscosos nas zonas estranguladas (válvula de controle da vazão de ar no Ciclo Otto, válvulas de admissão e de escape). Cabe, então, um estudo dedicado aos parâmetros que definem estas regiões para diminuição da perda de carga nos sistemas de admissão e de escape. Verifica-se, entretanto, que as soluções analíticas dos problemas de escoamento estão limitadas a geometrias simples e a condições de contorno igualmente simples. A maioria dos problemas apresenta geometrias e condições de contorno complexas, impossibilitando a adoção de técnicas analíticas, restando a utilização de técnicas numéricas como melhor escolha. Conhecendo-se o modelo matemático representativo do fenômeno físico, pode-se estabelecer um método numérico que resolva as equações diferenciais. A obtenção da solução numérica de qualquer problema físico requer, inicialmente, a habilidade de criação de um modelo matemático que possa ser resolvido com tempos computacionais não demasiadamente altos, de forma que os resultados obtidos sejam significativos e caracterizem o problema em questão.

A utilização de técnicas numéricas discretizadas visa a resolver uma ou mais equações diferenciais, substituindo-se as derivadas existentes na equação através da discretização por expressões algébricas que envolvam a função incógnita. A maneira de obter as equações algébricas caracteriza o tipo de método numérico. Dentre os métodos mais tradicionais, pode-se citar o Método das Diferenças Finitas (*MDF*), o Método dos Elementos Finitos (*MEF*) e o Método dos Volumes Finitos (*MVF*).

O método de volumes finitos é mais uma forma de se obter uma versão discreta de uma equação diferencial parcial. Diferentemente de outros métodos, ele fundamenta-se em uma abordagem física do problema representado pela equação diferencial. O seu desenvolvimento está intrinsecamente ligado ao conceito de fluxo entre regiões ou volumes adjacentes. O fluxo é a quantidade de uma grandeza genérica que atravessa uma fronteira com área determinada, e sua quantidade líquida a que atravessa um volume de controle por unidade de tempo é calculada pela integração sobre essas fronteiras.

A aplicação da técnica de volumes finitos permite escrever equações diferenciais que expressem as relações de conservação de massa e de energia. A interpretação física direta resultante da aplicação dos volumes finitos bem como a possibilidade de aplicá-lo diretamente sobre malhas com espaçamentos não-uniformes são duas de suas vantagens.

Contudo, em muitos casos, faz-se necessário a utilização de métodos experimentais para coletar dados que quantifiquem os fenômenos físicos associados e que, conseqüentemente, possam validar os modelos numéricos utilizados. Os métodos de ensaios virtuais não substituem os experimentais, mas permitem explorar numerosas opções em um estágio inicial do projeto dos motores a um custo muito menor [Mendera, 2005; Stiesch, 2006].

## 1.2 Objetivo do Trabalho

O objetivo deste trabalho é o desenvolvimento e a validação de metodologias para simular o comportamento dinâmico do escoamento e da transferência de calor em motores de combustão interna. Para isto, o trabalho está organizado em duas partes. Na primeira parte, foi realizada uma análise em regime permanente e transiente (motor veicular Fiat) com a finalidade de avaliar características estáticas do sistema de admissão e as características dinâmicas do escoamento com tratamento híbrido no modelo de turbulência. Na segunda parte, foi realizada uma análise transiente do funcionamento do motor *CFR* (*Cooperative Fuel Research*) para um ciclo típico. Aspectos de combustão não foram analisados. O trabalho se concentra na análise do escoamento compressível transiente com transferência de calor em motores à combustão interna.

A análise em regime permanente enfoca principalmente a determinação do coeficiente de descarga do sistema de admissão do motor. Este é definido pela capacidade de aspiração de ar em um motor de combustão interna em relação à aspiração que aconteceria sob condições ideais de escoamento. Esse coeficiente, normalmente, é calculado e medido de maneira

estática sob condições representativas de pressão típicas do funcionamento do motor. Considera-se que os valores estáticos são adequados para avaliar o comportamento dinâmico através da válvula em um motor em funcionamento, pois verifica-se que o campo de velocidade pode representar o comportamento dinâmico com tolerâncias razoáveis apesar de a pressão variar significativamente ao longo do curso de admissão [Heywood, 1988]. Nesta parte do trabalho, é verificado o potencial de modelos numéricos de dinâmica dos fluidos quanto ao cálculo desse coeficiente. Para isto, os resultados de simulações são comparados com medições disponíveis para determinadas aberturas de válvula de um motor monocilíndrico operando com escoamento em regime permanente [Fiat, 1982 e 1983].

A análise em regime transiente enfoca principalmente o desenvolvimento da carga dentro do cilindro, considerando a vazão mássica na admissão, a pressão, temperatura, e o turbilhonamento dentro do cilindro (razão de *swirl*, razão de *tumble* e *cross-tumble*) em um motor padrão funcionando em um regime de baixa rotação. Os resultados de simulações transientes em geometria tridimensional, reproduzindo a geometria do motor padrão *CFR*, foram comparados com medições transientes de vazão do ar admitido, pressão e temperatura em relação à posição da árvore de manivelas.

A comparação dos resultados previstos numericamente com as medições permitiu validar, dentro de parâmetros limitados aos valores medidos (basicamente, parâmetros globais de operação do motor), o comportamento dos modelos e dos parâmetros das simulações numéricas, incluindo as malhas utilizadas. A análise detalhada dos resultados da simulação possibilita discutir o comportamento do motor *CFR* quanto a aspectos de escoamento, permitindo aumentar o conhecimento sobre as características desse motor, auxiliando a interpretação de resultados de ensaios de combustíveis. Finalmente, recomendações gerais sobre a simulação de motores são geradas.

As principais contribuições deste trabalho foram: na primeira parte a comparação entre funções de interpolação e modelos de turbulência na previsão das características do escoamento; na segunda parte, que o procedimento numérico de investigação é capaz de reproduzir os principais parâmetros que caracterizam o escoamento, obtidos experimentalmente.

### 1.3 Organização do Trabalho

Neste capítulo, foi realizada uma breve discussão sobre a importância do estudo de motores de combustão interna, ressaltando o emprego de métodos numéricos na análise do

escoamento em seu sistema de admissão, de escape e na câmara de combustão bem como os objetivos e as motivações para execução desse trabalho.

No segundo capítulo, são citados alguns autores que têm publicado artigos relevantes ao assunto para caracterizar o trabalho proposto.

No terceiro capítulo, é feita uma fundamentação teórica do funcionamento dos motores de combustão interna, considerando as causas e os efeitos dos escoamentos no ciclo do motor. Os parâmetros relacionados à pressão de compressão, o processo de troca de gases, o coeficiente de descarga e o movimento do gás dentro do cilindro também são discutidos neste capítulo.

No quarto capítulo, é feita uma revisão dos principais conceitos relacionados ao tratamento estatístico da turbulência, com apresentação das características do escoamento turbulento, das equações de conservação de massa, de momento e de energia e da turbulência em motores de combustão interna. É feita ainda a classificação dos modelos de turbulência mais comuns, descrevendo os que são empregados neste trabalho, com os devidos tratamentos pertinentes a cada modelo bem como o tratamento numérico do escoamento próximo às paredes. No quinto capítulo, apresenta-se a metodologia numérica empregada, exibindo os métodos mais comuns, com relevância ao Método dos Volumes Finitos empregado neste trabalho.

No sexto capítulo, são apresentadas algumas soluções numéricas, sendo que o primeiro trata da comparação entre os resultados obtidos a partir de experimentos e simulações do coeficiente de descarga no coletor de admissão de um motor diesel para três diferentes aberturas estáticas de válvula, bem como comparações da razão de *swirl* para o tratamento híbrido no modelo de turbulência em diferentes passo de tempo para o regime transiente. São considerados dados experimentais, validação da simulação numérica e os resultados computacionais.

O sétimo capítulo trata da comparação entre os dados experimentais de pressão, vazão mássica e temperatura ao longo do ciclo em um motor padrão *CFR*, com dados numéricos dinâmicos obtidos com comercial *Star-cd* sob as mesmas condições de funcionamento. Foram analisados também os movimentos do gás dentro do cilindro, considerando os parâmetros de razão de *swirl*, de *tumble* e de *cross-tumble*. Foram simulados alguns fenômenos físicos citados acima, de modo a permitir o desenvolvimento de processos de combustão melhor compreendidos, levando a motores mais eficientes e, portanto, mais econômicos, confiáveis e menos danosos ao meio ambiente. No oitavo capítulo, é feita a discussão dos resultados e as considerações finais.

## 2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Métodos numéricos e experimentais são utilizados para a compreensão do comportamento do escoamento na admissão, no interior do cilindro e no escape de motores de combustão interna. No âmbito numérico, os códigos mais avançados permitem a simulação de fronteiras móveis com escoamento turbulento e compressível para determinação de características importantes dos campos de velocidades, do coeficiente de descarga e dos turbilhonamentos radiais e axiais. No âmbito experimental, técnicas de medição de temperatura e pressão de compressão e vazão na admissão têm sido empregadas para quantificarem esses parâmetros, que são empregados na validação dos métodos numéricos.

Com o desenvolvimento de computadores de alta velocidade, a simulação de processos termodinâmicos e termoquímicos tornou-se mais sofisticada e viável, permitindo modelar a sequência do ciclo de operação do motor bem como a composição e propriedades dos fluidos de trabalho. A partir do conhecimento do campo do escoamento, da transferência de calor entre os gases e as paredes internas e da taxa de liberação de energia do combustível, é possível obter a transferência de trabalho para o eixo, considerando as equações de conservação de massa e de energia. A predição dos detalhes do campo de escoamento dentro dos motores e dos processos de transferência de calor e de combustão dependentes destes campos tornou-se viável gradativamente nas últimas décadas através de soluções numéricas das equações que governam os fenômenos físicos e químicos. Esses avanços foram possíveis com a ajuda do desenvolvimento de métodos para projetos assistidos por computador, *CAE (Computer Aided Engineering)*, tais como protótipos e ensaios virtuais, que são utilizados para descrever as geometrias que posteriormente são utilizadas nas simulações numéricas e nos projetos e desenvolvimento de novos motores e de seus sistemas. Essa tendência é impulsionada pelo alto custo que os ensaios de laboratório ou de campo causam tanto em termos financeiros quanto temporais. Com isto, a indústria automotiva tem passado por grandes mudanças referentes à pesquisa de novos motores. O *CFD (Computer Fluid Dynamics)* tem-se revelado um grande apoio aos projetos e trabalhos experimentais, pois permite que os objetivos sejam alcançados em menor tempo com redução de custos. Muitos esforços têm sido empregados no desenvolvimento de métodos de simulação de motores que empregam a dinâmica de fluidos, que permitem calcular o campo de escoamento tridimensional, oferecendo uma imagem mais realista e detalhada dos processos nos motores.

Diversas ferramentas de *CFD* estão acessíveis para simular a operação de motores de combustão interna. *Softwares* comerciais como o *Vectis (Ricardo Software)*, o *Fire (AVL)*, o

*Fluent (ANSYS)* e o *Star-cd (CD Adapco)* caracterizam-se pela geração de malha pré e pós-processamento, assim como pela disponibilidade de suporte especializado ao usuário [Mendera, 2005].

Os modelos de simulação unidimensionais da dinâmica dos gases (1-D *CFD*) são programas de computador que combinam a abordagem 0-D para os processos no interior do cilindro com a abordagem 1-D para o cálculo das vazões através dos sistemas de admissão e de descarga. Através de equações baseadas em experimentos para avaliar as perdas mecânicas e de equações empíricas, os programas 1\_D relacionam o processo de liberação de calor com as trocas térmicas, bem como o processo de enchimento e de esvaziamento durante o ciclo do motor. Os programas 1-D comerciais mais conhecidos são o *GT Power (Gamma Technologies)*, o *Boost (AVL)* e o *Wave (Ricardo Software)*. Os programas 3-D resolvem todo o domínio, fornecendo resultados detalhados dos fenômenos associados, porém com maior custo e tempo computacional. Ambos os modelos têm contribuição valiosa no desenvolvimento de motores. A utilização de cada um depende da resolução necessária dos resultados, da extensão em que foram testados e validados e do tempo e esforços necessários para efetuar conjuntos extensivos de cálculos e interpretar seus resultados [Heywood, 1988].

O desenvolvimento de códigos numéricos para geração de malhas mais eficientes, quando utilizados em geometrias complexas, vem crescendo à medida que os sistemas de processamento vêm se tornando mais rápidos. Em décadas passadas, não era viável o mapeamento refinado de geometrias complexas, como é o caso de motores. Takahashi, 1990, propôs uma metodologia para os dados de entrada referentes à malha, utilizando o método *PCC (Partial Cells in Cartesian)*, e obteve boa concordância com os dados experimentais do campo de pressão e de velocidades em determinadas aberturas de válvula e em regime permanente, com menor tempo computacional.

Moriyoshi, 1994, utilizou alguns modelos de turbulência e fez modificações em seus coeficientes, obtendo resultados condizentes entre o campo de velocidade medido experimentalmente e o campo obtido computacionalmente. Qian et al, 1994, mediram o campo velocidades com a utilização do *laser Doppler* durante a compressão de um motor acendido por compressão (*IC*) e também modificaram os coeficientes do modelo *k-ε* para obterem melhor concordância com os valores da razão de *swirl* medidos.

Kimura et al., 1994, analisaram a eficiência térmica de um motor diesel a partir da medição da transferência de calor no cilindro. Os autores compararam geometrias diferentes de câmara no cilindro que atuam significativamente na formação do *swirl*. Concluíram que a eficiência térmica é fortemente dependente da formação de *swirl*, que, por sua vez, é

dependente da geometria de câmara de combustão. Nishiwaki et al., 1994, também utilizaram o modelo de turbulência  $k-\varepsilon$  com os coeficientes modificados para calcular os picos de transferência de calor em um motor em relação à posição da árvore de manivelas.

Bianchi et al., 2002a, a partir de simulações numéricas, analisaram o coeficiente de descarga, focalizando os tipos de orifício de admissão e comparando-os com medidas experimentais. Kaario et al., 2003, compararam o modelo de turbulência  $k-\varepsilon$  *RNG* ( $k-\varepsilon$  *Renormalization Group*) com o modelo *LES* (*Large Eddy Simulation*), utilizando a aproximação de incompressível e isotérmico, que permitiu capturar mais as estruturas complexas do escoamento que o modelo  $k-\varepsilon$  *RNG*, porém com esforço computacional muito elevado.

Considerando os efeitos da compressibilidade do escoamento, além de não-isotérmico e anisotrópico, presentes nos motores de combustão interna, alguns trabalhos foram feitos utilizando o modelo de turbulência  $k-\varepsilon$  para a análise da relação entre as tensões normais em escoamentos tridimensionais. Bianchi et al., 2002b, compararam o modelo  $k-\varepsilon$  baseado na viscosidade turbulenta linear com a não-linear (quadrático e cúbico) e concluíram que a relação cúbica para as tensões médias de Reynolds apresentou melhor concordância com os dados experimentais. Em outro trabalho, esses mesmos autores, 2003, investigaram o modelo para altos e baixos Reynolds com tratamento próximo à parede, ambos com funções de interpolação cúbica entre as tensões médias de Reynolds e as deformações. A conclusão foi que a aproximação para baixos Reynolds, através do aumento do esforço computacional, apresenta maior capacidade de capturar o escoamento no coletor de admissão.

Outra alternativa é usar o modelo *RNG*, que utiliza conceitos similares aos dos modelos não-lineares, porém com maior simplicidade. Baratta et al., 2003, obtiveram maior aproximação com os dados experimentais do escoamento em um motor ao modificar as constantes do modelo *RNG*.

Pode-se, ainda, utilizar o modelo  $k-\omega$  *SST* para capturar os fenômenos de turbulência, pois este tem sido considerado mais adequado quando há altas recirculações com descolamentos de camada limite [Baratta, 2009].

Baratta et al., 2008 a,b, resolveram o campo de velocidades estático com o *Star-cd* e com o *Fluent* para três aberturas de válvula, comparando dados experimentais com numéricos da razão de descarga e do *swirl*. Os autores obtiveram concordância com dispersão de 4% e 6% com os dados experimentais.

Dent e Chen, 1994, compararam dados experimentais com numéricos do escoamento em um motor. O problema numérico foi resolvido para diferentes aberturas de válvula,

utilizando o *software* comercial *Star-cd*. Os resultados do coeficiente de descarga e da pressão foram comparados, e os autores verificaram que esses valores são fortemente dependentes da abertura de válvulas.

Liu et al., 1994a, mediram o perfil de velocidade e a intensidade de turbulência na descarga em um motor típico acendido por centelha (*SI*) com anemômetro de fio quente em regime permanente. Os dados foram coletados para diferentes aberturas de válvulas. Os autores concluíram que o perfil de velocidades e a intensidade de turbulência são fortemente dependentes da abertura de válvula e da geometria dos dutos de admissão. Liu et al., 1994b, mediram, com o mesmo processo, a magnitude do momento angular e as razões de *swirl* no processo de admissão para cada velocidade relacionada com abertura de válvulas.

Ibrahin et al., 2008a, obtiveram, a partir de simulações computacionais, a variação da temperatura no coletor de admissão em relação à árvore de manivelas, utilizando o programa de simulação *GT-Power* em diferentes rotações do motor. O objetivo da pesquisa foi gerar informações de temperatura na fase de admissão para serem utilizadas na fase de combustão. Em outra publicação, esses mesmos autores, 2008b, verificaram a variação de pressão e temperatura durante as fases de combustão e de escape, utilizando o *GT-Power*. Assim, obtiveram os campos de pressão e de temperatura em relação à árvore de manivelas para diferentes rotações do motor.

Semin et al., 2008a, por sua vez, verificaram que a pressão do coletor de admissão em relação à árvore de manivelas e à rotação do motor pode ser obtida a partir de métodos computacionais com boa aproximação dos dados experimentais. Os autores, utilizando o programa de simulação *GT-Power*, obtiveram informações quantitativas para prever as características do escoamento na fase de admissão. Posteriormente, estas podem ser utilizadas para a fase de combustão.

Luo et al., 2003, utilizaram o código numérico *KIVA-3* para determinar o escoamento transiente tri-dimensional no sistema de admissão de um motor com câmara de combustão semi-esférica. A partir da simulação numérica, os dados do campo de velocidade e de pressão foram obtidos em diferentes planos e ângulos da árvore de manivelas. Segundo os autores, os resultados de turbilhonamentos, de campo de velocidades e de pressão são importantes para o desenvolvimento da geometria do sistema de admissão de motores de combustão interna.

Yusaf et al., 2005, desenvolveram um código para determinar a transferência transiente de calor durante a combustão em um motor acendido por centelha. Campos de temperatura e de pressão foram obtidos numericamente e comparados com dados experimentais coletados, obtendo-se boa concordância. Os dados de transferência de calor

experimentais foram obtidos com termopares posicionados equidistantes de 5 mm, inseridos na parede superior do cilindro. Os dados experimentais de pressão foram adquiridos com transdutor de pressão do tipo ótico.

Diversos métodos são empregados para medir a temperatura de compressão em um motor de combustão interna. Lin et al., 1990, mediram a distribuição de temperatura em um motor tracionado diesel a partir da técnica de dupla exposição holográfica, utilizando *laser* durante a fase de compressão. Os autores concluíram que o método fornece resultados dos gradientes de temperatura durante a compressão, observando que a máxima diferença de temperatura em toda a câmara de combustão foi em torno de 40 K a 60 K durante todo o ciclo de compressão. Outra constatação desses autores foi que a temperatura no centro da câmara de combustão apresenta uma região homogênea e pode ser tratada como adiabática.

Muller, 1990, construiu uma célula de teste para comparar o campo de velocidade e de temperatura do ar aquecido por uma chama, utilizando o método holográfico e o *PIV (Particle Image Velocimety)*. O autor concluiu que é possível medir esses parâmetros com boa resolução a partir da técnica holográfica, porém é necessário um tratamento matemático adequado do sinal para se obter a incerteza coerente com a ordem de grandeza da medição.

A formação do *swirl* é decorrente, principalmente, da geometria do coletor de admissão, da região de entrada e saída da válvula de admissão e também da posição das válvulas em relação ao eixo de simetria do cilindro. São utilizados condutos de admissão em espiral ou hélice para se poder aumentar o *swirl*, que permanece, geralmente, durante os processos de admissão, compressão e expansão. Nos motores equipados com câmara de combustão na parte superior do êmbolo, o movimento rotacional inicia durante a admissão e é substancialmente modificado durante a compressão. Esse tipo de turbilhonamento é importante na formação da mistura em motores ciclo Otto, na homogeneidade da combustão em motores ciclo Diesel e na propagação de chama em motores que utilizam carga estratificada com combustão pela ignição auto controlada (*CAI*) ou pela ignição por compressão de carga homogênea (*HCCI*) [Zhao et al., 2002].

A utilização de combustão com mistura pobre, através do coeficiente de descarga, *tumble* e *cross-tumble*, tem se mostrado com grande potencial para redução de emissão de poluentes e de consumo de combustível. Estes parâmetros promovem a atomização, evaporação e mistura da carga de admissão. A magnitude da rotação da carga de admissão depende a velocidade de admissão, da geometria do duto de admissão, da relação curso/diâmetro e da forma da câmara de combustão [Hill and Zhang, 1994].

Vários autores mostraram, por meio de trabalhos experimentais, que existe uma forte relação do aumento do movimento da carga de admissão com a diminuição do tempo de combustão [Kido et al., 1980; Witze and Vilchis, 1981; Kent et al., 1989; Hadded and Denbratt, 1991; Urushihara et al., 1995; Urushihara et al., 1996; Jeon et al., 1998; Selamet et al., 2004; Goldwitz and Heywood, 2005]. A taxa de queima, conforme mostrado por Baritaud, 1989, pode ser diretamente relatada através da intensidade de turbulência gerada pelo *swirl* e *tumble*. Com o aumento da turbulência durante a combustão há um aumento da velocidade turbulenta da chama. *Swirl* e *tumble* diminuem do tempo de retardo de acendimento da mistura e a variação cíclica é substancialmente reduzida [Witze et al., 1988; Lord et al., 1993; Arcoumanis et al., 1998; Ancimer et al., 1999; Selamet et al., 2004].

Resultados experimentais obtidos por Mikulec et al., 1988, em um motor monocilíndrico, utilizando propano com relação fixa de ar/combustível, mostraram que *swirl* reduz o consumo específico em 3% quanto a razão de *swirl* varia de 0 para 2,8. Jie et al., 1993, através de experimentos feitos em um motor monocilíndrico com diferentes razões de *tumble*, observaram que o consumo específico é fortemente dependente da razão de *tumble*.

Por outro lado a intensificação do *swirl* e *tumble* aumenta a transferência de calor para as paredes da câmara de combustão e diminuem a eficiência volumétrica [Davis e Borgnakke, 1982; Alkidas et al., 1990; Zhang and Frankel, 1997]. Nagao e Tanaka, 1983, introduziram geradores de *swirl* e *tumble* na admissão e mediram a eficiência de conversão de combustível. Concluíram que existe um ponto ótimo do número de *swirl* e de *tumble* no qual se pode obter melhor aproveitamento do combustível.

Kim et al., 1994, verificaram variação da formação de óxidos de nitrogênio em um motor montado em um dinamômetro de bancada para três tipos de coletores de admissão. Os autores concluíram que a formação de óxidos de nitrogênio é fortemente dependente do campo de velocidades, considerando os movimentos da carga de gás admitida dentro do cilindro de turbilhonamentos longitudinais e radiais.

Arcoumanis et al., 1994, quantificaram a relação entre o desenvolvimento da combustão e as condições de entrada do escoamento a partir de medições experimentais, considerando as características do *tumble* e do *swirl*. Os autores concluíram que a variação das características do escoamento, devido à utilização de geradores de *tumble* na admissão do motor, tem influência direta na velocidade de propagação da chama.

Semin et al., 2008b, simularam, com o *GT-Power*, as variações de temperatura no coletor de admissão de um motor *IC* adaptado para *SI*, utilizando gás natural como combustível. Chana et al., 2003, por sua vez, utilizaram sensores de temperatura de 50  $\mu\text{m}$  de

espessura, colados na superfície do pistão, para avaliar a transferência de calor. Segundo esses autores, a frequência de resposta foi na ordem de 100 kHz na condição do motor operar em baixas cargas e tracionado.

Kawahara et al., 2004, mediram a temperatura da mistura estequiométrica de ar e gás metano durante o ciclo de compressão de um motor *SI*, utilizando fibra ótica e interferometria com *laser*. Os resultados obtidos foram comparados com valores calculados, considerando o escoamento adiabático e politrópico. A conclusão dos autores foi que o método é eficiente devido à concordância entre os dados experimentais medidos com os valores calculados. Kawahara et al., 2005, utilizaram a mesma técnica para medir a temperatura transiente no ciclo de compressão, porém em um motor operando no modo *HCCI* (*Homogeneous charge compression ignition*), em que a mistura ar e combustível é extremamente pobre. Os resultados obtidos também mostraram boa concordância quando comparados com os valores calculados, considerando o escoamento adiabático e politrópico.

A medição de vazão na admissão do motor é importante para se efetuar o cálculo do coeficiente de descarga. Diversas técnicas são utilizadas para determinar a quantidade de massa admitida pelo motor. Hadded et al., 1991, utilizaram a técnica de *laser Doppler* para caracterizar o movimento da massa de ar admitida pelo motor durante o processo de admissão e compressão. Witze et al., 1980, compararam o turbilhonamento medido dentro do cilindro, utilizando as técnicas de anemometria de fio quente e de *laser Doppler*. A conclusão dos autores foi que a utilização do *laser Doppler* permite uma resolução melhor da medição, devido a uma maior varredura da geometria estudada.

Outra técnica para medição do escoamento é por meio ótico. Ronnback, 1991, estudou o comportamento do turbilhonamento induzido, utilizando a técnica de *PTV* (*Particle Tracking Velocimetry*), e Kiyota, 1992, verificou a estratificação da mistura pobre. Utilizando a mesma técnica, Trigui et al., 1994a, apresentaram um estudo detalhado do escoamento para um motor típico, porém os dados foram obtidos em um simulador análogo, que utiliza água com vazão controlada e um sistema 3-D para determinação dos campos de velocidades. Os autores obtiveram uma correlação entre os valores reais, medidos no motor com combustão, com os valores do turbilhonamento, medidos no simulador. Assim, eles demonstraram que o sistema análogo pode prescrever uma aproximação que caracteriza o escoamento real, podendo ser utilizado como metodologia para projeto e desenvolvimento de motores. Os mesmos autores, 1994b, utilizaram medições experimentais do escoamento em um motor, feitas com a técnica 3D *PTV* durante o processo de admissão e compressão, como dado de entrada para o cálculo numérico do campo de velocidades com o uso de *software* comercial

*Star-cd*. Eles verificaram que o procedimento adotado é viável como ferramenta para o projeto de motores, considerando a dinâmica do escoamento e as características da combustão.

Reuss et al., 1989, utilizaram a técnica ótica *PIV* para medição planar instantânea do campo de velocidade e largas escalas de vórtices e a variação da tensão de cisalhamento do escoamento em um motor tracionado. O mesmo método foi utilizado também por Reuss, 1990, para medir a velocidade, a vorticidade e a taxa de deformação à frente da chama. Reeves, 1994, utilizou o método *PIV* para determinar o turbilhonamento durante o processo de admissão e de compressão de um motor de combustão interna tracionado.

Stier e Falco, 1994, analisaram o comportamento do escoamento em uma bancada, utilizando a técnica do *LIPA (Laser Induced Photochemical Anemometry)*. Foram observadas três aberturas de válvulas a 20 *rpm* com água (correspondendo a 340 *rpm* com ar). Os autores obtiveram o campo de velocidades com a formação de recirculações, considerando as magnitudes dos vórtices.

A partir de dados experimentais, Ibrahim et. al., 2008b, constataram que o aumento da rotação do motor aumenta o valor do pico de pressão de compressão, devido ao menor tempo de perda de calor para as paredes do cilindro e também devido aos menores vazamentos pelos anéis.

Diversos trabalhos experimentais foram desenvolvidos utilizando o motor Padrão *CFR*. A simplicidade na geometria associada à razão de compressão variável torna esse equipamento com qualidades desejáveis para confrontar dados experimentais com numéricos.

Rech et al.; 2003, utilizou o motor *CFR* para quantificar, experimentalmente, a proporção diesel necessária para acender o gás natural operando em ciclo duplo. Nesse experimento, foram verificados o nível de emissões de poluentes e a pressão na câmara de combustão em relação à variação da relação de compressão do ponto de injeção e da proporção da mistura. Os combustíveis utilizados foram o diesel e o gás natural em proporções variadas. A injeção de diesel original do motor foi mantida, porém com um sistema de redução do débito acoplado na cremalheira da bomba injetora. O gás natural foi aspirado por meio de um *venturi* colocado na admissão do motor. O objetivo do trabalho foi o de substituir uma parcela do combustível diesel pelo gás natural no transporte pesado, mantendo as mesmas características de potência do motor e diminuindo o nível de emissões.

Wildner, 2006, mediu a velocidade de propagação da chama no motor *CFR* para diversos combustíveis, pois, a partir dessa medida, pode-se definir parâmetros de avanço da ignição, da relação de compressão e da relação ar e combustível. Os resultados obtidos

indicaram que os combustíveis de cadeias ramificadas e os oxigenados, conforme esperado, apresentam menores velocidades de propagação da chama na câmara de combustão e que a velocidade de propagação da chama é fortemente dependente da relação ar e combustível e da razão de compressão.

Andrade, 2007, desenvolveu e testou uma metodologia para determinar a duração de combustão de alguns combustíveis no motor *CFR*. Considerando que a duração da combustão está relacionada com a velocidade de propagação da chama, com a relação de compressão, com a condição de mistura ar-combustível, com a turbulência na câmara de combustão dentre outros fatores, o autor concluiu que os combustíveis usados nesta avaliação apresentaram um comportamento geral com boa repetitividade, apresentando uma incerteza máxima de 2,5% nos resultados da duração de combustão, indicando que o aparato e a metodologia experimental apresentaram coerência.

Lanzafame, 1999, utilizou um motor *CFR* para analisar os efeitos da injeção de água durante o processo de admissão com objetivo de verificar as divergências existentes na literatura sobre esse procedimento. A partir de dados experimentais e teóricos, o autor conclui que o método empregado pode controlar a detonação e a formação de óxidos de nitrogênio em motores acendidos por centelha.

Sanders and Barnett, 1943, investigaram os efeitos da recirculação de gases queimados na admissão de um motor *CFR*. Os ensaios foram realizados considerando o limite de detonação da mistura. Os autores concluíram que, injetando até 7% de gases queimados, há um aumento na pressão média efetiva e que não há diminuição significativa no consumo específico.

Wagner et al., 2000, investigaram a dispersão cíclica de mistura pobre em um motor *SI\_CFR*, utilizando funções mapeadas que representam a conectividade entre a combustão medida e os próximos eventos da combustão. O objetivo foi encontrar funções não lineares de baixa ordem para serem utilizadas nas estratégias de controle dos motores em tempo real.

Gautam e Martin, 2000, utilizaram o motor *CFR* para determinar as vantagens e as desvantagens da adição de combustíveis oxigenados à gasolina. Os parâmetros comparativos utilizados foram os de detonação, pressão média efetiva e emissões. Os autores concluíram que o aumento da proporção de combustível oxigenado na gasolina aumenta a resistência à detonação e à velocidade de queima, e que o atraso da ignição também aumenta a velocidade de queima.

Laza et al., 2006, analisaram a influência da adição de etanol nos óleos combustíveis, no processo de queima e de emissão de poluentes em um motor *CFR\_Cetane* (Ciclo Diesel).

Os autores concluíram que o acréscimo de oxigenados aumenta o pico de pressão e diminui tanto a formação de óxidos de nitrogênio quanto o número de cetanos.

Em suma, diversas são as pesquisas feitas com o motor padrão *CFR*. Cabe ainda ressaltar que Lii e Karim, 2005, analisaram as emissões de gases provenientes do escape para misturas de combustíveis gasosos. Flowers et al., 1999, Nowak et al., 2008, Hosseini e Checkel, 2006, utilizaram o motor no modo *HCCI*. Echavarria, 2006, injetou ar comprimido controlado por auto-ignição. Zervas et al., 2004, analisaram a influência da relação ar/combustível na emissão de hidrocarbonetos no modo *SI*. Shrestha, 2008, comparou o desempenho do motor, utilizando biogás e gás metano. Szybist et al., 2007, analisaram auto-ignição, substituindo o diesel convencional por combustíveis alternativos.

Os métodos experimentais utilizados neste trabalho no motor *CFR*, tracionado por um motor elétrico a 200 *rpm* e razão de compressão de 6:1, foram os de anemometria de filme quente para medição de vazão mássica; de termopar para medição de temperatura e ótico para medição de pressão. As técnicas utilizadas são discutidas ao longo do trabalho, considerando as incertezas de medição e de tempo de resposta.

### 3 FUNDAMENTOS DE MOTORES DE COMBUSTÃO INTERNA

Motores de combustão convertem energia química em energia mecânica disponibilizada no eixo a partir do processo de combustão, caracterizado por uma rápida reação exotérmica em meio gasoso em que o oxigênio é usualmente um dos reagentes. A expansão do meio gasoso com o aumento da energia interna movimenta o eixo do motor transformando a energia interna do gás em trabalho mecânico no eixo. De acordo com Guibet, 1999, a combustão de misturas gasosas supostamente homogêneas de ar atmosférico e combustível em motores de combustão interna e com ignição por meio de uma centelha caracteriza-se pelo desenvolvimento de uma zona de reação que inicia no ponto entre os eletrodos da vela de ignição e se propaga através do volume da câmara. A velocidade de deslocamento da frente de chama é influenciada por características como composição do combustível, relação de mistura, temperatura da mistura e de operação do motor, rotação e geometria do motor e demais características do escoamento na câmara de combustão.

A Figura 3.1 [Heywood, 1988] apresenta a sequência de eventos que ocorrem nos motores de Ciclo Otto em relação ao ângulo da árvore de manivelas. O diagrama superior da Figura 3.1 representa a variação da pressão no cilindro em relação ao ângulo da árvore de manivelas e a abertura e fechamento das válvulas de admissão e de escape. Verifica-se que o ciclo inicia com a válvula de admissão e de escape abertas, período conhecido por “cruzamento de válvulas” (embora nem sempre exista cruzamento de válvulas em motores). Após alguns graus depois do ponto morto superior (*DPMS*), a válvula de escape é fechada (*EVC*), permitindo melhor limpeza devido a efeitos de inércia do escoamento e também ao refluxo dos gases queimados na direção do sistema de admissão, devido à presença de pressão superior no cilindro em relação ao coletor de admissão. Neste período, as taxas de variação da pressão são muito pequenas. A válvula de admissão é fechada (*IVC*) alguns graus depois do ponto morto inferior (*DPMI*) para maior enchimento devido a efeitos de inércia, resultando em aumento do rendimento volumétrico. Caso não haja a ignição, a curva de pressão se comporta como a linha tracejada. Neste caso, o motor comporta-se como compressor e diz-se que o cilindro está sendo tracionado externamente. Caso haja a ignição devido à centelha, de  $10^\circ$  a  $40^\circ$  antes do *PMS*, é iniciada a combustão, que resulta em um comportamento da pressão no cilindro representado pela linha contínua. A este ângulo dá-se o nome de “ângulo de avanço da ignição (*ADV*)”.

No diagrama inferior da Figura 3.1 estão representadas as variações percentuais do volume deslocado no cilindro ( $V_d$ ) e o aumento das frações de gases queimados ( $x_b$ ) em

relação ao ângulo da árvore de manivelas. Verifica-se que o volume interno do cilindro varia desde um valor mínimo na posição do ponto morto superior, equivalente ao volume morto ( $V_c$ ), até um volume máximo na posição do ponto morto inferior. Essa variação ocorre duas vezes para completar um ciclo termodinâmico no motor de quatro tempos.

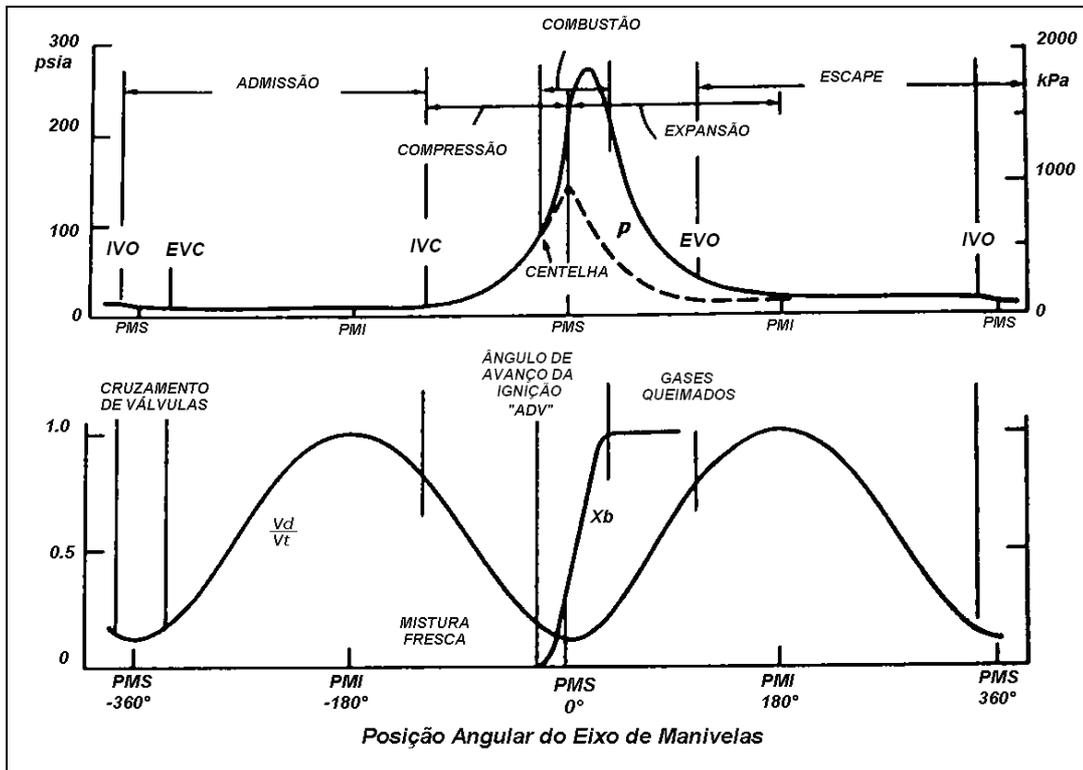


Figura 3.1 - Sequência de eventos em um motor de Ciclo Otto [Adaptado de Heywood, 1988]

### 3.1 Processo de Troca de Gases

O processo de troca de gases em motores de combustão interna trata da saída de gases queimados (escape) e da entrada de carga nova (processo de admissão) para o próximo ciclo. No caso de motores ciclo Diesel, a admissão é somente de ar, sendo posteriormente injetado o combustível, dando início à combustão. Em motores ciclo Otto, a admissão é pré-misturada (ar e combustível), e a ignição ocorre por uma centelha. Ocorre ainda sistema de injeção direta no ciclo Otto em que não há pré-mistura. O torque gerado pelo motor está relacionado com a carga admitida, que depende, dentre outros parâmetros, da geometria do coletor e dos dutos da admissão, das válvulas e das condições de operação.

A eficiência volumétrica é o parâmetro utilizado para medir a capacidade de enchimento e é definida em motores de quatro tempos por:

$$\eta_v = \frac{2\dot{m}_{real}}{\rho V_d N} \quad (3.1)$$

onde  $\dot{m}_{real}$  representa a vazão de ar média durante a admissão,  $\rho$  representa a densidade média do ar nas condições de pressão e temperatura da admissão,  $V_d$  o volume deslocado e  $N$  a rotação do motor. A eficiência volumétrica é influenciada por parâmetros tais como: tipo de combustível; relação ar e combustível; pressão no coletor de admissão; razão de compressão; rotação; geometria dos coletores de admissão e de escape; geometria, tamanho, abertura e tempo de abertura das válvulas, dentre outros. Os gases que entram e saem dos motores de combustão interna estão sujeitos a perdas de carga devido ao atrito viscoso e efeitos de inércia que ocorrem nos dutos de admissão e descarga, na passagem pelas válvulas, na câmara de combustão e nas paredes do cilindro. Tais perdas dependem da velocidade, do tamanho e da forma dessas passagens. A maior contribuição para essas perdas encontra-se na restrição de passagem entre a válvula e a sede.

A pressão no coletor de admissão varia ao longo do ciclo, entre ciclos sucessivos e em cada cilindro devido à variação da velocidade do pistão, da área de abertura da válvula e do regime não uniforme da entrada de gases. A massa de ar admitida pelo cilindro é fortemente influenciada pelo nível de pressão na admissão durante um curto período de tempo antes da válvula de admissão fechar [Heywood, 1988]. Quando o fechamento da válvula de admissão é colocado após *PMI*, ou seja, quando existe um atraso de fechamento de válvula, pode ocorrer um movimento reverso da carga em direção à admissão, proporcionado pelo aumento da pressão com o movimento do pistão e baixa rotação. Por outro lado, nesta mesma situação, em condições de rotação alta, pode ocorrer um maior enchimento do cilindro devido a efeitos de inércia do escoamento. Outro fato que interfere na eficiência volumétrica são as pulsações do escoamento em cada cilindro, causadas pelos movimentos de fechamento e abertura de válvulas. Essas ondas de pressão podem contribuir para aumentar ou diminuir a massa de ar admitida, dependendo da fase da onda que atinge a válvula de admissão no momento em que esta é fechada. O aproveitamento desse efeito dinâmico no aumento do enchimento do cilindro é denominado de afinação.

A eficiência volumétrica é geralmente maior em motores Ciclo Diesel devido ao fato de este não possuir restrição de borboleta na admissão nem diluição da mistura admitida no cilindro por combustível evaporado. Valores médios típicos encontrados na literatura são da ordem de  $\eta_v = 90\%$  para motores Ciclo Diesel com velocidade média do pistão de 10 m/s e

de  $\eta_v = 80\%$  para motores Ciclo Otto com velocidade média do pistão de 8 m/s. [Heywood, 1988].

### 3.2 Movimento da Carga no Cilindro

Dentre outros parâmetros, a formação da mistura em motores de combustão interna ciclo Otto está relacionada ao escoamento antes e depois de entrar no cilindro. O processo de admissão e descarga é consequência da geometria do coletor de admissão e de escape, da geometria da câmara de combustão e da velocidade do motor. Esses parâmetros influenciam a magnitude dos escoamentos secundários e a intensidade de turbulência, que atua significativamente no processo de combustão da mistura ar-combustível.

O processo de admissão nos motores domina muitos aspectos importantes do escoamento dentro do cilindro. Em motores de ciclo em quatro tempos, a válvula de admissão é a área mínima de passagem, sendo, portanto, a região onde os gases atingem as mais altas velocidades. Quando a válvula abre, o gás entra no cilindro como um jato anular, e as velocidades radiais e axiais no jato são aproximadamente 10 vezes a velocidade do pistão [Heywood, 1988]. Na passagem do jato entre a válvula e sua sede são gerados fortes gradientes de velocidade que induzem a produção de turbulência e criam regiões de recirculação na região entre o cabeçote e as paredes do cilindro. A interação do jato de entrada com a parede produz uma grande região de circulações dentro do volume do cilindro que pode ser visualizada experimentalmente. A Figura 3.2 mostra a analogia feita com água entrando em uma máquina com um cilindro e um pistão, fundamentada em conceitos de similaridade. A válvula é localizada no centro da cabeça do cilindro, e o escoamento na válvula está ao longo do eixo do cilindro. Os parâmetros experimentais foram escalados de forma que os números adimensionais apropriados que governam o escoamento, número de Reynolds e de Strouhal, fossem mantidos iguais aos valores típicos de motores. Verificam-se, na Figura 3.2, as características principais de entrada do escoamento em um plano iluminado através do eixo do cilindro. As trajetórias das partículas iluminadas são registradas ao longo do tempo por uma máquina fotográfica com a objetiva aberta, formando as linhas de corrente. Um grande vórtice é gerado no volume do cilindro cujo centro move-se para baixo e fica entre a válvula e a cabeça do pistão. No canto superior do cilindro, surge um vórtice menor, que gira na direção oposta. Esses vórtices persistem até o fim da admissão quando ficam instáveis e separam-se [Heywood, 1988].



Figura 3.2 - Vórtices dentro do cilindro durante a entrada. Fotografia das linhas obtidas com água em uma máquina modelo com axissimetria da válvula [Heywood, 1988].

Os motores usualmente utilizados apresentam configurações mais complicadas quanto ao duto de admissão, posição das válvulas, ângulo da sede de válvula, etc., tornando o padrão do escoamento mais complexo. Contudo, a formação de grandes vórtices persiste. A Figura 3.3a mostra o efeito da válvula deslocada do centro. Durante a primeira metade do tempo de admissão, verifica-se um escoamento similar àquele anterior da Figura 3.2, em que a válvula é centrada; contudo, os vórtices são posteriormente deslocados para o lado, mantendo os mesmos eixos de rotação. Os vórtices ficam instáveis e se separam mais cedo no processo de admissão em relação ao eixo simetria [Heywood, 1988]. A Figura 3.3b mostra o escoamento observado em um modelo com água passando pelo cilindro em plano de 30 mm (1/3 do curso) da cabeça do cilindro, com um desenho padrão de duto de admissão. A direção dos vórtices principal e secundário é projetada para o lado oposto da válvula. Isto acontece porque a parede do cilindro próxima à válvula impede a saída do escoamento e o força na direção do mesmo lado da superfície, passando pela válvula e pelo eixo do cilindro para circular em sentidos opostos [Heywood, 1988]. O vórtice superior segue a direção do escoamento e aumenta com o aumento de abertura da válvula. Os detalhes do aspecto do escoamento de entrada dependem do desenho do duto de admissão, da orientação de haste da válvula e da abertura da mesma. Com apropriado desenho do duto de admissão e da cabeça do cilindro é possível desenvolver um escoamento com um único vórtice dentro do volume do cilindro [Heywood, 1988].

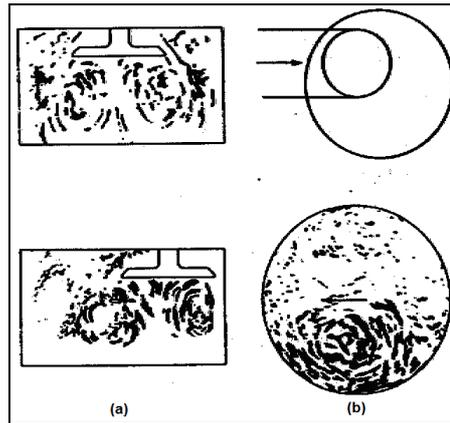


Figura 3.3 - : a) Fotografia das linhas de corrente em um cilindro com escoamento em regime permanente de água, análogo ao processo de admissão em um motor; b) Linhas em um plano diametral; 30 mm abaixo da cabeça do cilindro. Abertura de válvula de 4 mm, [Heywood, 1988]

Verifica-se, contudo, que o escoamento na entrada interage com as paredes do cilindro e com o movimento do pistão, criando circulações de grande escala dentro do cilindro. Os detalhes do escoamento são fortemente dependentes do duto de entrada, da válvula de admissão e da geometria de cabeça do cilindro e da câmara de combustão.

O movimento da massa de ar admitida é classificado em três padrões de escoamento no interior do cilindro. Eles são importantes para a formação e homogeneidade da carga: *swirl*, que quantifica a rotação em torno do eixo  $z$ , na direção axial do cilindro; *tumble*, que quantifica a rotação do plano  $X-Z$  em torno do eixo  $y$  e direção radial do cilindro; e *cross-tumble*, que quantifica a rotação do plano  $Y-Z$  em torno do eixo  $x$ , na direção radial do cilindro [Star-Cd 2009]. A Figura 3.4 representa as rotações em torno dos eixos  $x$ ,  $y$  e  $z$ .

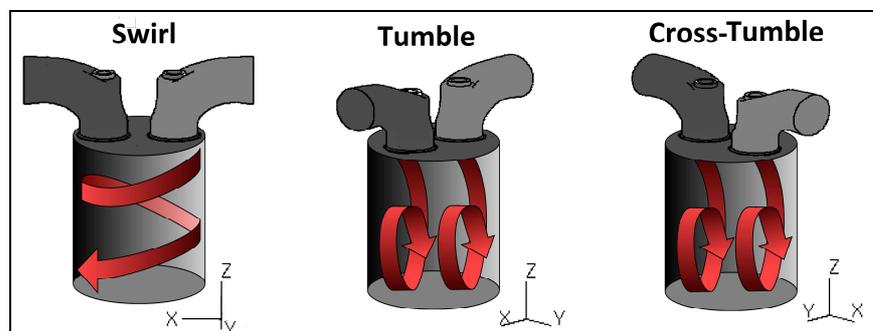


Figura 3.4 - Turbilhonamento axial e radial da carga (*swirl*, *tumble* e *cross-tumble*)

### 3.2.1 Razão de *Swirl* ( $R_S$ )

A razão de *swirl* é um parâmetro adimensional que quantifica o movimento de rotação dentro do cilindro. Considera-se que a velocidade angular tenha um comportamento de

movimento de rotação de corpo rígido, e assim a razão de *swirl* é obtida pela divisão da velocidade angular pela velocidade de rotação da árvore de manivela, da seguinte forma [Heywood, 1988]:

$$R_S = \frac{\omega_s}{(2\pi N)/60} \quad (3.2)$$

onde  $R_S$  é a razão de *swirl*,  $\omega_s$  a velocidade angular e  $N$  a rotação do motor.

O cálculo da razão de *swirl* pelo *Star-cd* é computado em relação ao momento angular total pela velocidade de rotação, multiplicados pelo momento de inércia do corpo rígido equivalente:

$$R_S = \frac{\sum_{\text{células}} \rho_i V_i [(x_i - x_m) v_i - (y_i - y_m) u_i]}{2\pi \frac{N}{60} \sum_{\text{células}} \rho_i V_i ((y_i - y_m)^2 + (x_i - x_m)^2)} \quad (3.3)$$

onde  $\rho_i$  é a densidade na célula  $i$ ,  $V_i$  o volume da célula  $i$ ,  $x_i$ ,  $y_i$  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 e  $u_i$ ,  $v_i$  e  $w_i$  a velocidade do ar na célula  $i$ , nas coordenadas  $x$ ,  $y$  e  $z$ , respectivamente, [Star-cd Methodology 2009].

### 3.2.2 Razão de *Tumble* ( $R_T$ )

Da mesma maneira que se calcula a razão de *swirl* pode-se calcular a razão de *tumble*. Contudo este parâmetro tem rotação em torno do eixo “ $y$ ”, isto é, no plano  $X-Z$ , paralelo ao eixo do cilindro e normal a linha entre as válvulas de admissão e de descarga (plano *tumble*).

A razão de *tumble* é descrita, portando, pela equação, [Star-cd Methodology 2009]:

$$R_T = \frac{\sum_{\text{cells}} \rho_i V_i [(z_i - z_m) u_i - (x_i - x_m) w_i]}{2\pi \frac{N}{60} \sum_{\text{cells}} \rho_i V_i ((x_i - x_m)^2 + (z_i - z_m)^2)} \quad (3.4)$$

### 3.2.3 Razão de *Cross-Tumble* ( $R_{CT}$ )

A razão de *cross-tumble* quantifica o movimento de rotação no plano  $Z-Y$ , paralelo ao eixo do cilindro e perpendicular à linha entre as válvulas de admissão e de descarga (plano *cross-tumble*). A razão de *cross-tumble* é descrita pela equação [Star-cd Methodology 2009].

$$R_{CT} = \frac{\sum_{cells} \rho_i V_i [(y_i - y_m) w_i - (z_i - z_m) v_i]}{2\pi \frac{N}{60} \sum_{cells} \rho_i V_i ((y_i - y_m)^2 + (z_i - z_m)^2)} \quad (3.5)$$

### 3.3 Coeficiente de Descarga

O coeficiente de descarga instantâneo ( $C_{Di}$ ) é a relação entre a vazão real de ar que passa através da válvula de admissão e a vazão ideal obtida para uma expansão isentrópica através da mesma área de passagem, considerando a pressão de saída ( $p_{out}$ ) e uma pressão de estagnação na entrada ( $p_o$ ). Para o cálculo do coeficiente de descarga para determinada abertura de válvula e fluxo não bloqueado, pode-se utilizar a equação [Heywood, 1988]:

$$C_{Di} = \frac{\dot{m}_{real}}{\frac{\pi d_V^2}{4} \frac{p_o}{(RT_o)^{1/2}} \left(\frac{p_{out}}{p_o}\right)^{1/K} \left\{ \frac{2k}{k-1} \left[ 1 - \left(\frac{p_{out}}{p_o}\right)^{(K-1)/K} \right] \right\}^{1/2}} \quad (3.6)$$

onde ( $\dot{m}_{real}$ ) representa a vazão mássica na admissão para a abertura considerada, obtida a partir de soluções numéricas ou experimentais;  $R$  é a constante universal do gás (ar);  $T_o$  é a temperatura absoluta (na admissão),  $d_V$  é o diâmetro de passagem na válvula e  $K$  é a relação entre o calor específico a pressão constante e a volume constante. Nota-se que a determinação do coeficiente de descarga normalmente é feita submetendo-se o sistema de admissão e o cilindro a um escoamento de ar em regime permanente, causado por uma diferença de pressão constante.

O coeficiente global de descarga ( $C_D$ ) é obtido por meio da integração ao longo do tempo, durante a admissão, conforme:

$$C_D = \frac{\int_{IVO}^{IVC} C_{Di} d\theta}{IVC - IVO} \quad (3.7)$$

onde  $\theta$  é a posição angular do eixo de manivelas,  $IVO$  é o ângulo de abertura e  $IVC$  é o ângulo de fechamento da válvula de admissão.

## 4 MODELAGEM DA TURBULÊNCIA

### 4.1 Escoamento Turbulento

O escoamento turbulento é caracterizado por ser tridimensional, rotacional e transiente com ampla faixa de escalas de comprimento e de tempo. Uma característica importante do escoamento turbulento é o aumento da difusividade, seja da quantidade de movimento, do transporte de calor ou de espécies químicas.

O escoamento turbulento é governado pelas equações de Navier-Stokes escrita na forma não estacionária e tridimensional. Contudo, no escoamento turbulento, é possível individualizar estruturas com características espaciais e temporais distintas e variadas. As escalas espaciais maiores podem ter uma ordem do tamanho do domínio. O mesmo acontece para as escalas temporais maiores, que podem ser da ordem do tempo em que o processo acontece. A turbulência consiste, entretanto, em um espectro contínuo de escalas, as quais interagem entre si através da transferência de energia cinética das maiores para as menores e das menores para as menores ainda até dissiparem a energia em calor devido à viscosidade. O tamanho das escalas menores é, portanto, determinado pelo efeito da viscosidade e pela energia cinética das grandes escalas.

A descrição do escoamento turbulento em detalhes como função do tempo e do espaço requer a solução das equações do escoamento em escalas de tempo e espaço bastante diminutas, a fim de capturar todas as estruturas responsáveis pela geração e dissipação da turbulência. Uma alternativa a essa descrição detalhada consiste em uma descrição estatística, individualizando valores médios de velocidade, pressão, etc. em relação ao tempo, ao espaço e aos seus desvios em torno da média.

### 4.2 Tratamento Estatístico da Turbulência

O tratamento estatístico dos valores médios das grandezas físicas envolvidas é conhecido como decomposição das médias de Reynolds. A média temporal é apropriada para o caso de turbulência estacionária, em que as propriedades médias não variam com o tempo. Esta é definida como:

$$F(x, t) = \overline{f(x, t)} = \frac{1}{T} \int_{\tau}^{\tau+T} f(x, \tau) d\tau \quad (4.1)$$

A grandeza  $F$  pode ser decomposta na soma das médias com as flutuações, ou seja:

$$f(x,t) = F(x,T) + f'(x,t) \quad (4.2)$$

onde, por definição,  $\overline{f'(x,t)} = 0$

### 4.3 Decomposição de Reynolds

Essa abordagem, proposta por Osborne Reynolds, reescreve as equações do movimento turbulento em termos de médias temporais, denominadas médias *ensembles*. O valor instantâneo da velocidade,  $\tilde{u}$ , é definido por [Tennekes e Lumley, 1972, Hinze, 1975]

$$\tilde{u} = u + u' \quad (4.3)$$

onde  $u$  é a velocidade média e  $u'$  a flutuação instantânea da velocidade, de modo que  $\overline{u'} = 0$ . Este procedimento também é conhecido como decomposição de Reynolds.

Ao utilizar o valor médio, a informação sobre as flutuações é perdida, como mostra a Figura 4.1. Seu valor médio  $u$  é definido a partir da média *ensemble*, de acordo com as equações (4.4) e (4.5), respectivamente [Tennekes e Lumley, 1972, Hinze, 1975].

$$u = \lim_{t_1 \rightarrow \infty} \frac{1}{t_1} \int_{t_1}^{t+t_1} \tilde{u}(t) dt \quad (4.4)$$

$$u = \lim_{n_1 \rightarrow \infty} \frac{1}{n_1} \sum_{n=1}^{n_1} \tilde{u}(t) \quad (4.5)$$

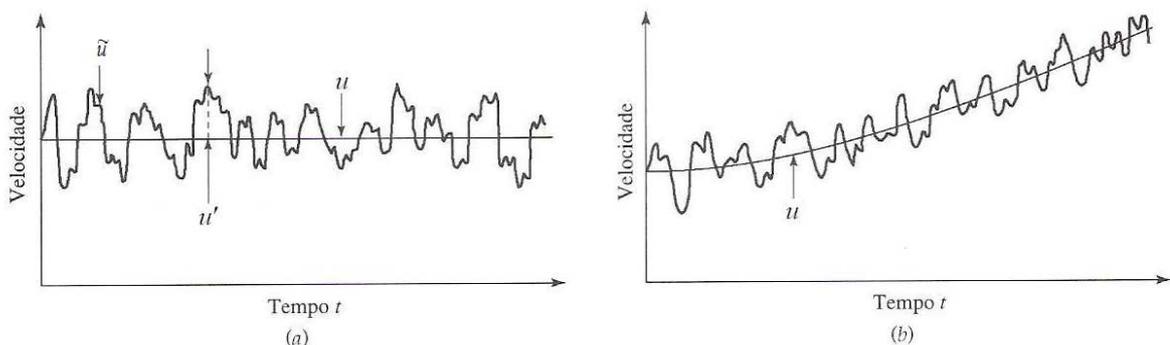


Figura 4.1 - Componentes da velocidade  $u$  bem como a média temporal e sua flutuação:  
a) Escoamentos onde  $u$  não depende do tempo; b) Situação onde  $u$  depende do tempo  
[adaptado de Bird et al., 2004]

sendo  $t_I$  o intervalo de tempo suficientemente longo para fornecer uma função média suave,  $n_I$  o número de repetição de experimentos e  $t$  o tempo.

Portanto, a idéia de Reynolds foi decompor cada propriedade em uma média mais uma variável flutuante

$$\begin{aligned} \tilde{u} &= u + u' & \tilde{v} &= v + v' & \tilde{w} &= w + w' & \tilde{p} &= p + p' & \tilde{\rho} &= \rho + \rho' \\ & & \tilde{\nu} &= \nu + \nu' & \tilde{\mu} &= \mu + \mu' & & & & \end{aligned} \quad (4.6)$$

onde  $u, v, w$  é a velocidade nas direções  $x, y$  e  $z$ , respectivamente. Já,  $p$  é a pressão,  $\rho$  é a densidade,  $\nu$  é a viscosidade cinemática e  $\mu$  é a viscosidade molecular.

#### 4.4 Conservação de Massa e de Quantidade de Movimento Linear

As equações de conservação de massa e de momento resolvidas pelo *Star-cd* para o escoamento compressível em notação tensorial cartesiana, conforme convenção de Einstein [Schlichting, 1979], são escritas da forma [Star-cd Methodology, 2009; Warsi, 1981]:

$$\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tilde{\rho} \tilde{u}_j) = s_m \quad (4.7)$$

onde  $\tilde{\rho}$  representa a densidade instantânea,  $\tilde{u}_j$  a componente da velocidade instantânea na direção  $j$ ,  $t$  o tempo e  $s_m$  é o termo fonte de massa. A equação da continuidade e da quantidade de movimento linear para escoamento compressível ( $\tilde{\rho} \neq \text{constante}$ ) em termos da formulação da média *ensemble* resulta, respectivamente, na seguinte relação:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j) = s_m \quad (4.8)$$

e

$$\frac{\partial}{\partial t} (\tilde{\rho} \tilde{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tilde{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j - t_{ij}) = -\frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} + s_i \quad (4.9)$$

onde  $s_i$  é o termo fonte do momento,  $t_{ij}$  é o tensor de tensão viscosa e  $\tilde{p}$  a pressão piezométrica definida como :

$$\tilde{p} = \tilde{p}_s - \tilde{\rho}_0 g x_0 \quad (4.10)$$

onde  $\tilde{p}_s$  representa a pressão estática,  $\tilde{\rho}_0$  a densidade de referência,  $g$  a componente da aceleração gravitacional e  $x_0$  as coordenadas relativas em que a densidade de referência é definida. O termo  $t_{ij}$  representa as componentes do tensor tensão e é definido como:

$$t_{ij} = 2\tilde{\mu} s_{ij} - \frac{2}{3}\tilde{\mu} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad (4.11)$$

onde  $\mu$  é a viscosidade molecular dinâmica do fluido,  $\delta_{ij}$  representa o delta de Kronecker ( $\delta_{ij} = 1$  para  $i = j$  e  $\delta_{ij} = 0$  para  $i \neq j$ ). O termo  $s_{ij}$  representa o tensor de taxa de deformação, definido por:

$$s_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (4.12)$$

Para o caso de escoamento turbulento de um fluido Newtoniano, considerando a média dos termos da equação de Navier-Stokes (*Reynolds Averaged Navier-Stokes Equations–RANS*), o tensor de Reynolds  $\tau_{ij}$  é representado [Star-cd Methodology, 2009; Hinze,1975], como:

$$\tau_{ij} = t_{ij} - \overline{\rho u'_i u'_j} \quad (4.13)$$

onde  $u'$  representa as flutuações das velocidades. Verifica-se que, aplicando a média na equação da continuidade, há somente a troca dos termos instantâneos pelos termos médios. Já na equação da conservação da quantidade de movimento, além dos termos médios, aparece um termo adicional com produto de flutuações de componentes da velocidade ( $-\overline{\rho u'_i u'_j}$ ). O Tensor de Reynolds, representa fisicamente o transporte médio da quantidade de movimento, devido às flutuações turbulentas de velocidade. Esse tensor é composto por seis incógnitas escalares, gerando um problema de fechamento que pode ser resolvido a partir de modelos de turbulência que resultam expressões para o tensor de Reynolds. Esses modelos podem ser de natureza constitutiva, obtidos a partir da calibração do modelo frente a dados experimentais; ou de natureza evolutiva, obtidos a partir de procedimentos analíticos aplicados às equações

da continuidade e quantidade de movimento. A generalidade de alguns desses modelos tem sido demonstrada ao longo de muitos trabalhos, tornando-se o ponto de partida para a solução de problemas de engenharia que envolvem escoamentos turbulentos.

#### 4.5 Conservação de Energia

A equação da conservação de energia pode ser escrita em função da entalpia estática, conforme proposto por Jones [1980]:

$$\frac{\partial \tilde{\rho} \tilde{h}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tilde{\rho} \tilde{h} \tilde{u}_j + F_{h,j}) = \frac{\partial \tilde{p}}{\partial t} + \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_j} + t_{ij} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + s_h \quad (4.14)$$

onde  $s_h$  representa o termo fonte de energia e  $\tilde{h}$  é a entalpia estática, definida por  $\tilde{h} = \bar{c}_p \tilde{T} - c_p^0 \tilde{T}_0$ , sendo que  $\bar{c}_p$  representa o calor específico médio a pressão constante na temperatura  $\tilde{T}$ ,  $c_p^0$  o calor específico de referência na temperatura  $\tilde{T}_0$  e  $F_{h,j}$  o fluxo de energia por difusão, obtido pela Lei de Fourier, conforme Equação 4.10:

$$F_{h,j} = -\lambda \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} \quad (4.15)$$

onde  $\lambda$  representa a condutividade térmica e  $T$  a temperatura.

#### 4.6 A Turbulência em Motores de Combustão Interna

O escoamento no cilindro do motor é composto por camadas cisalhantes, com zonas de recirculação, e por camadas limites, com regime não estacionário e com flutuações consideráveis de ciclo a ciclo, apresentando grandes e pequenas escalas de turbulência. A interação entre o escoamento na entrada com as paredes do cilindro produz grandes escalas de rotação no escoamento. Os efeitos da turbulência são fundamentais para a operação dos motores modernos. O aumento da turbulência aumenta a área de contato da frente de chama com a mistura não queimada, devido ao enrugamento da frente da chama, formando cristas e melhora a combustão, devido ao aumento da taxa de difusão de massa. Como consequência, o aumento da turbulência resulta no aumento da velocidade de propagação da chama e no aumento da taxa de crescimento da pressão, favorecendo a queima em condições de mistura

pobre. No entanto, turbulência elevada na região dos eletrodos da vela de ignição pode levar a falhas de ignição devido à destruição do núcleo de ignição formado pela descarga da vela. Ainda, níveis de turbulência extremamente elevados podem romper a superfície da chama levando à ocorrência de extinções locais ao longo da superfície da chama. Esta última condição dificilmente ocorre em motores de combustão interna.

O movimento da carga também é muito relevante nos fenômenos de transferência de calor [Turns, 1996]. O aumento da transferência de calor nas paredes da câmara de combustão reduz a eficiência de conversão de combustível e leva a acentuados picos de taxas de transferência de calor e temperatura superficial em regiões do cabeçote próximo a linha de centro do cilindro e sede da válvula de escape [Heywood, 1988]

#### 4.7 Classificação dos Modelos de Turbulência

De maneira geral, as alternativas para solução numérica de escoamentos turbulentos podem ser classificadas em três grupos:

- *Direct Numerical Simulation - DNS* – simulação numérica direta a partir das equações de Navier-Stokes, não sendo, portanto, um modelo. Esta ainda não é viável para a solução de problemas de engenharia, pois o escoamento turbulento é tridimensional e transiente, caracterizado pela presença de estruturas de movimento, com larga faixa de escalas de comprimentos e de tempo, que requerem níveis de discretização espacial e temporal extremamente pequenas para as suas corretas caracterizações, tornando o esforço computacional necessário impraticável nos tempos atuais. Contudo, pode-se ressaltar que essas simulações, realizada em domínios espaciais e temporais restritos, podem extrair informações de parâmetros complicados de serem medidos experimentalmente.

- *Large Eddy Simulation - LES* – é uma técnica similar à anterior, que tenta resolver parte da turbulência na forma da solução de um escoamento tridimensional e transiente; contudo, as discretizações espaciais e temporais são aplicadas somente nas maiores escalas, tornando o esforço computacional muito menor, comparado com o *DNS*. O tratamento das pequenas escalas é feito a partir de modelos algébricos.

- *Reynolds Averaged Navier-Stokes - RANS* – considera hipóteses de fechamento para as tensões médias de Reynolds.

O modelo de turbulência baseado nas tensões médias de Reynolds *RANS* subdivide-se em modelos de viscosidade turbulenta, que consideram a hipótese de Boussinesq, e em

modelos que introduzem a equação de transporte para cada um dos seis termos do tensor de Reynolds (*RSM - Reynolds Stress Models*).

#### 4.8 Modelos de Turbulência Linear

Os modelos lineares de turbulência baseiam-se na hipótese de Boussinesq, que em 1877 introduziu o conceito de viscosidade turbulenta, propondo que as tensões médias de Reynolds ( $-\bar{\rho} \overline{u'_i u'_j}$ ) são proporcionais à deformação no escoamento médio, agindo de forma análoga às tensões viscosas. Contudo, o conceito de viscosidade turbulenta não constitui um modelo de turbulência, visto que ainda não resolve a grandeza de  $\mu_t$  (viscosidade turbulenta). Somente em 1925, quando Prandtl introduziu o conceito de comprimento de mistura, os modelos de turbulência começaram a desenvolver-se.

Em analogia com a teoria cinética dos gases, Prandtl propôs associar a energia cinética turbulenta com a expressão:

$$\mu_t = \rho \nu_{mis} l_{mis} \quad (4.16)$$

onde  $\nu_{mis}$  e  $l_{mis}$  representam a velocidade de mistura e o comprimento de mistura, respectivamente, que correspondem à velocidade de agitação das partículas de fluido portadoras da quantidade de movimento (*carriers*) e a distância do livre caminho médio entre colisões sucessivas, que se comportam como espalhadores (*scatterers*) da quantidade de movimento.

A relação de Prandtl, assim como a hipótese de Boussinesq, apresenta limitações físicas, considerando o fato de que as escalas de comprimento de mistura e de tempo relativas à turbulência não são claramente separadas daquelas relativas à velocidade média. De fato, a analogia entre a viscosidade molecular e a viscosidade turbulenta considera que o comprimento de escala e o tempo característico da turbulência são muito inferiores comparados ao tempo e comprimento do fluxo médio, podendo ser aplicados somente a escoamentos em equilíbrio. Esse escoamento é definido levando em conta que a turbulência segue a variação do movimento médio instante por instante, podendo-se, portanto, separar as escalas de comprimento e de tempo do escoamento médio. Considera-se que a escala de tempo seja muito inferior àquela de tempo médio, o que ocorre rigorosamente somente em escoamentos simples.

Prandtl, em 1945, introduziu na equação da viscosidade turbulenta a quantidade característica da velocidade turbulenta  $k^{1/2}$ , estabelecendo que  $k$  deveria ser calculada a partir de uma equação de transporte, enquanto que  $l$  seria prescrita de modo algébrico, caracterizando o modelo a uma equação, ou seja,  $\mu_t = \rho k^{1/2} l$ . Neste caso, a quantidade  $l$  veio a ser prescrita em função das características do escoamento médio, tornando o modelo a uma equação incompleto. Prosseguindo no desenvolvimento de modelos, partiu-se para o cálculo da viscosidade turbulenta, adotando-se a expressão equivalente à anterior e resolvendo a equação de transporte com duas grandezas para determinar  $k$  e  $l$ . O primeiro modelo completo de duas equações é chamado de  $k$ - $\varepsilon$  [Launder e Spalding, 1974], no qual foi designado  $k$  como sendo a energia cinética turbulenta e  $\varepsilon$  como a sua taxa de dissipação.

A hipótese de Boussinesq para as tensões médias de Reynolds  $-\bar{\rho} \overline{u'_i u'_j}$ , proposta de maneira generalizada por Kolmogorov, 1942, tem sido utilizada para análise numérica de escoamento turbulento. As equações 4.17 e 4.18 representam as aproximações propostas, relacionadas aos modelos de turbulência lineares para solução das equações de transporte da quantidade de movimento e de energia na forma de entalpia, respectivamente. [Star-cd Methodology, 2009]:

$$-\bar{\rho} \overline{u'_i u'_j} = \mu_t S_{ij} - \frac{2}{3} \left( \mu_t \frac{\partial u_k}{\partial x_k} + \rho k \right) \delta_{ij} \quad (4.17)$$

$$\bar{\rho} \overline{u'_j h'} = - \frac{\mu_t}{\sigma_{h,t}} \frac{\partial h}{\partial x_j} \quad (4.18)$$

onde  $\mu_t$  é a viscosidade turbulenta,  $\sigma_{h,t}$  é o número de Prandtl turbulento,  $h$  é a entalpia e  $k$  é a energia cinética turbulenta definida como:

$$k \equiv \frac{\overline{u'_i u'_i}}{2} \quad (4.19)$$

A relação da viscosidade turbulenta, conforme descrito por Launder e Spalding, 1974, com  $k$  e  $\varepsilon$ , é definida como:

$$\mu_t = f_\mu \frac{C_\mu \rho k^2}{\varepsilon} \quad (4.20)$$

onde  $C_\mu$  é um coeficiente empírico, normalmente considerado como constante,  $f_\mu$  é a função de amortecimento definida para cada modelo individualmente. Para o caso de altos Reynolds, seu valor é considerado um.

#### 4.8.1 Modelo $k$ - $\varepsilon$

O modelo padrão  $k$ - $\varepsilon$  é um modelo semi-empírico baseado nas equações de transporte para a energia cinética da turbulência  $k$ , e sua taxa de dissipação  $\varepsilon$ . O modelo da equação de  $k$  é derivado da equação de transporte de energia, enquanto a equação para  $\varepsilon$  foi obtida a partir de considerações físicas e numéricas. O modelo foi proposto por Harlow e Nakayama, 1972, e implementado numericamente Launder e Spalding, 1974, [Silva Freire et al., 2002], tendo como base a aproximação proposta por Boussinesq. A viscosidade turbulenta é formulada a partir de uma relação de escalas de tempo características dos processos de dissipação e de transporte de energia cinética turbulenta, proposta por Prandtl-Kolmogorov [Silva Freire et al., 2002]. Na derivação do modelo  $k$ - $\varepsilon$ , considera-se que o escoamento é totalmente turbulento, e os efeitos da viscosidade molecular no escoamento médio são negligenciáveis.

No modelo  $k$ - $\varepsilon$  é resolvido uma equação para energia cinética turbulenta,  $k$ , e outra para a taxa de dissipação de energia cinética turbulenta,  $\varepsilon$ . A formulação da equação energia cinética turbulenta, para um escoamento compressível, é dada por [El Tahry, 1983].

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \rho u_j k - \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] = \mu_t (P + P_B) - \rho \varepsilon - \frac{2}{3} \left( \mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \rho k \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \mu_t P_{NL} \quad (4.21)$$

onde  $\sigma_k$  é o número de Prandtl turbulento e

$$P \equiv S_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad ; \quad P_B \equiv -\frac{g_i}{\sigma_{h,t}} \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \quad ; \quad P_{NL} = -\frac{\rho}{\mu_t} \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \left[ P - \frac{2}{3} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \frac{\rho k}{\mu_t} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right] \quad (4.22)$$

O primeiro termo do lado direito da Equação 4.21 representa a geração turbulenta devido a tensões normais, de cisalhamento e de forças de empuxo. O segundo termo representa a dissipação viscosa. O terceiro termo é a amplificação ou atenuação devido a

efeitos de compressibilidade. O quarto termo refere-se à contribuição da não-linearidade. Para modelos lineares, esse termo é igual a zero [Star-cd Methodology, 2009].

A Equação 4.23 representa a taxa de dissipação, dada por:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \rho u_j \varepsilon - \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \left[ \mu_t P - \frac{2}{3} \left( \mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \rho k \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right] + \\ C_{\varepsilon 3} \frac{\varepsilon}{k} \mu_t P_B - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + C_{\varepsilon 4} \rho \varepsilon \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \mu_t P_{NL} \end{aligned} \quad (4.23)$$

onde  $\sigma_\varepsilon$  é o número de Prandtl turbulento e  $C_{\varepsilon 1}$ ,  $C_{\varepsilon 2}$ ,  $C_{\varepsilon 3}$  e  $C_{\varepsilon 4}$  são coeficientes, conforme mostrados na Tabela (4.1). O primeiro termo do lado direito representa a contribuição para a produção de dissipação devido às tensões lineares e aos efeitos de compressão/dilatação; o segundo, a contribuição devido ao empuxo; o terceiro termo representa a destruição da dissipação; o quarto termo, a contribuição devida à mudança da densidade média temporal; e o quinto termo, a contribuição devida às tensões não lineares [Star-cd Methodology, 2009].

Tabela 4.1 - Coeficientes do modelo  $k$ - $\varepsilon$  padrão

$C_\mu$	$\sigma_k$	$\sigma_\varepsilon$	$\sigma_h$	$\sigma_m$	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	$C_{\varepsilon 3}$	$C_{\varepsilon 4}$
0,09	1,0	1,22	0,9	0,9	1,44	1,92	0,0 ou 1,44 para $P_B > 0$	-0,33

Fonte: Launder e Spalding, 1972; El Tahry, 1983.

#### 4.8.2 Modelo $k$ - $\varepsilon$ RNG

O modelo *RNG*, baseado no modelo clássico  $k$ - $\varepsilon$ , foi proposto por Yakhot e Orzag, 1986. Este é derivado das equações instantâneas de Navier-Stokes, utilizando uma técnica matemática chamada de grupo de renormalização (*renormalization group* ou *RNG*). Este apresenta a mesma formulação do modelo  $k$ - $\varepsilon$ , exceto no cálculo da constante  $C_{\varepsilon 2}$ , que passa a ser determinada a partir de uma função da taxa de deformação média. A derivação analítica conduz a um modelo cujas constantes são diferentes daquelas do modelo padrão  $k$ - $\varepsilon$ , com termos adicionais nas equações de transporte para  $k$  e  $\varepsilon$ . A energia cinética turbulenta e a taxa de viscosa são representadas, respectivamente, da seguinte forma:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \rho u_j k - \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] = \mu_t (P - P_B) - \rho \varepsilon - \frac{2}{3} \left( \mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \rho k \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \quad (4.24)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \rho u_j \varepsilon - \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] = \\ & C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \left[ \mu_t P - \frac{2}{3} \left( \mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \rho k \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right] + C_{\varepsilon 3} \frac{\varepsilon}{k} \mu_t P_B - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + \\ & + C_{\varepsilon 4} \rho \varepsilon \frac{\partial u_i}{\partial x_i} - \frac{C_\mu \eta^3 (1 - \eta / \eta_0)}{1 + \beta \eta^3} \frac{\rho \varepsilon^2}{k} \end{aligned} \quad (4.25)$$

onde  $\eta \equiv S(k/\varepsilon)$  e  $\eta_0$  e  $\beta$  são coeficientes empíricos. A Tabela 4.2 representa os coeficientes do modelo  $k$ - $\varepsilon$  RNG.

Tabela 4.2 - Coeficientes do modelo  $k$ - $\varepsilon$  RNG

$C_\mu$	$\sigma_k$	$\sigma_\varepsilon$	$\sigma_h$	$\sigma_m$	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	$C_{\varepsilon 3}$	$C_{\varepsilon 4}$	$\eta_0$	$\beta$
0,085	0,719	0,719	0,9	0,9	1,42	1,68	0,0 ou 1,42 para $P_B > 0$	-0,387	4,38	0,012

Fonte: Yakhot, 1986.

#### 4.8.3 Modelo $k$ - $\omega$ SST

Quando o escoamento sofre mudanças bruscas na taxa de deformação média ou quando é sensível a ação de fontes produtoras de taxa de deformação externas ao escoamento, as inconsistências da hipótese de Boussinesq, 1877, tornam-se mais evidenciáveis. Essas condições são encontradas em geometrias curvas, escoamentos secundários e estratificados, fluido em rotação, separação de camadas limites e tridimensionalidade no escoamento, que são típicas nos motores de combustão interna. Conforme descrito por Deschamps, 2002, o modelo  $k$ - $\varepsilon$  padrão pode apresentar algumas deficiências na captura das características do escoamento em situações em que há presença de curvatura de linhas de corrente, sob ação de gradientes de pressão adversos, com regiões de separação, jatos e sob ação de campos de força. O modelo  $k$ - $\omega$  proposto Kolmogorov em 1942, desenvolvido por diversos autores ao longo dos anos [Wilcox, 2000], mostrou-se mais eficiente em relação ao modelo  $k$ - $\varepsilon$  na reprodução dos fenômenos próximos à parede, onde há separação do escoamento e gradiente de pressão adverso [Speziale, 1987]; contudo, uma das limitações apresentadas pelo modelo

está relacionada à sua sensibilidade às variações nas condições de corrente livre. Pode ocorrer que pequenas variações no valor de  $\omega$  nas condições de contorno da entrada conduzam a variações significativas nos resultados.

Menter, 1993, utilizou as propriedades favoráveis de ambos os modelos  $k-\varepsilon$  e  $k-\omega$ . Próximo à parede é utilizado o modelo  $k-\omega$  e distante dela o modelo  $k-\varepsilon$ . Para implementação dos dois modelos, Menter, op. cit., utilizou uma função  $F$  de combinação (*blending function*) além de algumas funções empíricas. Esse modelo foi denominado  $k-\omega\_SST$  (*Shear Stress Transport*) e considerado uma evolução do  $k-\omega$  padrão. Seus coeficientes são apresentados na seguinte forma:

$$C_\phi = F_1 C_{\phi_1} + (1 - F_1) C_{\phi_2} \quad (4.26)$$

onde  $F_1$  é o multiplicador do modelo  $k-\omega$  padrão, sendo 1 na região próxima à parede e 0 distante dela, escrita da forma:

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4) \quad , \quad \arg_1 = \min \left[ \max \left( \frac{\sqrt{k}}{0,09 \omega y}, \frac{500 \nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4 \rho k}{\sigma_{\omega 2}^\omega CD_{k\omega} y^2} \right] \quad (4.27)$$

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

onde  $C_{\phi_1}$  representa qualquer constante do modelo  $k-\omega$  padrão ( $\sigma_{k1}^\omega, \dots$ ),  $C_{\phi_2}$  representa qualquer constante do modelo  $k-\varepsilon$  transformado ( $\sigma_{k2}^\omega, \dots$ ) e  $C_\phi$  é a constante correspondente ao novo modelo  $k-\omega\_SST$  ( $\sigma_k, \dots$ ). As Tabelas 4.3 e 4.4 apresentam os coeficientes do conjunto  $C_{\phi_1}$  e  $C_{\phi_2}$ , respectivamente:

Tabela 4.3 - Coeficientes do conjunto  $C_{\phi_1}$  para o modelo  $k-\omega\_SST$

$\sigma_{k\phi_1}^\omega$	$\sigma_{k\phi_1}^\omega$	$\beta_{\phi_1}$	$\beta_{\phi_1}^*$	$\kappa$
1,176	2,0	0,075	0,09	0,41

Fonte: Menter, 1993; Star-cd Methodology, 2009.

Sendo

$$\alpha_{\phi_1} = \frac{\beta_{\phi_1}}{\beta_{\phi_1}^*} - \frac{1}{\sigma_{\omega\phi_1}^\omega} \frac{\kappa^2}{\sqrt{\beta_{\phi_1}^*}} \quad (4.28)$$

Tabela 4.4 - Coeficientes do conjunto  $C_{\phi_2}$  para o modelo  $k-\omega\_SST$

$\sigma_{k\phi 2}^{\omega}$	$\sigma_{\omega\phi 2}^{\omega}$	$\beta_{\phi 2}$	$\beta_{\phi 2}^*$	$\kappa$
1,0	1,168	0,0828	0,09	0,41

Fonte: Menter, 1993; Star-cd Methodology, 2009.

Sendo

$$\alpha_{\phi 2} = \frac{\beta_{\phi 2}}{\beta_{\phi 2}^*} - \frac{1}{\sigma_{\omega\phi 2}^{\omega}} \frac{\kappa^2}{\sqrt{\beta_{\phi 2}^*}} \quad (4.29)$$

e, ainda,

$$S_{\omega} = 2 (1 - F_1) \frac{1}{\sigma_{\omega 2}^{\omega}} \frac{1}{\omega} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} \quad (4.30)$$

a viscosidade turbulenta para o modelo *SST* é,

$$\mu_t = \frac{a_1 k}{\max \left( a_1 \omega, \sqrt{\frac{1}{2} \Omega_{ij} \Omega_{ij}} F_2 \right)} \quad (4.31)$$

onde,

$$a_1 = 0,31 \quad , \quad F_2 = \tanh \left( \arg_2^2 \right) \quad , \quad \arg_2 = \max \left( 2 \frac{\sqrt{k}}{0,09 \omega y}, \frac{500 \nu}{y^2 \omega} \right) \quad (4.32)$$

A forma geral de representação da equação de  $k$  e  $\omega$  é expressão como:

energia cinética turbulenta:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \rho u_j k - \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k^{\omega}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] = \mu_t P - \rho \beta^* k \omega + \mu_t P_B \quad (4.33)$$

e taxa de dissipação específica:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \rho u_j \omega - \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega}^{\omega}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] = \alpha \frac{\omega}{k} \mu_t P - \rho \beta \omega^2 + \rho S_{\omega} + C_{\varepsilon 3} \mu_t P_B C_{\mu} \omega \quad (4.34)$$

onde a taxa de dissipação específica é definida como  $\omega = \frac{\varepsilon}{C_\mu k}$ . Os coeficientes  $C_\mu$  e  $C_{\varepsilon 3}$  no modelo  $k-\omega$  SST são empíricos ( $C_\mu = 0,09$  e  $C_{\varepsilon 3} = 0,0$  ou  $1,44$  quando  $P_B > 0$ ).

#### 4.9 Tratamento Próximo à Parede

Para a predição adequada do escoamento turbulento, são necessários formulações e tratamento numérico apropriados na região próxima a paredes sólidas, onde os efeitos da viscosidade são mais importantes. Essa região é caracterizada por pequenas escalas de comprimento e altas frequências, que são dissipadas à medida que se adentra a subcamada viscosa. Isto leva a considerar-se que a turbulência nesta região não depende das escalas de baixa frequência nem do escoamento médio, mas da viscosidade do fluido e da proximidade à parede.

Essa região é subdividida em três regiões, considerando os fenômenos físicos dominantes: na primeira região, chamada de *subcamada viscosa*, o transporte devido à difusão molecular é dominante; na segunda região, chamada de *camada de amortecimento*, o transporte molecular e o turbulento têm a mesma ordem de magnitude; e, por fim, na terceira região, chamada *região turbulenta*, o transporte turbulento é dominante.

Em termos numéricos, são empregadas duas metodologias para modelar o escoamento próximo à parede, que pode ser o método de função de parede ou o método do baixo número de Reynolds. No primeiro, o domínio da viscosidade molecular na região da subcamada logarítmica é substituído por formulações empíricas, diminuindo o esforço computacional empregado. No segundo, a partir de um maior refinamento de malha próximo à parede, as características do escoamento são calculadas com melhor captura dos grandes gradientes, porém com aumento do tempo computacional. A seguir são apresentadas as características dos dois métodos.

##### 4.9.1 Alto Número de Reynolds

Na maioria dos modelos de turbulência são empregadas formulações algébricas, chamadas frequentemente de funções de parede, para representar as distribuições de velocidade, temperatura, turbulência, energia, etc., dentro da camada limite [Launder e Spalding, 1974]. Essas funções são necessárias, pois os modelos não são válidos na camada onde os efeitos da turbulência e da viscosidade têm a mesma magnitude. Utiliza-se essa prática para evitar um maior refinamento dentro dessa camada, diminuindo o esforço

computacional. As principais suposições feitas para as funções padrão de parede podem ser encontradas em Launder e Spalding, 1974, que estabelecem para uma distancia  $y$  da parede:

$$u^+ = \begin{cases} y^+ & , y^+ \leq y_m^+ \\ \frac{1}{k} \ln(Ey^+) & , y^+ > y_m^+ \end{cases} \quad (4.35)$$

onde  $u^+$  representa a quantidade  $(u-u_w)/u_\tau$ ,  $u$  a velocidade tangencial do fluido,  $u_w$  a velocidade tangencial da parede,  $u_\tau$  representa  $(\tau_w/\rho)^{1/2}$ ,  $\tau_w$  as tensões de cisalhamento na parede,  $y^+$  representa  $\rho u_\tau y / \mu \approx \rho C_\mu^{1/4} k^{1/2} y / \mu$ ,  $E$  é uma constante empírica e  $k$  é a constante de Von Karman, e:

$$y_m^+ = \frac{1}{k} \ln(Ey_m^+) = 0 \quad (4.36)$$

#### 4.9.2 Baixo Número de Reynolds

Considerando o fato de que as funções de parede não resolvem a subcamada viscosa, o que pode, em alguns casos, ter efeito significativo na solução, sobretudo para baixos Reynolds, Jones et al., 1973, propuseram modificações nas equações de transporte de  $k$  e  $\varepsilon$  para que estas reproduzissem os efeitos da viscosidade próximo à parede, tornando viável a integração e a solução das equações de transporte até a parede. Para esse procedimento, foram realizadas alterações nas equações que governam o modelo  $k$ - $\varepsilon$ , introduzindo uma função de amortecimento ( $f_\mu$ ), que inclui na modelagem da turbulência os efeitos da dissipação viscosa existentes na proximidade da parede. Essas funções são geralmente não-lineares, o que dificulta o controle por técnicas convencionais de linearização, podendo interferir nas propriedades de convergência do esquema.

A função de amortecimento introduzida tanto para modelos  $k$ - $\varepsilon$  padrão linear ou não-linear assume a seguinte forma [Lien et al., 1996]:

$$f_\mu = \left[ 1 - e^{-0,0198 R_{ey}} \right] \left( 1 + \frac{5,29}{R_{ey}} \right) \quad (4.37)$$

onde

$$R_{ey} = \frac{y\sqrt{k}}{\nu} \quad (4.38)$$

onde  $y$  é a distancia normal a partir da parede. O número de Reynolds turbulento ( $R_t$ ) é formulado da seguinte maneira:

$$R_t = \frac{k^2}{\nu \tilde{\varepsilon}} \quad (4.39)$$

Quando não é utilizado um tratamento de parede, a equação da taxa de dissipação turbulenta é modificada, assumindo a seguinte forma [Lien et al., 1996]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \rho u_j \varepsilon - \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] = \\ C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \left\{ \mu_t (P + P_{NL} + P') - \frac{2}{3} \left( \mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \rho k \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right\} + C_{\varepsilon 3} \frac{\varepsilon}{k} \mu_t P_B - \\ C_{\varepsilon 2} \left( 1 - 0,3 e^{-R_t^2} \right) \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + C_{\varepsilon 4} \rho \varepsilon \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \end{aligned} \quad (4.40)$$

Os valores de  $P$ ,  $P_B$  e  $P_{NL}$  são dados pela Equação 4.22, os coeficientes  $C_{\varepsilon 1}$  a  $C_{\varepsilon 4}$  estão na Tabela 4.1, a viscosidade turbulenta é determinada pela Equação 4.20, o número de Reynolds turbulento é embasado pela Equação 4.39 e o termo adicional  $P'$  é dado por:

$$P' = 1,33 \left[ 1 - 0,3 e^{-R_t^2} \right] \left[ P + P_{NL} + 2 \frac{\mu}{\mu_t} \frac{k}{y^2} \right] e^{-0,00375 R_{ey}^2} \quad (4.41)$$

Na célula próxima à parede, a taxa de dissipação ( $\varepsilon_p$ ) é calculada pela relação:

$$\varepsilon_p = \frac{2 \nu k}{y^2} \quad (4.42)$$

### 4.9.3 Condição de Contorno do escoamento Turbulento

As condições de contorno do escoamento turbulento devem ser aplicadas a paredes sólidas e em situações em que existam entrada e saída de escoamento, considerando que, neste caso, há condições de contorno de entrada e de parede [Star-cd Methodology, 2009]. No

caso das aproximações de baixo número de Reynolds, as condições de não-deslizamento são aplicadas diretamente na camada limite, resolvendo as equações do modelo de turbulência, massa e momento; para o caso das aproximações de alto número de Reynolds, são utilizadas funções de parede, em que as relações algébricas são assumidas para o cálculo da distribuição de velocidade, temperatura e parâmetros da turbulência em toda a camada limite. Comparado com as soluções de baixo número de Reynolds, essa aproximação possui menos fundamentação do ponto de vista teórico e fornece resultados inferiores em situações particulares, mas é muito utilizada, porque permite um menor refinamento da malha próximo à parede, com menor tempo computacional. Ainda são aplicadas as condições de contorno híbridas, discutidas a seguir.

#### 4.9.4 Condição de Contorno na Parede com Tratamento Padrão - Aproximação de Baixo Número de Reynolds

Nessa aproximação, as regiões próximas à parede são tratadas da mesma maneira que no interior do escoamento, com a condição de não deslizamento imposta na condição de contorno nas faces das células, exceto na parede onde os valores de  $\varepsilon$  e  $\omega$  assumem os valores do centróide da célula conforme Figura 4.2, denominados  $\varepsilon_c$  e  $\omega_c$ , conforme Star-cd Methodology, 2009:

$$\varepsilon_c = \left[ \frac{\mu_t}{\rho} (P - P_{NL}) + \frac{2\nu k}{y^2} \right]_c \quad (4.43)$$

e

$$\omega_c = \frac{60\nu}{\beta_1 y_c^2} \quad (4.44)$$

onde  $y$  representa a distância normal da parede e  $\beta_1=0,075$

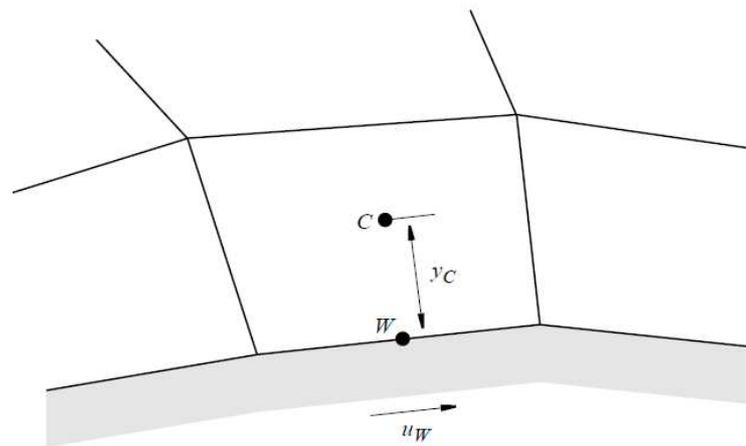


Figura 4.2 - Ilustração da célula próxima à parede [Star-cd Methodology, 2009]

O espaçamento da célula normal à parede, conforme Star-cd Methodology, 2009, deve ser escolhido de modo que o valor correspondente de  $y^+$  seja aproximadamente 1 no centróide. Quando utilizada essa aproximação, a distância normal mais próxima é calculada em cada célula seguindo a linha do escoamento sobre a parede. Devido à variação da forma de  $\varepsilon$  e  $\omega$  próximos à parede, o espaçamento das malhas nessas regiões para esses modelos devem ser significativamente pequenos para atender às condições requeridas pelos modelos em que é resolvida somente a equação da energia cinética turbulenta. Nos modelos Spalart-Allmaras, a condição de contorno requerida é viscosidade cinemática turbulenta, sendo, neste caso, zero para a superfície da parede [Star-cd Methodology, 2009].

#### 4.9.5 Condição de Contorno na Parede com Tratamento Híbrido

As funções de parede têm por característica não resolver a subcamada viscosa, o que não é desejável em alguns casos, especialmente para baixos números de Reynolds, podendo ter efeito significativo sobre a solução [Star-cd Methodology, 2009]. Contudo, os modelos de baixo Reynolds requerem um maior refinamento próximo à parede com elevado custo computacional. Surge, portanto, a possibilidade de utilizar gradualmente entre uma formulação para subcamada viscosa e região logarítmica a partir da solução analítica das equações (aproximação de baixo número de Reynolds) e as funções de parede, baseadas na densidade da malha. Assim, nas regiões em que o refinamento da malha não atende às condições necessárias para a utilização da condição de contorno de baixo Reynolds, as funções de parede são utilizadas de maneira gradual.

A condição de contorno híbrida é aplicada, portanto, apenas para modelos de turbulência que utilizam aproximações de baixo número de Reynolds, dispensando a

necessidade de um alto refinamento de malha próximo à parede para atender a condição do  $y^+$ . O valor do  $y^+$  da condição de contorno híbrida é alcançado utilizando uma expressão assintótica, válida para  $0,1 < y^+ < 100$ , por uma combinação de expressões de baixo e alto número de Reynolds. O fator de combinação ( $\zeta$ ) é baseado no valor de  $y^+$ , que é estimado utilizando uma expansão assintótica de quarta ordem [Star-cd Methodology, 2009], conforme mostrado a seguir:

$$y^+ = u^+ + \frac{1}{E} \left( e^{\kappa u^+} - 1 - \kappa u^+ - \dots - \frac{(\kappa u^+)^4}{4!} \right) \quad (4.45)$$

$$\zeta = \left( 1 - e^{-y^+/-y_m^+} \right)^2 \quad (4.46)$$

onde E representa um coeficiente empírico com valor  $E = 9,0$ ;  $u^+$ , a velocidade adimensional definida como  $u^+ = (u - u_w)/u_\tau$ , sendo que  $u_\tau = (\tau_w/\rho)^{1/2}$  e  $y_m^+$  é dado pela equação [Star-cd Methodology, 2009]:

$$y_m^+ - \frac{1}{\kappa} \ln(E y_m^+) = 0 \quad (4.47)$$

## 5 METODOLOGIA NUMÉRICA

No presente trabalho, foi empregado o Método dos Volumes Finitos (*MVF*), conforme descrito abaixo. Historicamente, o método de volumes finitos foi introduzido no campo da dinâmica dos fluidos numérica em 1971 na forma bidimensional e em 1973 na forma tridimensional [Hirsch, 2007].

### 5.1 Método dos Volumes Finitos

O problema fluidodinâmico, constituído de um escoamento transiente, compressível e turbulento, com transferência de calor, é descrito pela equação da continuidade, por três equações do balanço da quantidade de movimento linear, pela equação da energia, pelas equações do modelo de turbulência, pela equação para aproximação do tensor de Reynolds e pelas equações de estado que estabelecem a relação entre a densidade, pressão e temperatura, compondo um sistema diferencial.

Estas equações podem ser descritas através de uma variável genérica escalar  $\phi$  na forma:

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j \phi) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right) + S_\phi \quad (5.1)$$

onde  $\phi$  representa a variável sendo resolvida (entalpia, componentes da velocidade, energia cinética turbulenta e sua taxa de dissipação.). A variável  $\Gamma$  representa o coeficiente de difusão e assume valores específicos para cada caso.  $S_\phi$  representa o termo fonte. Esta equação é integrada sobre um domínio discretizado em um número finito de volumes de controle (*VC*), sendo que a equação de conservação é aplicada a cada volume. No centróide de cada *VC* localiza-se um nó computacional, no qual são calculados os valores das variáveis. A partir da interpolação em função dos valores nodais são encontrados os valores destas variáveis nas superfícies dos *VC*. Como resultado, obtém-se uma equação algébrica para cada *VC*, na qual aparecem os valores das variáveis no nó e nos nós vizinhos. O *MVF* pode ser aplicado a qualquer tipo de malha, por isso adapta-se a geometrias complexas. O método é inerentemente conservativo, contanto que os fluxos advectivos e difusivos sejam os mesmos em faces compartilhadas por *VC*. O *MVF* é particularmente útil quando a malha não é uniforme, especialmente, em situações bidimensionais e tridimensionais, dessa forma, ele é adequado para geometrias complexas.

## 5.2 Etapas da Solução Numérica

Conforme Hirsch, 2007, e Ferziger et al.,2002, as etapas para aplicação de uma simulação via *CFD*, podem seguir a seguinte ordem: a partir da definição do processo físico do problema, selecionar o modelo matemático que melhor se aproxime das grandezas físicas que atuam e afetam o modelo em estudo; discretização das equações diferenciais por um sistema de equações algébricas, nas regiões em que elas são válidas; escolha do sistema de coordenada vetorial que depende da característica do fenômeno, da influência do método de discretização e tipo de malha; representação da localização discreta do domínio da geometria em que as variáveis serão resolvidas, que podem ser divididas em malhas estruturadas e não-estruturadas; escolha do esquema numérico que satisfaça as condições impostas pelo problema; fase de resolução em que deve-se selecionar apropriadamente o método de integração no tempo, bem como os métodos de resolução do sistema algébrico, incluindo técnicas de aceleração de convergência; e por fim, o pós-processamento dos dados numéricos e interpretação do fenômeno físico obtidos pelos resultados da simulação.

## 5.3 Propriedades do Método Numérico

Para validar a solução numérica utilizada são avaliadas propriedades do método definidas como: consistência, estabilidade e convergência, os quais formam a base para uma avaliação quantitativa de resolução e validação de um método numérico. Estes conceitos são fundamentais para assegurar que os resultados de uma simulação numérica representam um compromisso com a realidade:

### 5.3.1 Consistência

A consistência está relacionada com o esquema numérico em que este deve tender a equação diferencial quando os tamanhos da malha espacial ( $\Delta x$ ) e temporal ( $\Delta t$ ) tendam a zero, ou seja, os erros de truncamento devem tender a zero quando a malha tender a um infinito número de pontos [Hirsch, 2007]. Segundo Ferziger et al.,2002, todo método numérico desenvolvido a partir das equações na forma conservativas usando o volumes finitos é consistente

### 5.3.2 Estabilidade

Um método numérico é considerado estável quando qualquer erro ou perturbação na solução devido ao método, não são amplificados ilimitadamente. Os fatores que interferem na

estabilidade podem ser erro de arredondamento de máquina, que vão multiplicando e podem desestabilizar a solução e dificuldade de acoplamentos entre as variáveis, fazendo com que algumas variáveis evoluam mais rapidamente que outras, provocando a instabilidade [Maliska, 2004].

Os métodos implícitos apresentam maior estabilidade que métodos explícitos, possibilitando a utilização de um passo de tempo maior; contudo, as formulações explícitas fornecem equações lineares mais simples de ser calculadas.

### 5.3.3 Convergência

Uma solução numérica é dito convergente quando é estável e tende para solução das equações diferenciais quando  $\Delta x, \Delta t \rightarrow 0$ . Em particular, o esquema numérico é consistente, e junto com a estabilidade são condições necessárias e suficientes para que tenha convergência. Segundo Fortuna, 2000, mesmo para uma solução consistente é necessário que esta seja convergente.

## 5.4 Esquema de Discretização no Espaço – Funções de Interpolações

A formulação dos fluxos convectivos e difusivos em termos de um valor  $\phi$  é um dos principais fatores que determinam a precisão e estabilidade em cálculos permanentes e transientes. As classes de aproximações dos fluxos convectivos de uso generalizado podem ser: esquemas de primeira ordem, que são resolvidos com maior facilidade, com soluções coerentes com a física, porém podem levar mais facilmente a difusão numérica. Neste esquema, o erro de truncamento diminui à medida que a malha for refinada, porém, aumenta o tempo computacional [Leschziner, 1980]; e esquema de alta-ordem, com característica de melhor comportamento em situações de altos gradientes, porém aumenta a dificuldade na solução das equações, podendo causar instabilidade numérica. Estas situações podem ser amenizadas com o refinamento da malha ou pelo uso de esquema que combinam discretização de primeira-ordem com segunda-ordem, conhecido na literatura como esquema *blended differencing* [Hirsch, 2007].

Os esquemas de interpolação normalmente utilizados são: *Diferença Central (CD)* que apresenta boa representação dos termos fonte ( $S_\phi$ ) e difusivo ( $\Gamma_\phi \partial\phi/\partial x_i$ ); *Upwind (UD)*, [Patankar, 1980], que propõe uma nova formulação para os termos advectivos para melhor aproximação da física do problema. O esquema *UD* é estável para qualquer valor do número de Peclet ( $P_e = \rho u \Delta x / \Gamma_\phi$ ). Por outro lado, por ser de primeira ordem, apresenta resultados

menos exatos do que um esquema estável de segunda ordem. A aproximação assumida para o termo advectivo é precisa apenas quando o módulo de  $P_e$  é muito grande, isso é, quando se tem predominantemente advecção; e *Diferenças Upwind Linear (LUD)* o qual é adaptado de uma formulação de segunda ordem para malhas não-estruturadas e derivadas de um esquema originalmente proposto para malhas estruturadas. Resulta em menor difusão numérica do que o esquema *UD*, mas pode produzir dispersão numérica [Wilkes e Thompson, 1983, e Star-cd Methodology, 2009].

### 5.5 Esquema de Discretização Temporal

No presente trabalho é utilizada aproximação de primeira ordem denominada *esquema de Euler totalmente implícito* a qual usa a suposição da variação linear da variável entre dois níveis de tempo. É feita a integração em relação ao tempo na equação da conservação no termo não estacionário. A formulação totalmente implícita permite passos de tempo usualmente maiores do que as formulações explícitas. Para um problema transiente, o  $\Delta t$  deve ser pequeno o suficiente para limitar erros de aproximações temporais a níveis aceitáveis [Richtmeyer e Morton, 1967].

Considerando que a aproximação de segunda ordem é indicada para situações em que a densidade é constante e para onde não haja movimento de malha, neste trabalho foi utilizado um método de primeira ordem que além de ser recomendado para escoamentos incompressíveis, apresenta menor esforço computacional. [Star-cd Methodology, 2009].

### 5.6 Acoplamento Pressão-Velocidade

Devido à natureza segregada do processo de solução é necessário que cada variável tenha uma equação evolutiva para ser avançada. As variáveis que compõem a velocidade e a temperatura podem ser avançadas por meio da equação do movimento nas três direções e pela equação da energia, respectivamente. Para avançar a pressão o escoamento deve ser compressível, obtendo uma variação da densidade em relação à pressão. Faz-se necessário, portanto, determinar um campo de pressões que, quando inserido nas equações do movimento, origine um campo de velocidades que satisfaça a equação da conservação da massa [Maliska, 2004]. O fechamento do problema é feito com o emprego da equação de estado, desde que a variação da densidade seja considerável em relação à pressão. A equação de estado é então a equação evolutiva para a pressão, enquanto a equação da continuidade é

para a massa específica. Essa formulação onde todas as variáveis dependentes possuem a sua equação de evolução é chamada de formulação compressível.

Na literatura são encontrados métodos para determinar a pressão, dentre os quais se destacam dois algoritmos implícitos comumente utilizados: o método *SIMPLE* [Patankar, 1972] e o método *PISO* [Issa, 1986; Issa et al., 1986]. Entre muitas características que os dois métodos têm em comum, o algoritmo *SIMPLE* pode ser considerado, em muitos aspectos, como um subconjunto do *PISO*, porém consiste em fazer apenas uma correção para a pressão, obedecendo à equação da continuidade, seguida de uma correção da velocidade. Nos métodos para o tratamento do acoplamento pressão-velocidade, a seqüência de cálculo envolve dois passos distintos: no primeiro, as velocidades são corrigidas de maneira a satisfazer a equação da conservação da massa; no segundo, as pressões são avançadas para completar o ciclo iterativo. No método *SIMPLE*, as equações para a correção das velocidades são obtidas a partir das equações do movimento. Uma das vantagens desse método é o fato de não ser necessária a solução de um sistema linear para determinar a pressão, mas por outro lado a taxa de convergência pode ser baixa [Maliska, 2004; Patankar, 1980].

## 5.7 Condições de Contorno

As condições de contorno são aplicadas às faces das células onde é possível utilizar várias combinações. As principais condições de contorno utilizadas ao longo do trabalho foram de: *entrada* que pode ser de velocidade ou pressão prescrita ou de estagnação; *saída* que pode ser ambiente ou prescrita; *parede* que define o não deslizamento do fluido, a impermeabilidade e a temperatura.

## 6 ANÁLISE NUMÉRICA PRELIMINAR

Nesta primeira fase do trabalho foram realizadas simulações em regime permanente com ênfase na determinação do coeficiente de descarga, para caracterizar o sistema de admissão. Depois disto foi focado o regime transiente, para caracterizar o tratamento híbrido próximo à parede. A análise tem como base soluções numéricas pelo Método dos Volumes Finitos, usando o *software* comercial *Fluent* e *Star-cd*, respectivamente. Na análise em regime permanente, os resultados são confrontados com dados obtidos experimentalmente no Fiat Research Center, 1982, 1983, e também com resultados de simulações utilizando o *Star-cd* [Favero, 2006; Baratta et al., 2008a]. A análise em regime transiente apresenta uma comparação entre os resultados obtidos da razão de *swirl* e de descarga, no ângulo de máxima velocidade de admissão do pistão ( $1154^\circ$ ), utilizando o tratamento padrão e híbrido próximo à parede, em diferentes passos de tempo. O motor utilizado nesta fase do trabalho apresenta coletor de admissão do tipo *rampa helicoidal baixa*, com sede de válvula ( $d_v$ ) de 31,5 mm, diâmetro do cilindro de 79,5 mm e curso de 86 mm. A razão de compressão é de 18:1, com máxima abertura de válvula de 8,1 mm. Os dados experimentais foram medidos de acordo com a metodologia descrita por [Heywood 1988], e obtidos por Fiat Research Center, 1982, 1983, encontrando um coeficiente global de descarga de  $C_D = 0,349$ , com acurácia de 4%, ( $p_o = 1.1 \text{ atm}$ ,  $p_{out} = 1 \text{ atm}$ ,  $T_o = 293\text{K}$ ).

### 6.1 Análise em Regime Permanente

#### 6.1.1 Dados Numéricos

Os resultados computacionais apresentados neste capítulo foram obtidos com o *software* comercial *Fluent* 6.3, utilizando os modelos de turbulência  $k-\varepsilon$  padrão e  $k-\varepsilon$  RNG. O estudo da independência de malha foi elaborado a partir de malhas refinadas com 123000, 523000 e 1028000 células, incluindo subcamadas de 0,02 mm junto à parede, na região de maior estrangulamento, próximo às válvulas. Para a solução foi utilizada uma malha não estruturada tetra-prisma, com 523000 células, com tamanho máximo de 3 mm, com três subcamadas conforme descrito acima. O critério de convergência residual utilizado foi de  $10^{-5}$ . A Figura 6.1 representa a malha sobre a superfície da admissão e do cilindro. Todos os cálculos foram realizados em dupla precisão.

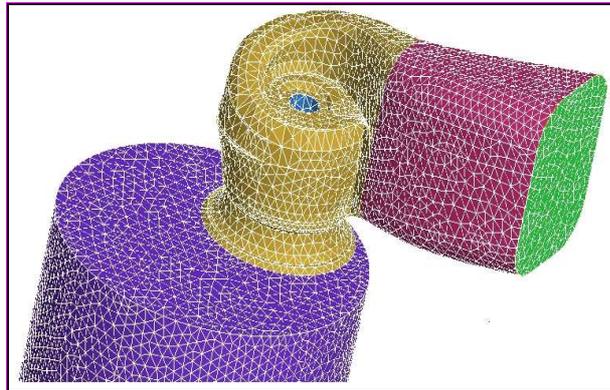
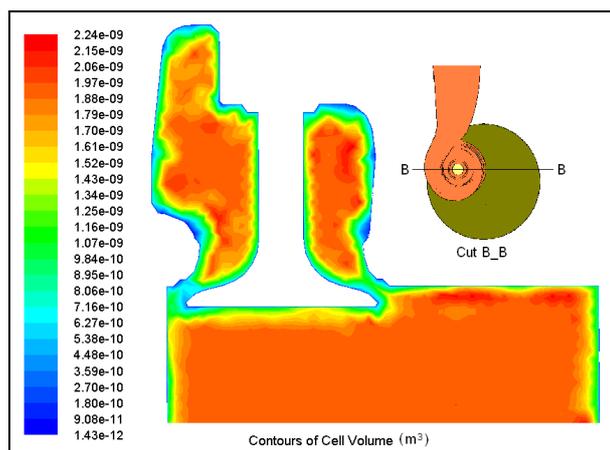
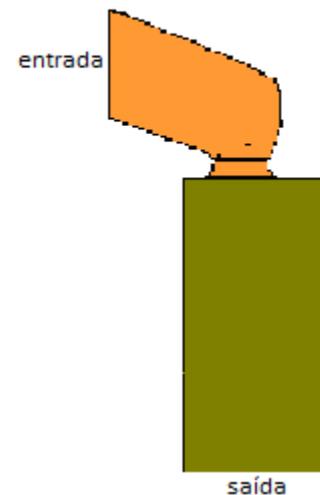


Figura 6.1 - Malha não estruturada tetra-prisma

A Figura 6.2a representa a densidade da malha ( $m^3$ ) refinada próximo à parede, na seção B-B. A Figura 6.2b representa o domínio computacional.



(a)



(b)

Figura 6.2 – a) Refinamento da malha para capturar os altos gradientes; b) Domínio computacional.

Inicialmente foi utilizada, para validação do modelo, pressão na entrada de 1,1 bar e atmosférica na saída. Num segundo momento, para testar uma condição de motor naturalmente aspirado, mais típica do seu funcionamento, foi utilizada pressão atmosférica na entrada e 0,75 e 0,88 bar na saída. Para ambos os casos a condição de contorno foi de 0,05 para intensidade de turbulência e de 0,0035 m para a escala de comprimento, devido às características do escoamento e da geometria. O tratamento do acoplamento pressão-velocidade foi resolvido através do algoritmo *SIMPLE* [Patankar, 1972]. O ar admitido foi tratado como gás perfeito.

### 6.1.2 Validação da Simulação Numérica

Utilizou-se a Equação 3.4 para o cálculo do coeficiente de descarga em cada abertura de válvula com escoamento não bloqueado, causado pela taxa de expansão  $p_{out}/p_o$ . Para a validação do modelo numérico, foram reproduzidos os parâmetros utilizados no aparato experimental [Fiat Research Center, 1982 e 1983]:  $p_o = 1.1 \text{ atm}$ ,  $p_{out} = 1 \text{ atm}$ ,  $T_o = 293\text{K}$ . O modelo de turbulência utilizado para estes casos foi o  $k-\varepsilon$  padrão e  $k-\varepsilon \text{ RNG}$ . Os resultados são descritos na Tabela 6.1, que apresenta os valores encontrados com o *Fluent 6.3* e os valores encontrados por Baratta et al., 2008a, com o *Star-cd 3.26*. A função de interpolação utilizada foi a *Upwind* de segunda ordem para o *Fluent* e a *LUD Bf 0.6* para o *Star-cd*.

Tabela 6.1 - Resultados da simulação para  $p_o = 1.1 \text{ atm}$ ,  $p_{out} = 1 \text{ atm}$ ,  $T_o = 293\text{K}$ .

Modelos de turbulência	Válvula de admissão abertura [mm]	<i>Fluent 6.3</i>		<i>Star-cd 3.26</i>
		$\dot{m}_i$ [kg/s]	$C_{DI}$	$C_{DI}$
$k-\varepsilon$ alto Reynolds	1,00	0,011688	0,0963	0,0966
	4,30	0,042052	0,347	0,355
	7,50	0,053491	0,441	0,442
$k-\varepsilon \text{ RNG}$	1,00	0,011816	0,0974	0,104
	4,30	0,042326	0,349	0,378
	7,50	0,052734	0,435	0,455

Verificou-se boa concordância entre os resultados encontrados neste trabalho e os resultados de Baratta et al., 2008a com *Star-cd*, sendo que a maior diferença foi de 8,3%, que ocorreu para a abertura de válvula de 4,3 mm com o modelo *RNG k-ε*.

A integração para obtenção do coeficiente de descarga médio total foi feita assumindo simetria na curva de abertura de válvula, utilizando a metade do ângulo de permanência de  $120^\circ$  [Fiat Research Center, 1982 e Favero, 2006], conforme apresentado na Tabela 6.2.

Tabela 6.2 - Intervalo angular da integração numérica para cada abertura de válvula correspondente.

Abertura de válvula [mm]	Intervalo angular $\Delta\theta$ [°]
1,00	18
4,30	49
7,50	53

Os resultados de cada integração e comparação entre os resultados experimentais e os obtidos através do *Star-cd* [Baratta et al., 2008a] e *Fluent* são apresentados na Tabela 6.3.

Tabela 6.3 - Comparação entre os valores calculados e medidos para o coeficiente de descarga médio total.

		$C_D$
	Experimental: Fiat Research Center, 1982, 1983, (4% de acurácia)	0,372
<i>Fluent</i>	Simulação numérica com $k-\varepsilon$ _altos Reynolds <i>Standard wall function</i>	0,349
	$k-\varepsilon$ RNG Std wall function	0,349
<i>Star-cd</i>	Simulação numérica com $k-\varepsilon$ _alto Reynolds Cúbico <i>Standard wall function</i>	0,355
	$k-\varepsilon$ RNG Std wall funct.	0,371

Verifica-se na Tabela 6.3 que os resultados encontrados com o *Fluent* estão mais distantes dos dados experimentais comparado com os resultados obtidos a partir do *Star-cd*. Contudo, estes resultados mostraram-se satisfatórios visto que o maior distanciamento dos dados experimentais está na ordem de 6%.

### 6.1.3 Resultados para Outras Condições de Contorno Utilizando o *Fluent* e Comparado com o *Star-cd*.

As Tabelas 6.4, 6.5 e 6.6 apresentam as comparações entre os resultados obtidos a partir do *Star-cd* e a partir do *Fluent* para as aberturas de válvula de 1,0 mm, 4,3 mm e 7,5 mm. A pressão na entrada,  $p_o$ , é de 1,0 bar, e na saída,  $p_{out}$ , é de 0,88 bar e 0,75 bar. No *Fluent* foram utilizadas funções de interpolação *upwind* de segunda ordem. No *Star-cd* utilizou-se primeira ordem *upwind* e também segunda ordem linear *upwind*, com fator *blending* (bf) de 0,6. Quanto à versão do modelo  $k-\varepsilon$ , para número de Reynolds elevado, no *Fluent* utilizou-se linear e no *Star-cd* cúbico [Barata et al., 2008a].

Tabela 6.4 - Descarga mássica e coeficiente de descarga para abertura de válvula de 1,0 mm.

Modelo de turbulência	$p_{out}/p_o$	<i>Star-cd</i> 3.26 <i>LUDbf0.6</i>		<i>Fluent</i> 6.3 Segunda Ordem <i>Upwind</i>		<i>Star-cd/Fluent</i> [%]
		$\dot{m}_l$ [kg/s]	$C_{Dl}$	$\dot{m}_l$ [kg/s]	$C_{Dl}$	
$k-\varepsilon$ High Reynolds <i>Std wall function</i>	0,88/ 1,0	-	-	0,01083	0,0881	-
$k-\varepsilon$ RNG Std, wall <i>function</i> <i>Std coefficients</i>		0,01260	0,1025	0,01151	0,0937	9,4
$k-\varepsilon$ High Reynolds <i>Std wall function</i>	0,75/ 1,0	-	-	0,01342	0,0825	-
$k-\varepsilon$ RNG Std, wall <i>function</i> <i>Std coefficients</i>		-	-	0,01391	0,0855	-

Tabela 6.5 - Descarga mássica e coeficiente de descarga para abertura de válvula de 4,3 mm.

Modelo de Turbulência	$p_{out}/p_o$	<i>Star-cd 3.26 LUDbf0.6</i>		<i>Fluent 6.3 Segunda Ordem Upwind</i>		<i>Star-cd/ Fluent [%]</i>
		$\dot{m}_1$ [kg/s]	$C_{DI}$	$\dot{m}_1$ [kg/s]	$C_{DI}$	
<i>k-ε High Reynolds Std wall function</i>	0,88/ 1,0	-	-	0,04228	0,344	-
<i>k-ε RNG Std, wall function Std coefficients</i>		0,04621	0,376	0,04389	0,357	5,3
<i>k-ε High Reynolds Std wall function</i>	0,75/ 1,0	-	-	0,05578	0,343	-
<i>k-ε RNG Std, wall function Std coefficients</i>		-	-	0,05836	0,359	-

Tabela 6.6 - Descarga mássica e coeficiente de descarga para abertura de válvula de 7,5 mm.

Modelo de Turbulência	$p_{out}/p_o$	<i>Star-cd 3.26 LUDbf0.6</i>		<i>Fluent 6.3 Segunda Ordem Upwind</i>		<i>Star-cd/ Fluent [%]</i>
		$\dot{m}_1$ [kg/s]	$C_{DI}$	$\dot{m}_1$ [kg/s]	$C_{DI}$	
<i>k-ε High Reynolds Std wall function</i>	0,88/ 1,0	-	-	0,05347	0,435	-
<i>k-ε RNG Std, wall function Std coefficients</i>		0,05508	0,448	0,05233	0,426	5,2
<i>k-ε High Reynolds Std wall function</i>	0,75/ 1,0	-	-	0,07174	0,441	-
<i>k-ε RNG Std, wall function Std coefficients</i>		-	-	0,07003	0,431	-

A Tabela 6.7 apresenta os resultados globais da integração do coeficiente de descarga para pressão de  $p_o = 1,0$  bar,  $p_{out} = 0,88$  e  $0,75$  bar e comparação com o resultado obtido por Barata et al 2008 com o Starcd para a relação de pressão de 0,88/1,0 e modelo de turbulência *k-ε RNG* com tratamento padrão próximo à parede.

Tabela 6.7 - Resultados globais da integração do  $C_D$  para pressão  $p_o = 1,0$  bar,  $p_{out} = 0,88$  e  $0,75$  bar.

Modelo de turbulência	$p_{out}/p_o$	$C_D$ <i>Star-cd</i>	$C_D$ <i>Fluent</i>	<i>Star-cd/Fluent [%]</i>
<i>k-ε High Reynolds Std wall function</i>	0,88/1,0		0,346	-
	0,75/1,0		0,347	-
<i>k-ε RNG- Std wall function Std coefficients</i>	0,88/1,0	0,367	0,348	5,5
	0,75/1,0	-	0,350	-

### 6.1.4 Resultados Computacionais das Características do Escoamento

A Figura 6.3 apresenta os vetores velocidade na seção A-A, com abertura de válvula 4,3 mm,  $p_{out}/p_o = 0,88/1,0$  bar, no coletor de admissão, em que uma grande recirculação do escoamento causado pela baixa pressão a jusante da haste da válvula. Este fenômeno foi detectado por todos os modelos de turbulência, todas as funções de interpolação utilizadas, e por todas as aberturas de válvula testadas. Parece ser um problema intrínseco do coletor de rampa helicoidal e é uma causa potencial para uma redução do coeficiente de descarga.

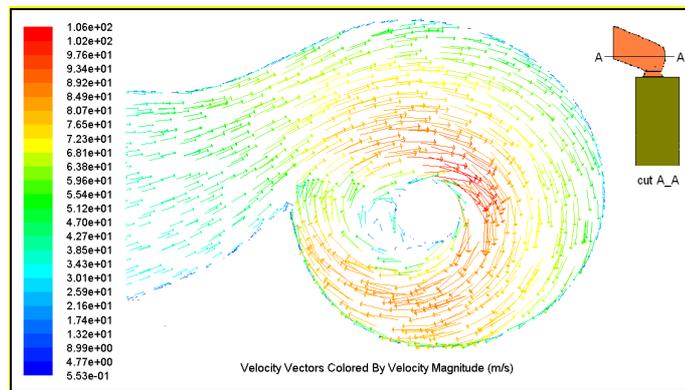


Figura 6.3 - Vetor velocidade na seção A-A no coletor de admissão.

A Figura 6.4 apresenta os vetores velocidade da seção, na região da sede da válvula, para abertura de válvula de 4,3 mm e  $p_{out}/p_o = 0,8/1,0$  bar.

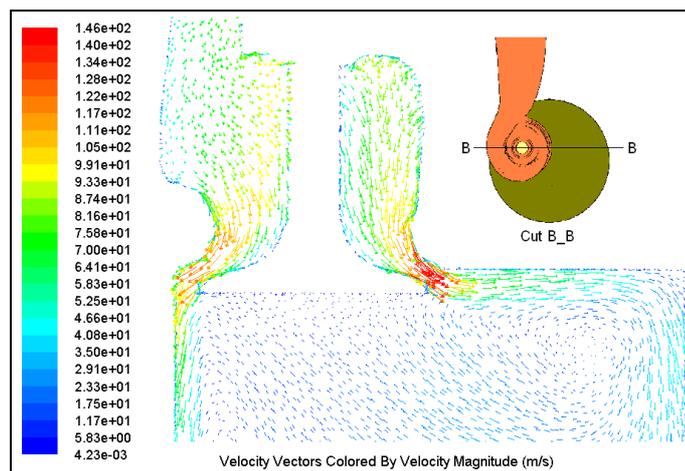


Figura 6.4 - Vetor velocidade na seção B-B, na região da sede da válvula.

Devido à restrição de área na passagem pela válvula, verificam-se zonas de alta velocidade. A máxima magnitude de velocidade encontrada foi cerca de 146 m/s, o que corresponde ao Número de Mach de aproximadamente 0,5. Certamente, esta restrição ao

escoamento causa quase toda a perda de carga na admissão. Verifica-se, também, que o jato anular helicoidal causa grande recirculação do escoamento dentro do cilindro.

A Figura 6.5 mostra o vetor velocidade na seção C-C na metade do cilindro ( $Y = 80$  mm), com abertura de válvula de 4,3 mm e  $p_{out}/p_o = 0,75/1,0$  bar. Devido à válvula não ser localizada no centro do cilindro, a recirculação não é centralizada, gerando dois vórtices maiores. O vórtice principal (sentido horário, à direita na figura) é gerado pela admissão helicoidal e o secundário (sentido anti-horário, à esquerda na figura) é induzido pelo anterior.

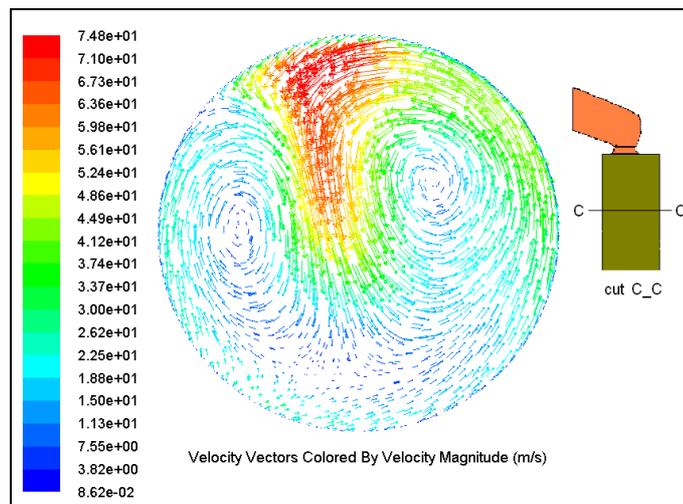


Figura 6.5 - Vetor velocidade na seção C\_C, na região da metade do corpo do cilindro.

### 6.1.5 Conclusões em Regime Permanente

Foi resolvido o escoamento tridimensional compressível em diferentes aberturas de válvula e taxa de expansão, para escoamento médio em regime permanente, com o emprego de diferentes versões de modelos de turbulência. Obteve-se concordância satisfatória entre os dados numéricos e os dados experimentais.

Verificou-se que o coeficiente de descarga aumenta com o alçamento da válvula. A vazão de ar aumenta através das válvulas com o aumento da variação da pressão, como era esperado.

Para a razão de expansão  $p_{out}/p_o$  of 1.0/1.1, os modelos  $k-\epsilon$  para número de Reynolds elevado e  $k-\epsilon$  RNG apresentaram valores similares no *Fluent* para o coeficiente global de descarga, porém distanciado em torno de 6% dos dados experimentais.

Com o *Star-cd*, para os diferentes esquemas e modelos de turbulência testados, obtiveram-se resultados melhores que com o *Fluent*. Para a taxa de expansão  $p_{out}/p_o$  de 0.88/1.0 e 0.75/1.0, a relação entre o *Star-cd* e o *Fluent* foi em torno de 5% para o coeficiente

de descarga. Para todos os modelos testados houve a presença de recirculação no duto de admissão.

## 6.2 Análise Regime Transiente

A simulação multidimensional transiente é empregada para caracterizar a evolução da estrutura do escoamento turbulento nos coletores e no cilindro sobre condição motorizada e, conseqüentemente, considerando o escoamento a frio. A evolução dos campos médios (daqui em diante o termo "médio" será negligenciado) da velocidade, pressão, energia cinética turbulenta e taxa de dissipação turbulenta são apresentados com o objetivo de entender o mecanismo físico e a estrutura do escoamento predominante neste tipo de aplicação. Comparações entre os coeficientes de descarga e razão de *swirl* são realizadas e as discrepâncias entre o tratamento híbrido e padrão empregados próximo a parede são mostradas. A discretização da geometria foi feita no aplicativo *es-ice* que, juntamente com o *Star solver*, originou os resultados apresentados nesta seção. Todas as simulações apresentadas nesta seção foram realizadas com a malha *trimed* de 1.672.056 células. A análise é realizada para a rotação de 1500 *rpm*, na condição motorizada (*motored*), sem presença de injeção e combustão (*cold flow*). É empregado o esquema diferencial *Blended Differencing*, combinando o esquema de primeira ordem *UD* e o esquema de segunda ordem *LUD*. Para resolver as equações de quantidade de movimento, energia e o transporte de  $k$ ,  $\varepsilon$  e  $\omega$ , foi utilizado um fator de combinação de  $\gamma = 0,3$ . Para a densidade foi utilizado um fator de combinação de  $\gamma = 0,3$ , entretanto, combinando o esquema *UD* com o esquema *CD*. Em outras palavras, 30 % do esquema utilizado é de alta ordem (*LUD* ou *CD*), e o restante de baixa ordem (*UD*). Esta configuração foi mantida para todas as simulações. O algoritmo de solução é resolvido pela forma segregada, onde o acoplamento pressão-velocidade usado foi o *SIMPLE*. O critério de convergência residual exigido foi de  $10^{-4}$  para todas variáveis.

A condição inicial para simulação é definida a partir do comportamento final de um ciclo anterior. O primeiro ciclo parte de  $320^\circ$ , isto é,  $40^\circ$  antes do *PMS*, evoluindo para o curso de admissão, e seu término após  $720^\circ$ . Cada simulação parte então com base no comportamento final da simulação após um ciclo termodinâmico completo. Como para o primeiro ciclo completo de simulação não existem dados de um ciclo prévio, os campos das variáveis são definidos a partir de estimativas. A condição inicial para os campos de velocidade e pressão no cilindro e nos coletores de admissão e de escape assume-se 1 m/s e 101,35 kPa (1 atm), respectivamente. Os campos de temperatura são iniciados com 298,15 K

para ambas as situações. Assim, o segundo ciclo é iniciado a partir de campos resolvidos, constituindo-se em uma condição inicial mais realística.

As condições de contorno de entrada assumida foi de pressão de estagnação prescrita com valor de 101,32 kPa (1 atm) e temperatura de 293,15 K. Para a saída, a descarga ocorre à pressão atmosférica e 293,15 K.

Em relação ao problema de transferência de calor, a análise é considerada a frio. A temperatura da parede do cilindro e pistão é considerada constante, a 400 K. Para os coletores e válvulas esta temperatura é 350 K, e para a superfície do cabeçote 450 K. Em ambas as situações a resistência térmica é assumido o valor de 0,004 m<sup>2</sup>K/W.

Relativamente aos modelos de turbulência, nos coletores e cilindro são assumidos intensidade turbulenta  $I \equiv 0,05$  e escala de comprimento  $l = 0,0035 \text{ m}$ , em consequência das características do escoamento e dimensões dos coletores de admissão e escapamento.

A correta implementação da condição de contorno na parede é muito importante quando se trata de motores de combustão interna, devido à complexidade do fenômeno. As situações distintas dentro do domínio tornam desafiadora a tarefa de criação da malha. Ao escolher a aproximação de baixo número de Reynolds, o *Star-cd* disponibiliza a opção de dois principais tipos de tratamento na parede, padrão e híbrido. Como comentado anteriormente, o tratamento padrão exige cuidado na discretização da camada limite, onde a distância adimensional ( $y^+$ ) deve ser na ordem de 1. Já o tratamento híbrido é mais flexível, obtendo uma faixa mais larga  $0,1 < y^+ < 100$  [Star-cd Methodology, 2009].

Na região próxima à válvula de admissão, sobre o domínio 1154°, observou-se um rápido crescimento do  $y^+$ . Este comportamento não é desejado para o tratamento de parede padrão, empregando a aproximação de baixo número de Reynolds. Porém, para o tratamento de parede híbrido o compromisso fica sob a responsabilidade do método, constituindo-se em uma boa alternativa para esta situação. A Tabela 6.8 mostra um comparativo do coeficiente de descarga e a razão de *swirl* para diferentes passos de tempo, considerando os dois tratamentos de parede. A diferença entre eles não é grande, é bem menor do que 1 % em quase todas as situações. O passo de tempo de 0,2° foi o que apresentou menores erros aos comparar os tratamentos. Pode-se afirmar, portanto, que o uso do tratamento híbrido apresenta-se como boa alternativa de tratamento próximo a parede, pois apresentou resultados coerentes ao se comparar com o tratamento padrão. Um estudo mais detalhado pode ser encontrado em Zancanaro, 2010.

Tabela 6.8 - Comparação entre tratamentos na parede, em 1154°

Passo de tempo	Modelo de turbulência $k-\omega SST$					
	Tratamento padrão		Tratamento híbrido		Diferença em relação ao tratamento padrão [%]	
	$C_D$	$R_S$	$C_D$	$R_S$	$C_D$	$R_S$
0,05°	0,277406	2,723647	0,279590	2,739364	0,78	0,57
0,1°	0,299806	2,890877	0,300000	2,884977	0,06	-0,20
0,2°	0,309165	2,943748	0,309548	2,948230	0,12	0,15
0,4°	0,310849	2,921623	0,312868	2,967719	0,64	1,57

## 7 ANÁLISE NUMÉRICA E EXPERIMENTAL

Neste capítulo, é apresentada a descrição da metodologia empregada no motor *CFR*, no qual foram medidos valores transientes de pressão, temperatura e de vazão mássica de ar, em relação à posição da árvore de manivelas. Esses valores foram comparados com os resultados previstos por simulações numéricas através do *Star-cd*. A comparação permite validar as metodologias utilizadas e estabelecer recomendações gerais sobre a simulação de escoamentos com transferência de calor em motores alternativos em regimes de baixa rotação.

### 7.1 Procedimento Numérico

Nos últimos anos, alguns autores vêm realizando trabalhos com o emprego de um código comercial específico, que utiliza o Método de Volumes Finitos nas soluções numéricas [Biachi et al 2002; Favero, 2006; Barata et al. 2008a,c; Barata et al, 2009; Zancanaro, 2010]. Esses trabalhos foram desenvolvidos para uma geometria típica de um motor Diesel de pequeno porte de alto desempenho.

O desenvolvimento de uma metodologia de *CFD* para simulações em motores é uma tarefa desafiadora, pois motores alternativos exibem muitas características e fenômenos complexos. A forma da câmara de combustão, pistão e coletores de admissão e de escape, juntamente com o movimento das válvulas e pistão, são características que tornam mais desafiadora a tarefa.

No presente trabalho, os resultados numéricos transientes do movimento da carga de admissão dentro do cilindro em relação à árvore de manivelas são obtidos com o *software* comercial *Star-cd*. A metodologia numérica utilizada é descrita nas seções abaixo, nas quais, se buscou, essencialmente, enfatizar apenas a formulação proposta pelo programa e utilizada neste estudo.

#### 7.1.1 Geração da Geometria

A geometria foi desenhada em um programa de computação gráfica a partir de medições e dos moldes retirados do cabeçote do motor, Figura 7.1a. Nos dutos de admissão e de escape, Figura 7.1b, foi utilizada uma borracha de silicone líquida vazada que, após 8 horas de cura, pode ser destacada e utilizada como gabarito dos dutos. Esses moldes foram digitalizados em 3D, gerando uma nuvem de pontos que permitiram obter as superfícies dos dutos do motor, conforme a Figura 7.1 c.

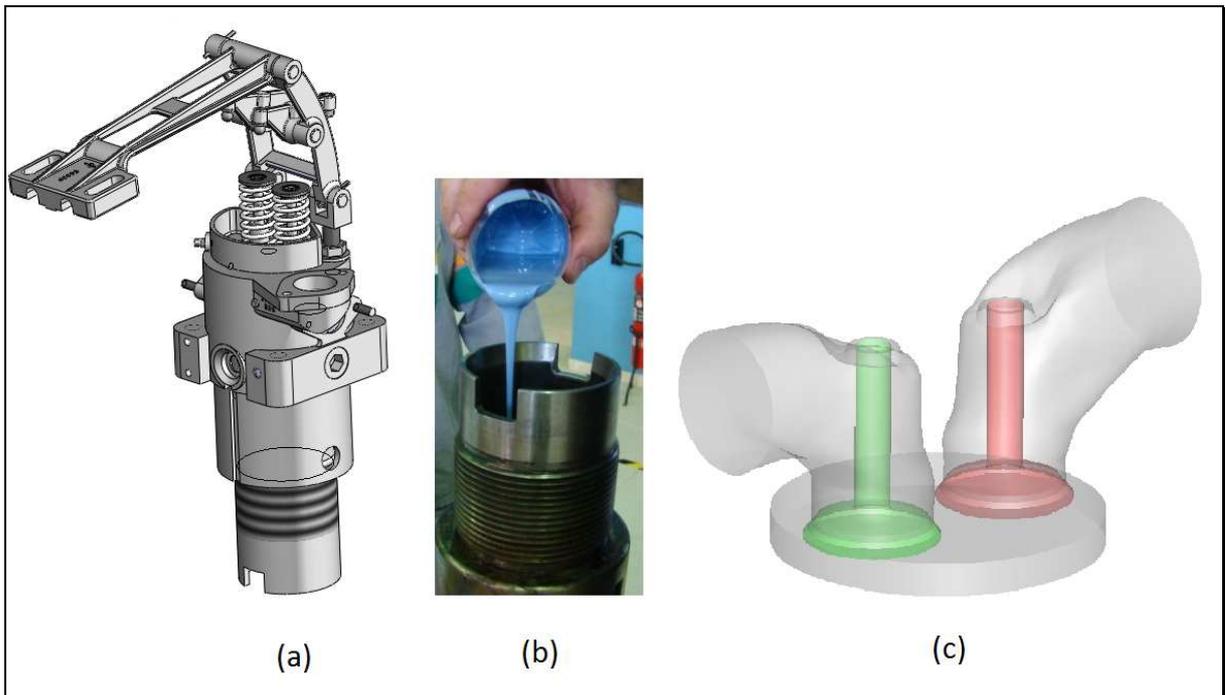


Figura 7.1 – a) Desenho do cabeçote do CFR; b) Cabeçote do CFR com a aplicação do silicone líquido; c) Geometria gerada a partir da moldagem e medições

### 7.1.2 Geração da Malha

Atualmente, técnicas automáticas avançadas estão disponíveis nos *softwares* comerciais para geração de malhas. Estas permitem movimentos do pistão e das válvulas com tempos de processamento compatíveis. Nesta pesquisa, foi empregado o *ES-ICE (Expert System – Internal Combustion Engine)*, um aplicativo do *Star-cd* que disponibiliza tais ferramentas para a criação de malhas em análises transientes. Esse *software* tem aplicação específica para motores de combustão interna, e é utilizado em conjunto com o *pro-Star* e com o *Star solver*. O método utilizado para a geração da malha foi o *Trimmed*. A partir da especificação de alguns parâmetros, cria-se um *template* com informações de conectividade e aproximações da geometria do motor. Este é usado posteriormente no *pro-Star* para especificação das condições de contorno do problema [Star-cd User guide es-ice, 2008]. Para a solução numérica do problema, com computação em paralelo, a malha foi dividida em proporções aproximadamente iguais para os processadores. A decomposição da malha foi realizada pelo método *Metis (Copyright 1997, Regents of University of Minnesota)*. A Figura 7.2 mostra a malha hexaédrica não estruturada, gerada via *ES-ICE*, em 4 vistas, do motor CFR.

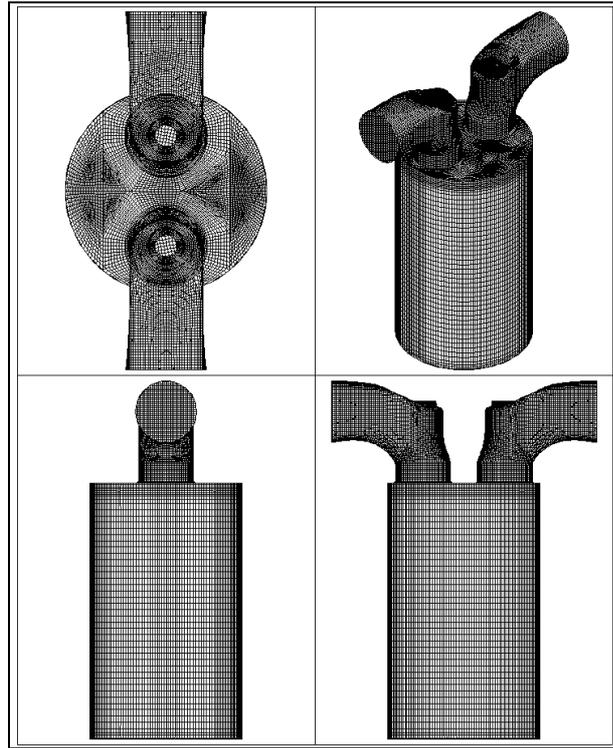


Figura 7.2 - Malha hexaédrica não estruturada

### 7.1.3 Condições de Contorno

As condições de contorno utilizadas no modelo foram de temperatura prescrita de 350 K para os coletores de admissão, de escape e para as válvulas; de 400 K para a parede da superfície do êmbolo e do cilindro; e de 450 K para a superfície da câmara de combustão. Na entrada da admissão, foi considerada a pressão de estagnação prescrita de 1 atm e temperatura de 293,15 K. No escape foi prescrita a pressão ambiente, e temperatura de 298,15 K. Foi assumida a resistência térmica de  $0,004 \text{ m}^2\text{K/W}$  [Barata et al. 2008a, b; Barata et al., 2009; Zancanaro 2010]. Considerando a geometria do motor, para todo domínio foi utilizada a intensidade turbulenta de 0,02 e o comprimento de escala de 0,0034 m. A simulação foi realizada com dois ciclos completos, ou seja, 4 voltas da árvore de manivelas, começando-se pelo ponto morto superior.

### 7.1.4 Solução Numérica

O modelo de turbulência utilizado foi o  $k-\omega$  SST baixo Reynolds, com tratamento híbrido próximo à parede e passo de tempo de 0,2 graus para toda a solução numérica. Como funções de interpolação nas faces dos volumes de controle para as equações da quantidade de movimento, energia e transporte de  $k$  e  $\omega$  foi utilizado o método *Blended Differencing*, que

combina os esquemas de primeira ordem (*UD*) e de segunda ordem (*LUD*). Foi utilizado como fator de combinação o valor  $\gamma = 0.3$ , que representa 30% do esquema *LUD* e 70% de *UD*. O acoplamento pressão-velocidade foi resolvido através do algoritmo *SIMPLE*, e o ar admitido foi tratado como gás perfeito.

As condições iniciais para o primeiro ciclo foram de 0,1 m/s para a velocidade, 1 atm para a pressão e 298,15 K para a temperatura.

## 7.2 Procedimento Experimental

O motor *CFR* é acoplado a um motor elétrico síncrono gerenciado por uma inversora de frequência, que mantém sua rotação constante. Dados de vazão mássica no coletor de admissão, de pressão e de temperatura na câmara de combustão durante a compressão em relação à posição da árvore de manivelas são medidos, armazenados e pós-processados. A Figura 7.3 apresenta um diagrama esquemático do funcionamento do aparato experimental.

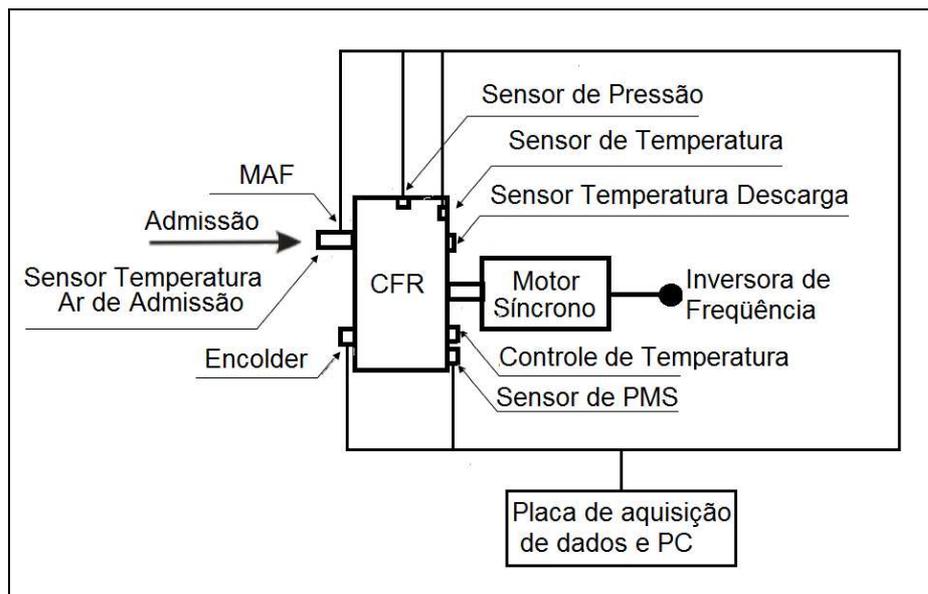


Figura 7.3 - Diagrama do aparato experimental montado no motor *CFR*.

A Figura 7.4 representa a posição no domínio onde foram medidos os valores de temperatura e de pressão no motor *CFR*. O sensor de temperatura foi montado na interface da parede do cilindro a 10 mm abaixo da superfície superior da câmara de combustão e a 90 ° em relação ao eixo principal do duto de admissão. O sensor de pressão foi montado na interface da face superior da câmara de combustão, tangente à circunferência do cilindro próximo ao sensor de temperatura.

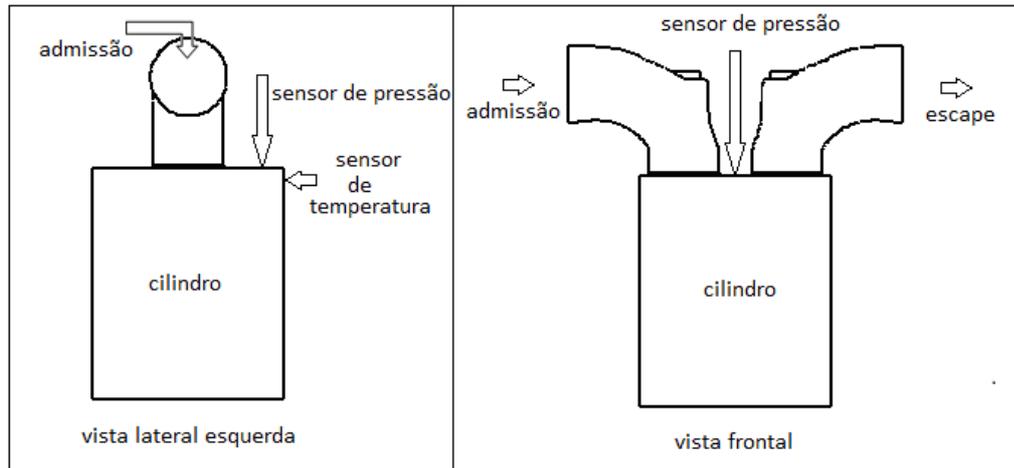


Figura 7.4 – Posição da medição da temperatura e da pressão no motor *CFR*

### 7.2.1 Generalidades sobre o *CFR*

Em 1928, o comitê de pesquisas de combustíveis, escolheu o motor monocilíndrico fabricado pela *Waukesha*, para certificar a gasolina e o diesel produzidos nos *EUA*. Apesar de existirem outros métodos para analisar os combustíveis, este motor é ainda utilizado nas refinarias para determinar o número de octanos e de cetanos, segundo a Norma *ASTM D357-64*, pois se trata de um equipamento robusto e confiável. Além da simplicidade geométrica, o *CFR* permite uma variação da razão de compressão, sendo de 4:1 a 18:1 para o número de octanos, e de 14:1 a 28:1 para o número de cetanos. Para atender à norma, são necessárias a manutenção e a vistoria periódica do equipamento.

A Figura 7.5 apresenta o motor *ASTM\_CFR*, 1951, do Laboratório de Motores do Departamento de Engenharia Mecânica da *UFRGS*. É acoplado, por polia e correias, a um motor elétrico síncrono, que atua como freio ou motor, a fim de estabilizar a sua rotação. A Tabela 7.1 traz as especificações geométricas do *CFR*, cujo padrão se mantém o mesmo desde a criação da norma *ASTM*.

Tabela 7.1 - Especificações do motor padrão *ASTM-CFR*. Fonte: *ASTM*, 1964.

Motor <i>ASTM-CFR</i>	
Número de cilindros	Monocilíndrico
Diâmetro	82,55 mm
Curso	114,30 mm
Volume Deslocado	611,30 cm <sup>3</sup>
Abertura da Válvula de Admissão	0°
Fechamento da Válvula de Admissão	202°
Abertura da Válvula de Escape	495°
Fechamento da Válvula de Escape	718°
Máxima Abertura das Válvulas	5,98 mm



Figura 7.5 - CRF do Laboratório de Motores do Departamento de Engenharia Mecânica da UFRGS.

### 7.2.2 Aquisição de Dados

Os dados foram adquiridos a partir de um *software* comercial (*LabView*) e de uma placa conversora *A/D*, (*National instruments 6124*). Os valores de tensão elétrica e de frequência foram coletados e processados com a utilização da programação em blocos e das respectivas curvas de calibração de cada sensor. Esses valores foram, então, convertidos em unidades de pressão, temperatura e vazão mássica. A taxa de coleta de dados praticada foi de 40000 amostras por segundo.

### 7.2.3 Medição da Rotação

A posição angular da árvore de manivelas foi medida com um *encoder* do tipo incremental (*Danaher Sensors & Controls, modelo BA 3022*). Os pulsos elétricos por ele gerados foram lidos na forma de frequência e convertidos em rotação. O *encoder* foi acoplado ao motor por meio de correia dentada e forneceu 1733,33 pulsos por revolução, propiciando uma resolução de 0,20769 graus.

### 7.2.4 Resposta Transiente dos Instrumentos de Medição

O tempo de resposta pode ser encontrado considerando-se um sistema físico que apresente uma variável com comportamento temporal,  $x(t)$ , e que possa ser representado na forma diferencial:

$$a_n \frac{d^n x}{dt^n} + a_{n-1} \frac{d^{n-1} x}{dt^{n-1}} + \dots + a_1 \frac{dx}{dt} + a_0 = F(t) \quad (7.1)$$

onde  $F(t)$  representa uma função imposta pelo sistema. Segundo Holman, 1994, a ordem do sistema é determinada pela ordem da equação diferencial que o representa. Sistemas dinâmicos são representados, geralmente, pela equação diferencial de primeira ordem, dada por:

$$\frac{a_1}{a_0} \frac{dx}{dt} + x = \frac{F(t)}{a_0} \quad (7.2)$$

onde o termo  $a_1/a_0$  é chamado de constante de tempo do sistema, normalmente representado pela letra  $\tau$ . A Equação 7.2 pode ser resolvida para a condição de  $F(t)=0$  para  $t=0$  e  $F(t)=A$  para  $t>0$ . Considerando a variação do sistema imposta pela diferença  $F(t=\infty)-F(t=0)$  e  $x=x_0$  como condição inicial em  $t=0$ , tem-se que:

$$x(t) = \frac{A}{a_0} + \left( x_0 - \frac{A}{a_0} \right) e^{-t/\tau} \quad (7.3)$$

O regime permanente é representado pelo primeiro termo da equação e o regime transiente é representado pelo decaimento exponencial do segundo termo. Considerando que  $A/a_0=x_\infty$ , a Equação 7.3 pode ser reescrita na forma adimensional da forma:

$$\frac{x(t) - x_\infty}{x_0 - x_\infty} = e^{-t/\tau} \quad (7.4)$$

Quando  $t$  for igual a  $\tau$ , tem-se uma constante de tempo, o que representa 63,2% do tempo necessário para que o evento se estabeleça da condição inicial até a final. A constante de tempo é dependente das características do instrumento de medição e do meio em que este está sendo usado. Para o caso de atingir 90% da variação imposta, tem-se que  $e^{-t/\tau} = 0,1$ , ou  $t=2,303\tau$ . Ou ainda, duas constantes de tempo fornecem (1-0,135), 86,5%, três constantes 95%, e assim por diante. Usualmente, utiliza-se  $5\tau$  para que o sistema se estabilize na condição final, o que representa 99,3% [Holman, 1994; Beckwith, 1995].

No caso do *CFR*, que foi tracionado pelo motor elétrico a 200 *rpm* e medido com resolução da posição da árvore de manivela de 0,20769 graus, é necessário um tempo de resposta mínima para cada incremento da posição angular de 1,92 ms (520 Hz).

### 7.2.5 Incerteza da Medição

Geralmente a incerteza é expressa em termos da incerteza padrão, da incerteza combinada ou da incerteza expandida. A incerteza padrão de um dado aleatório corresponde à estimativa equivalente a um desvio padrão da ação desse efeito sobre a indicação. A incerteza combinada de um processo de medição é estimada considerando a ação simultânea de todas as fontes de incerteza e ainda corresponde a um desvio padrão da distribuição resultante. A incerteza expandida, associada a um processo de medição, é estimada a partir da incerteza combinada multiplicada pelo coeficiente *t* de *Student* apropriado. Ela reflete a faixa de dúvidas ainda presente nesta medição para uma probabilidade de enquadramento definitiva, geralmente de 95% [Gonçalves Jr, 2008].

Neste trabalho foram realizadas 30 medições de cada evento de variáveis independentes para cada grandeza (vazão mássica, pressão e temperatura), podendo, portanto, se utilizar a incerteza padrão [Holmann, 1994].

### 7.2.6 Medição da Pressão de Compressão

A pressão em relação à posição da árvore de manivela foi medida por meio de um sensor ótico [*optrand incorporated*, modelo *D312a8-QA* 2009], instalado na câmara de combustão, que possui frequência de resposta de 20 kHz e faixa de medição de 0 a 3000 psi (aproximadamente 0,25 $\mu$ s/bar). Wlodarczyk 1998a,b, 1999a,b, descreveu em detalhe o princípio de funcionamento deste sensor com diversas aplicações. Resumidamente trata-se da modulação do reflexo de um feixe de luz por uma membrana espelhada, sujeita à deformação pela pressão interna no cilindro e conectada a um diodo emissor de luz por uma fibra ótica. A intensidade do reflexo de luz é comparada com a intensidade emitida por um circuito eletrônico e amplificada. A tensão elétrica de saída do amplificador é relacionada à pressão atuante na membrana do sensor.

A máxima variação da pressão politrópica para 0,20769 graus de incremento da posição angular ( $K=1,4$  e  $R_C=6:1$ ) é de 0,0234 bar e ocorre em torno de 295 graus da árvore de manivelas (115 graus do ciclo de compressão). Para as condições descritas acima, considerando o tempo de 1,92 ms (520 Hz) para cada incremento angular, o sensor utilizado apresenta um tempo de resposta de ordem muito superior ao necessário para a medição do

evento. O sinal de saída deste sensor foi relacionado com a pressão por meio de uma curva de calibração, pré-determinada pelo fabricante [optrand, 2009].

A Figura 7.6 apresenta o resultado de 30 medições da pressão dentro do cilindro, utilizando o sensor ótico *optrand* instalado na câmara de combustão. O desvio padrão máximo da medição da pressão foi de 0,054 bar, o que mostrou alta repetitividade e boa qualidade da medição. Contudo, este sensor apresenta deficiência na medição na zona de expansão, onde há um decréscimo da pressão com baixa frequência. Neste caso o sinal medido é ajustado por meio de um método matemático de segunda ordem, em que se considera o coeficiente de amortecimento e a frequência natural do sensor, conforme descritos por Rao, 2006 e Santos, 2010.

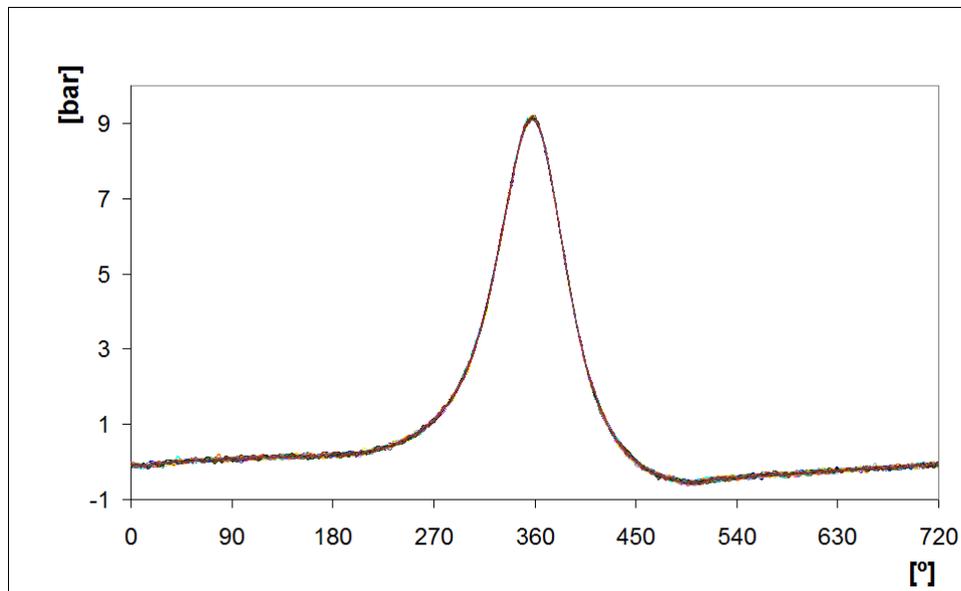


Figura 7.6 - Pressão relativa no cilindro vs ângulo da árvore de manivelas; resultados de 30 medições, razão de compressão 6:1 e rotação de 200 rpm.

### 7.2.7 Medição da Temperatura no Interior do Cilindro.

A temperatura do ar dentro do cilindro durante a compressão a frio foi medida com termopar tipo K, com 25  $\mu\text{m}$  de diâmetro, que apresenta incerteza de  $\pm 1^\circ\text{C}$  e tempo de resposta de 0,05 s para faixa de medição de 38 $^\circ\text{C}$  a 427 $^\circ\text{C}$ , com ar aquecido, cerca de 0,128 ms/ $^\circ\text{C}$  [Omega CHAL 001-2009]. O sinal do termopar foi amplificado por um circuito eletrônico (*AD595-Analogue Devices-Precision instrumentation Amplifier*) que apresenta as características de não linearidade de 0,003%, tempo de resposta de 150 kHz para o ganho de 100, 10 mV/ $^\circ\text{C}$  e resolução de 1 $^\circ\text{C}$ . O sistema de medição composto pelo termopar e o

amplificador foram calibrados na Empresa SGS\_PID (Esteio, RS) com incerteza de calibração de 0,1%, conforme ANEXO A.

A máxima variação de temperatura politrópica, nas mesmas condições descritas na seção 7.2.6, é de 0,56°C por incremento angular e ocorre em torno de 257,8 graus da árvore de manivelas (77,8 graus do ciclo de compressão). Considerando 0,128 ms/°C, (característico do termopar), o tempo de resposta do sensor é da ordem de 4,3 vezes mais rápido.

A Figura 7.7 representa o resultado de 30 medições da temperatura (em grandeza de tensão elétrica) no interior do cilindro. O desvio padrão máximo encontrado foi de 0,115 V, mostrando boa repetitividade dos resultados.

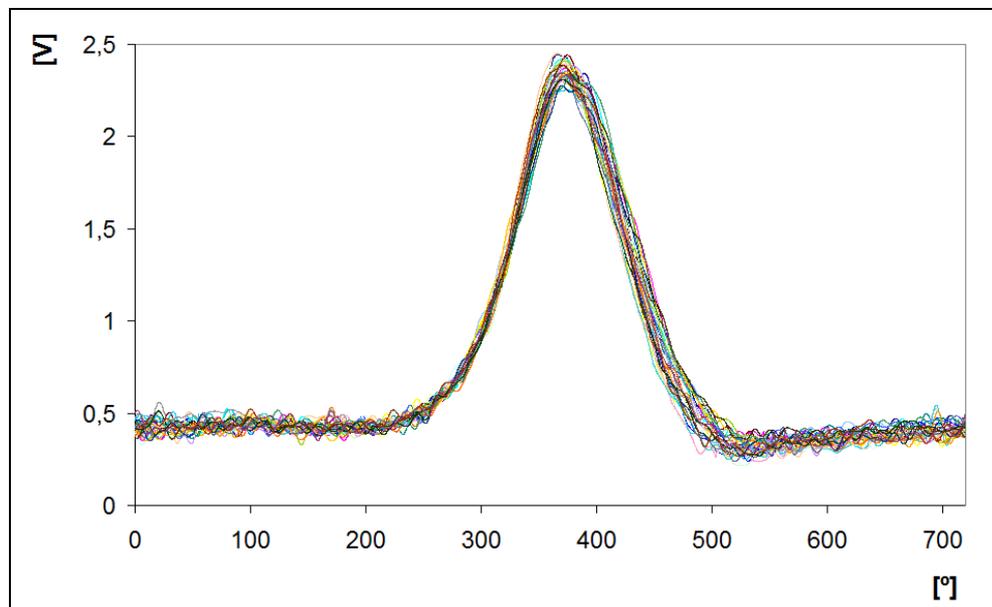


Figura 7.7 - Representação da temperatura no interior do cilindro vs ângulo da árvore de manivelas; resultados de 30 medições em unidade de tensão elétrica, razão de compressão 6:1, e rotação de 200 rpm.

A constante de tempo de alguns termopares foi verificada a partir de um experimento feito em laboratório. Os termopares foram expostos a uma pluma da chama de uma vela até atingir o limite superior de tensão elétrica de aproximadamente 10 V (1000°C). Subitamente a chama foi extinta com um jato de ar com temperatura ambiente. O sinal de tensão do termopar foi amplificado e adquirido conforme descrito anteriormente. A Figura 7.8 representa o tempo de resposta de dois termopares resfriados ao ar, por convecção natural e por convecção forçada pelo jato de ar, conforme descrito acima. Verifica-se na Figura 7.8 que o tempo de resposta do sensor é fortemente dependente da espessura do fio e da convecção no sensor.

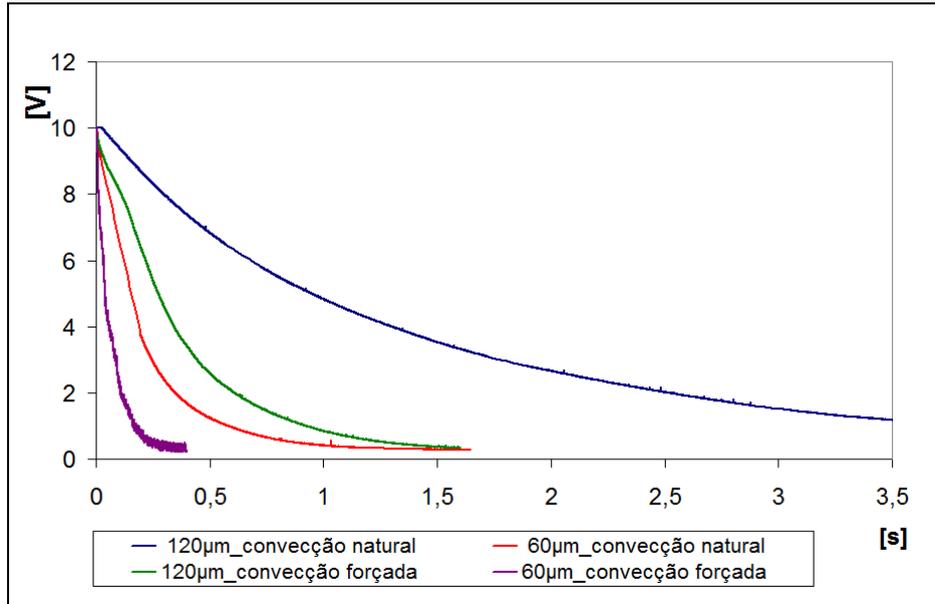


Figura 7.8 – Resfriamento de termopares de 60  $\mu\text{m}$  e de 120  $\mu\text{m}$  de diâmetro, ao ar, por convecção natural e forçada

A Figura 7.9 mostra o tempo de resposta do termopar de 25  $\mu\text{m}$  de diâmetro, com convecção forçada, utilizado na medição da temperatura no interior do cilindro do motor *CFR* no presente trabalho. O tempo de resposta encontrado deste sensor foi de 50 ms, e condiz com o valor informado pelo fabricante Omega, 2010. Conforme descrito anteriormente, este tempo é da ordem de 4,3 vezes menor para medição da variação de temperatura em cada incremento angular, sendo, portanto, adequado para a medição.

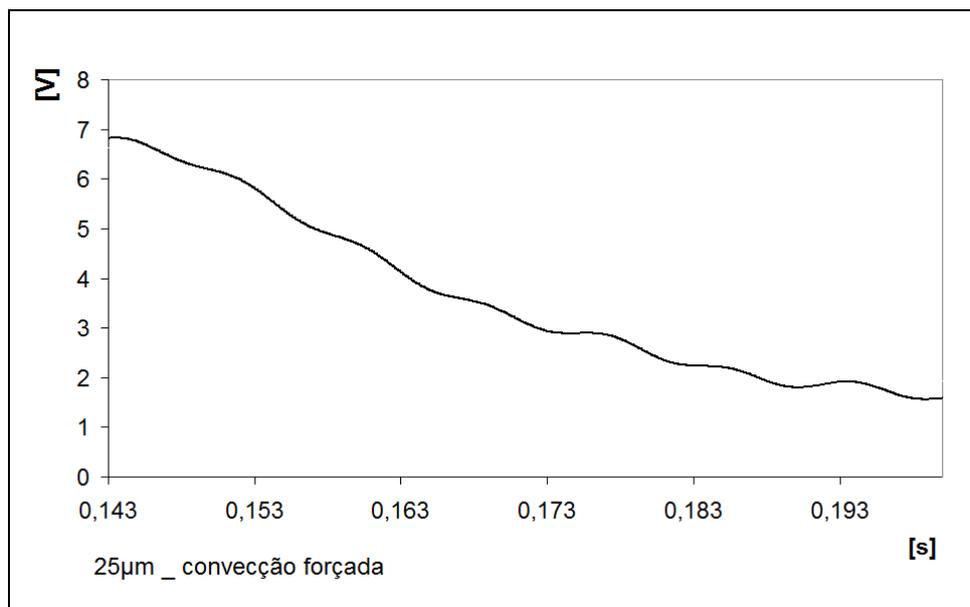


Figura 7.9 – Resfriamento do termopar de 25  $\mu\text{m}$  de diâmetro por convecção forçada com ar

### 7.2.8 Medição da Vazão Mássica de Ar

A vazão mássica de ar é medida por meio de um anemômetro de filme quente (*Bosh 0 280 218 002*). Este sensor é alimentado com tensões elétricas de 7,5 V e 12 V, fornecendo um sinal analógico de saída relacionado à vazão de ar de admissão do motor. O medidor de vazão de massa de ar *MAF* (*measurement air flow*) tem aplicação automotiva.

A máxima variação da vazão mássica para o incremento de 0,2 graus da árvore de manivelas, considerando a velocidade do êmbolo para um escoamento quase-estático, é de 1,35 mg e ocorre em torno de 75 graus da árvore de manivelas no ciclo de admissão. Considerando a resposta do sensor de 15 ms/g, obtém-se o tempo de 0,02025 ms. Verifica-se, portanto, que o tempo de resposta do sensor *MAF* é da ordem de 90 vezes mais rápido que o mínimo necessário de 1,92 ms por incremento da medição da posição angular.

O sistema de medição composto pelo *MAF* e a fonte de tensão elétrica de alimentação também foram calibrados na Empresa SGS\_PID (Esteio, RS), com incerteza de calibração de 0,25%, conforme ANEXO B.

A Figura 7.10 apresenta o resultado de 30 medições da vazão de ar (em grandeza de tensão elétrica) no coletor de admissão em unidade de tensão elétrica. O desvio padrão máximo encontrado foi de 0,027 V, mostrando boa repetitividade dos resultados.

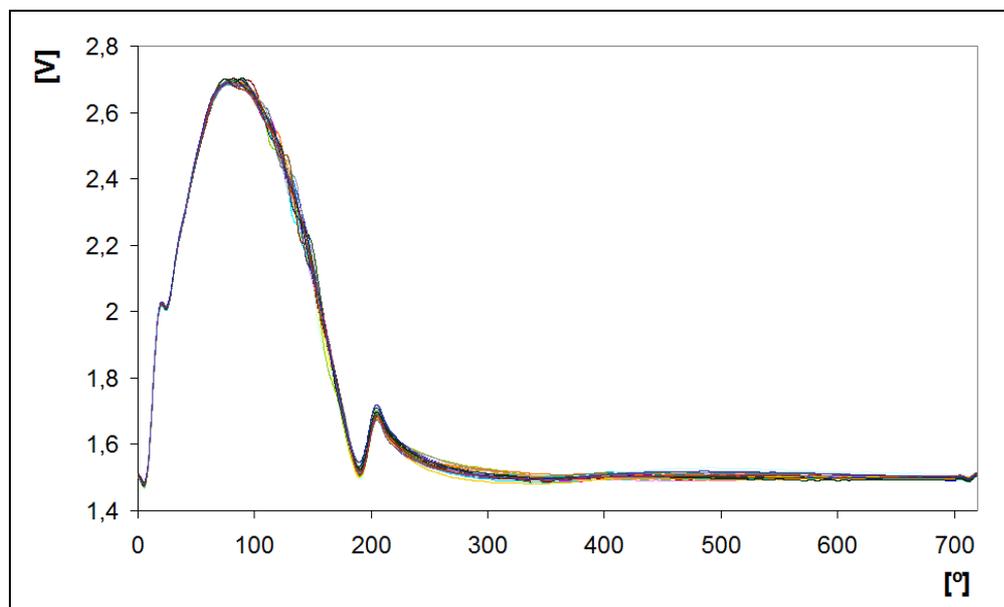


Figura 7.10 – Representação da vazão mássica na admissão vs ângulo da árvore de manivelas: resultados de 30 medições em unidade de tensão elétrica, razão de compressão 6:1, e rotação de 200 rpm.

Neste trabalho verificou-se também a constante de tempo do medidor de vazão mássica de ar. Para tal, foi construída uma bancada (Figura 7.11) com tubos de *PVC* com 1 m de comprimento para cada parte (suficiente para regularizar o escoamento) e um ventilador radial tracionado por motor elétrico. A vazão de ar foi ajustada a partir de um variador de tensão elétrica (Varivolt VME-100), que controla a rotação do ventilador acoplado ao motor elétrico. Para medição, inicialmente foi estabelecida a vazão média de ar por meio de um anemômetro de fio quente (Testo modelo 405 V1). Depois disto a passagem de ar foi obstruída e, após obter-se vazão nula verificada no anemômetro de fio quente, a passagem de ar foi liberada subitamente, até estabelecer a vazão final novamente. Na mesma tubulação, foi acoplado em série o *MAF* para verificação do seu tempo de resposta. O sinal de saída deste sensor foi adquirido, ao logo do tempo, via sistema de aquisição de dados. Foram testados diversos *MAF* comerciais de aplicação automotiva, em diferentes vazões e tensões de alimentação. Selecionou-se, então, o que apresentou melhor tempo de resposta e menor geração de ruído, que foi o modelo *Bosh 0 280 218 00*.

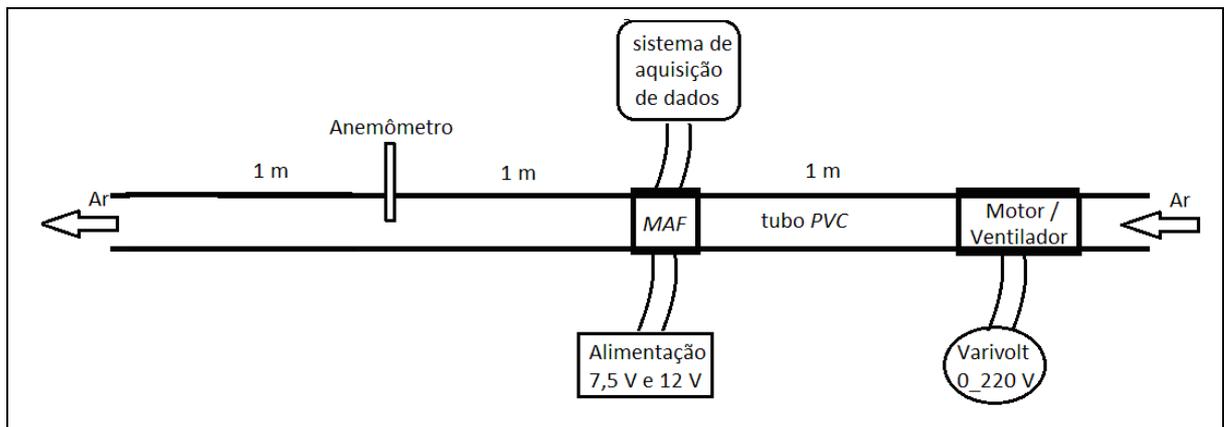


Figura 7.11 – Esquema de montagem para medição da constante de tempo do sensor *MAF*

A máxima vazão mássica teórica foi de aproximadamente 8 g/s, o que corresponde a 3,0 V. Esse valor foi utilizado como limite superior para determinação da constante de tempo. O limite inferior foi de 1,5 V (vazão nula). A Figura 7.12 mostra os valores encontrados nos testes, nos quais foram coletados cinco séries de dados do mesmo evento para se verificar a repetitividade do experimento. A constante de tempo encontrado foi de 120 ms (15 ms/g).

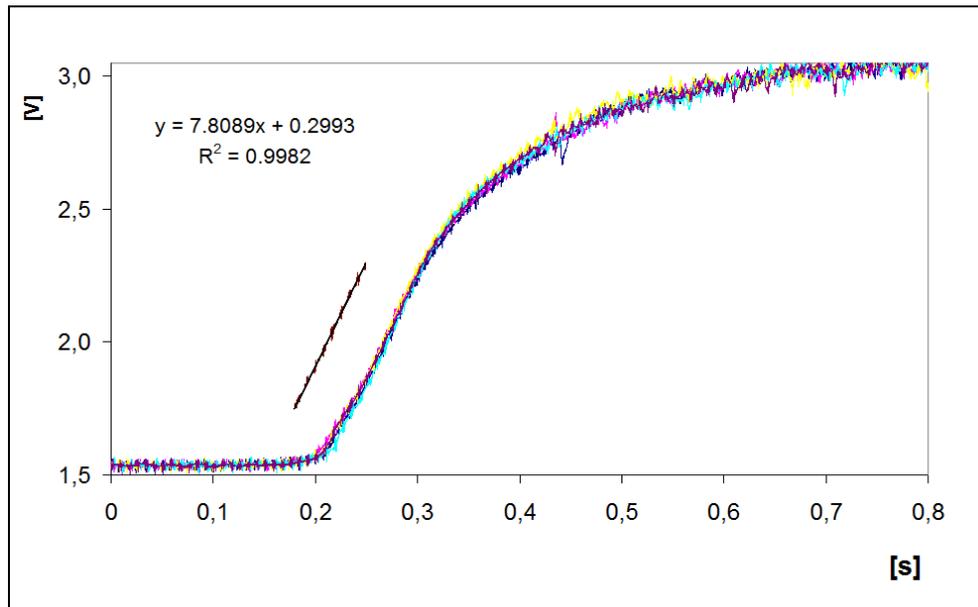


Figura 7.12 – Sequência de dados de 5 medições repetidas para determinação da constante de tempo do *MAF*

### 7.2.9 Seleção da Posição do Medidor de Vazão *MAF*

Ao se analisar posições diferentes de colocação do sensor *MAF* ao longo do duto de admissão do *CFR*, verificou-se que a forma das ondas de reflexão de pressão é fortemente dependente da geometria do sistema de admissão. A Figura 7.13 ilustra o sinal de saída do sensor para seis configurações diferentes de montagem no motor *CFR* tracionado, com razão de compressão 6:1 e rotação de 200 *rpm*. A primeira configuração de montagem foi escolhida, visto que não foram detectadas variações significativas na vazão de admissão devido à reflexão de ondas de pressão (exceto as pertinentes ao fenômeno físico associado).

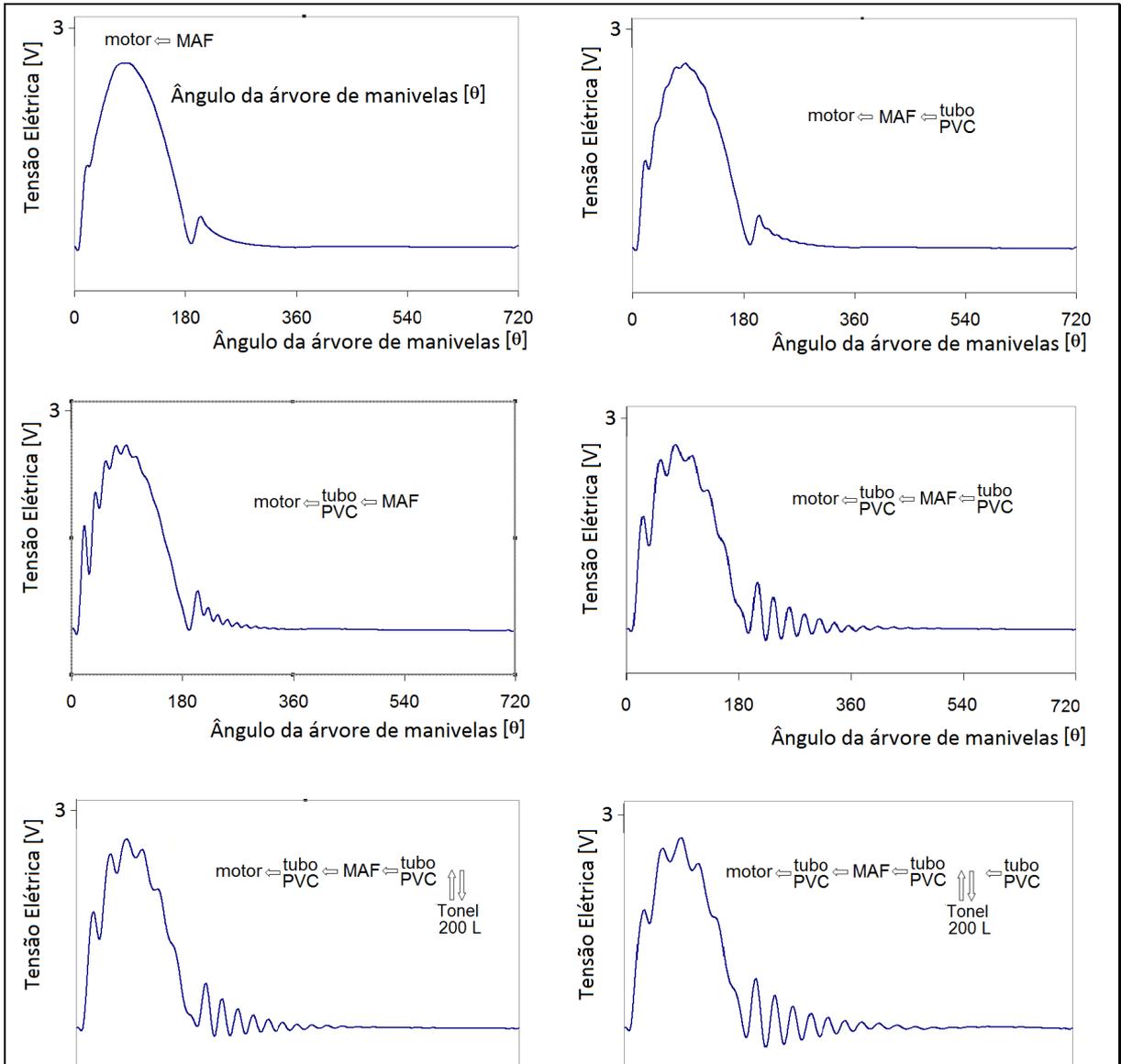


Figura 7.13 - Configurações de montagem do sistema de admissão do motor *CFR*. Razão de compressão 6:1 e 200 *rpm*. Tubo *PVC* de 1 m de comprimento e diâmetro interno de 65,3 mm.

### 7.2.10 Medição da Abertura de Válvulas

A abertura das válvulas foi medida diretamente sobre a haste de cada válvula, com um relógio comparador digital de 0,001 mm de resolução (Heidenhain MT 25e leitor Diadur ID 3400). A posição da árvore de manivelas para cada abertura foi referenciada com o medidor de posição angular (*encoder*), conforme descrito na seção 7.2.3. A Figura 7.14 mostra os valores encontrados para a válvula de admissão e de escape.

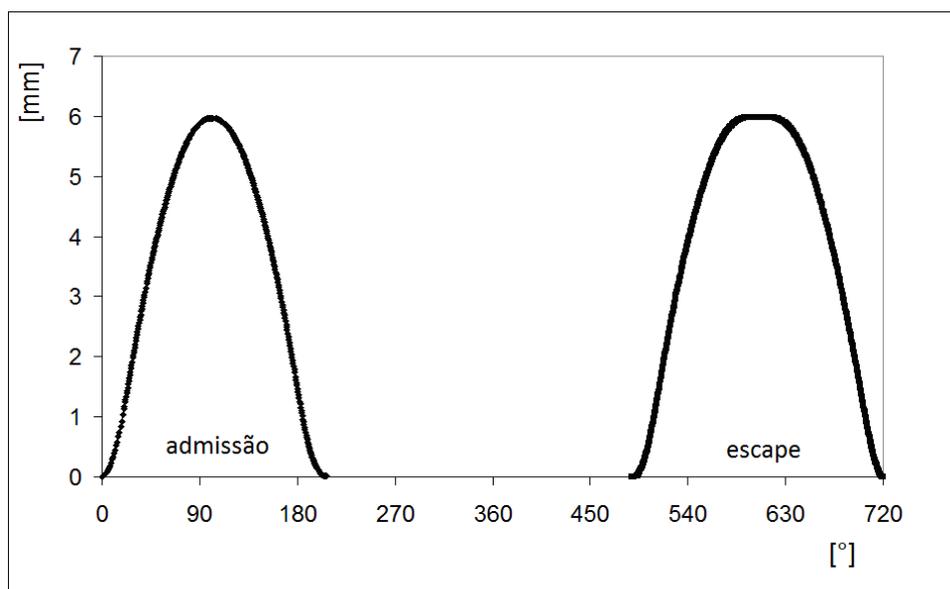


Figura 7.14 - Medidas de abertura das válvulas do motor *CFR*.

### 7.2.11 Determinação do Ponto Morto Superior Geométrico

O ponto morto superior geométrico foi referenciado conforme metodologia descrita por Oliveira et. al., 1996, similar à metodologia descrita no manual de manutenção do motor *CFR*, 1961. 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. Para a medição, utilizou-se um relógio comparador montado sobre a face do êmbolo e o *encoder* acoplado à árvore de manivelas, descrito na seção 7.2.3. A posição utilizada foi de  $\pm 25^\circ$ , conforme descrito pelo manual de manutenção do motor *CFR*. Para referenciar eletronicamente esta posição, utilizou-se um fotodiodo fixo no bloco do motor, com uma janela de sombra/luz acoplada no volante do motor. Esse sensor emite uma tensão de 0-5V, conforme posição da janela. Utilizou-se 3V para referenciar o ponto morto superior e informar para o sistema de aquisição de dados onde começa o ciclo, tomando a posição do *encoder* como  $0^\circ$  em relação à árvore de manivela.

### 7.2.12 Medição do Volume Morto da Câmara de Combustão

Para verificar o volume morto do motor *CFR*, foi utilizada uma bureta (Technico class B BS 846 - England) com óleo hidráulico. Após a determinação do ponto morto superior, o óleo foi vazado dentro da câmara de combustão até enchê-la completamente. O procedimento foi executado cinco vezes para aumentar a confiabilidade do valor encontrado. A partir do

valor do volume médio encontrado foi possível determinar a posição do cabeçote do motor para a razão de compressão utilizada nos testes. Para testar a estanqueidade da medição, o óleo foi deixado por 24 horas dentro da câmara de combustão. Após este período não foi visualizada variação significativa do nível de enchimento do volume morto do motor.

### 7.3 RESULTADOS E DISCUSSÃO

A mesma metodologia empregada no motor Fiat utilizando o *Star-cd* foi aplicada para a simulação em regime transiente do motor *CFR*. Os resultados previstos numericamente foram comparados com as medições, que permitiram verificar a validação do comportamento do modelo e a simulação numérica dentro de parâmetros limitados aos valores medidos, basicamente, parâmetros globais de operação do motor. A análise detalhada dos resultados da simulação permite discutir o comportamento do motor *CFR* quanto a aspectos de escoamento, o que possibilita aumentar o conhecimento sobre características deste motor e auxiliar na interpretação de resultados de ensaios de combustíveis.

#### 7.3.1 Independência de Malha

O estudo de independência de malha foi realizado tomando como parâmetro o coeficiente de descarga na máxima velocidade do êmbolo, onde há maior variação de velocidade (75° do ciclo de admissão) [Barata et al. 2008a,c; 2009; Zancanaro, 2010]. Pela simulação de cinco casos, partindo de 332918 a 1345218 células, verificou-se que a partir do caso de 660813 células a variação do coeficiente de descarga torna-se muito pequena, conforme mostrado na Figura 7.7. Optou-se, então, pela utilização desse caso para as simulações subsequentes, pois ele produziu resultados próximos aos outros casos mais refinados, com menor esforço computacional.

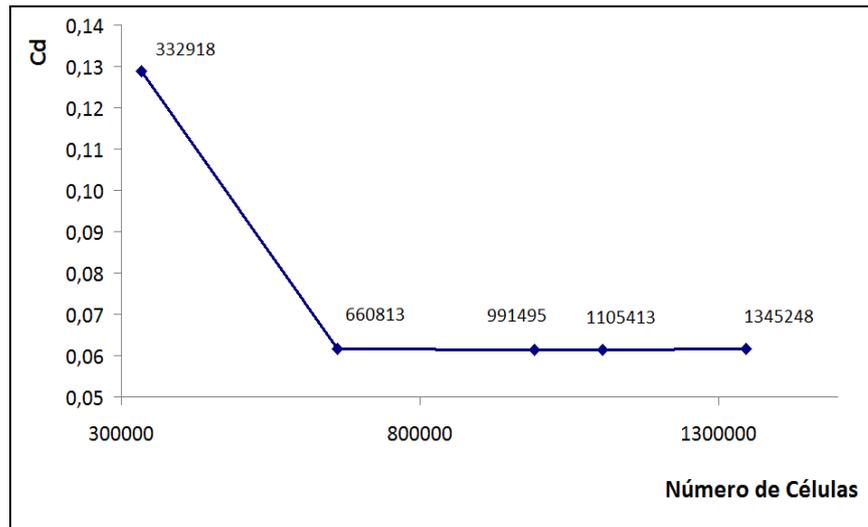


Figura 7.15 - Coeficiente de descarga vs número de células a 75 ° após início da admissão.

### 7.3.2 Coeficiente de Descarga na Admissão

Durante a primeira fase do motor, foi analisada a admissão de massa de ar. Os dados experimentais foram coletados a partir de um sensor *MAF* por um sistema de aquisição de dados, conforme descrito na seção 7.2.8, com 30 medições sucessivas, em que se utilizou o valor médio para análises posteriores. Os dados numéricos foram gerados com o *software Star-cd* (passo de tempo 0,2 graus; funções de interpolação *LUD* 0,3; modelo de turbulência *k- $\omega$  SST* híbrido baixo Reynolds). Os resultados numéricos mostrados a seguir são médios ponderados em cada volume da célula [Star-cd methodology 2009].

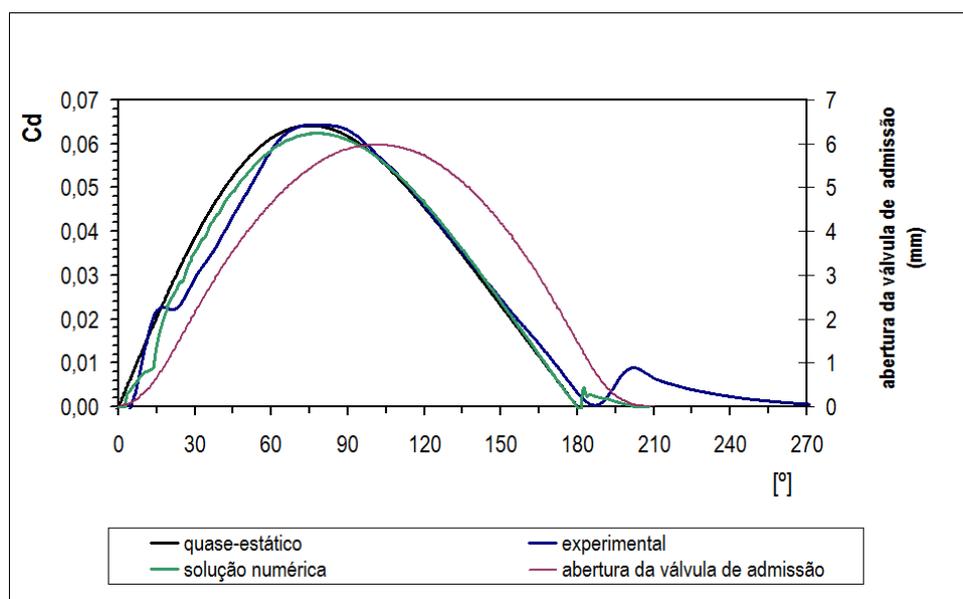


Figura 7.16 - Resultados numérico, experimental e teórico ideal do coeficiente de descarga e abertura da válvula em relação à posição da árvore de manivelas durante a admissão.

Após a abertura da válvula de admissão, começa a fase de carga do ar no motor. A Figura 7.16 apresenta os resultados numérico, experimental e teórico quase-estático do coeficiente de descarga e abertura da válvula de admissão, em relação à posição da árvore de manivelas. Verificou-se que o máximo coeficiente de descarga se encontra em torno de 75 graus da fase de admissão para esses resultados. Obteve-se o máximo coeficiente de descarga experimental próximo ao valor teórico e pouco acima do valor numérico. Contudo, entre os ângulos de 25 a 60 graus da árvore de manivelas, a curva experimental apresentou maiores taxas de crescimento do coeficiente de descarga do que a curva numérica. Cabe ressaltar que os dados experimentais de vazão foram coletados no sensor *MAF* a 15 cm da porta do coletor de admissão, e convertidos no coeficiente de descarga a partir da Equação 3.6. Os dados numéricos, por sua vez, foram computados no coletor de admissão. Há, portanto, um distanciamento físico do local da coleta dos dados numéricos e experimentais. Este distanciamento pode ter influenciado nas defasagens mostradas na Figura 7.16. Observe-se que, mesmo para esta baixa rotação do motor, os efeitos de inércia estão presentes no escoamento. O mesmo acontece a partir de 180 graus, onde há um retorno de massa de ar computado no resultado numérico e, cerca de 7 graus depois, computado no resultado experimental. Sobre a descontinuidade na curva no início da admissão, tanto experimental quanto numérica, em torno dos 20 graus, deve-se observar que neste ponto o volume total da admissão é de  $55268,18 \text{ mm}^3$  num total de 129647 células. O volume médio por célula é de  $0,43 \text{ mm}^3$  e, considerando um hexaedro perfeito, a sua aresta fica em torno de 0,75 mm. A velocidade média na admissão é menor do que 5 m/s para o passo de tempo de 0,2 graus ( $1,66E^{-4}$  s) na rotação de 200 *rpm*. Considerando a velocidade do som para o meio de 347 m/s o Número de Courant (que relaciona a velocidade de propagação da informação com o tamanho da malha), fica em torno de 860. Para o caso de Courant = 1, o passo de tempo seria da ordem de  $2,2E^{-6}$ , o que tornaria inviável a execução. Isto leva à conclusão de que os efeitos inerciais não seriam captados como ondas de compressão e expansão do ar, e talvez como variações transientes, atenuadas pela insuficiência do passo de tempo.

Conclui-se, de modo geral, os resultados obtidos numericamente e experimentalmente mostraram-se com boa concordância entre si, e também com os valores calculados considerando o escoamento quase-estático.

### 7.3.2.1 Campo de Velocidades na Posição de Máximo $C_d$ na Admissão

A Figura 7.17 mostra o campo de velocidades em um corte longitudinal no centro do cilindro a  $75^\circ$  DPMS da fase de admissão (plano X-Z) e velocidade do êmbolo de 1,25 m/s. Observa-se uma recirculação principal no lado direito do domínio, abaixo da válvula de descarga, devido às características da geometria deste tipo de motor alternativo, conforme já descrito por Heywood, 1988. As maiores velocidades encontradas ficaram em torno de 20 m/s na região de passagem pela válvula, onde há maior restrição ao escoamento. Essa recirculação é projetada para o lado oposto da válvula de admissão devido à interação do escoamento com a parede do cilindro próximo à válvula.

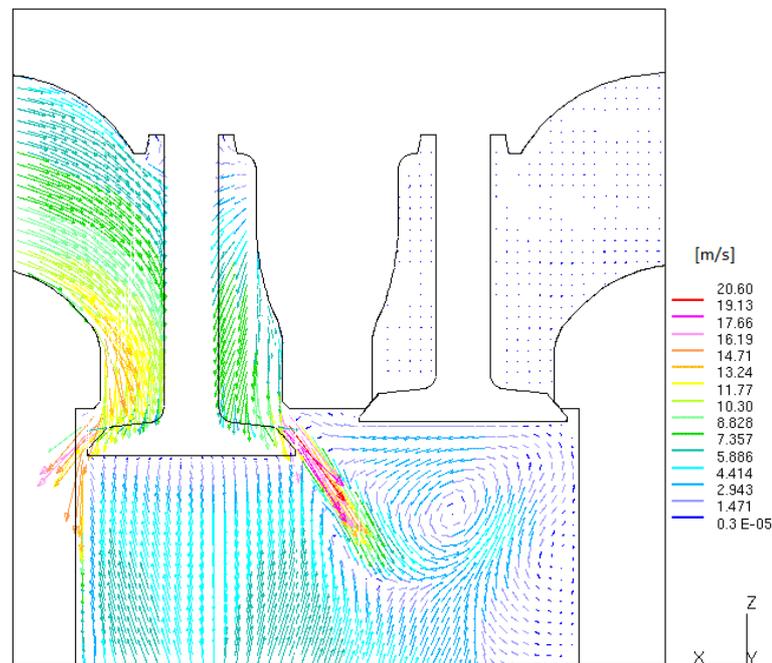


Figura 7.17 - Campo de velocidades em um corte longitudinal no centro do cilindro (plano X-Z) a  $75^\circ$  DPMS da fase de admissão e velocidade do êmbolo de 1,25 m/s.

### 7.3.2.2 Campo de Pressões na Posição de Máximo $C_d$ na Admissão

A Figura 7.18 mostra o campo de pressões em um corte longitudinal no centro do cilindro a  $75^\circ$  DPMS da fase de admissão (plano X-Z), e velocidade do êmbolo de 1,25 m/s. Verifica-se que a depressão causada pelo movimento do êmbolo é pequena, visto que, neste ângulo, a abertura da válvula está próxima do valor máximo (5,50 mm de um máximo de 5,98 mm), e a velocidade de deslocamento do êmbolo é baixa. Contudo, podem-se verificar zonas de depressões no interior do cilindro, onde há recirculação e em torno da sede e do cone da válvula, onde acontecem as maiores velocidades, conforme ilustrado na Figura 8.17.

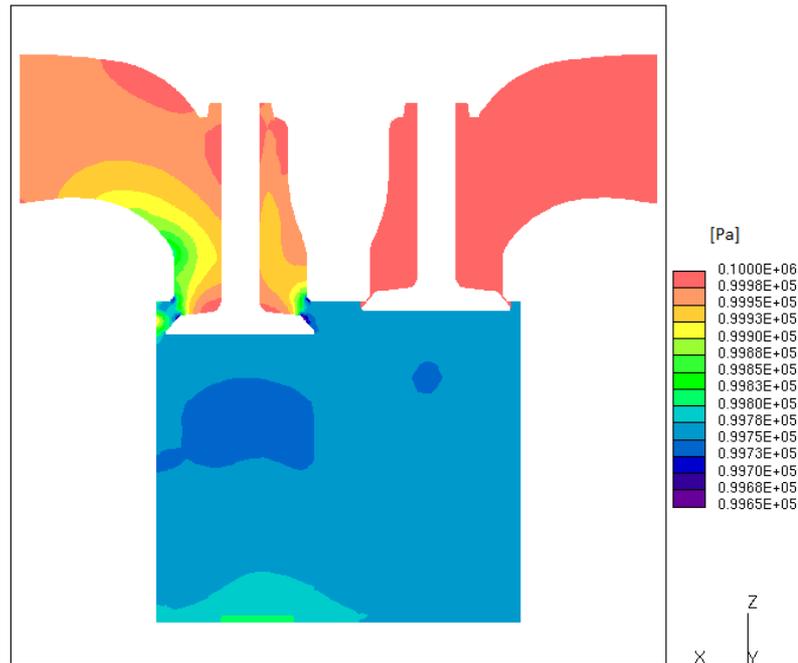


Figura 7.18 - Campo de pressões em um corte longitudinal no centro do cilindro (plano X-Z) a  $75^\circ$  DPMS da fase de admissão e velocidade do êmbolo de 1,25 m/s.

A Figura 7.19 mostra em detalhe o campo de pressões sobre a válvula de admissão. Nesta, verificam-se pontos de depressão sobre a sede e sobre o cone da válvula, onde ocorrem descolamentos com recirculações no escoamento.

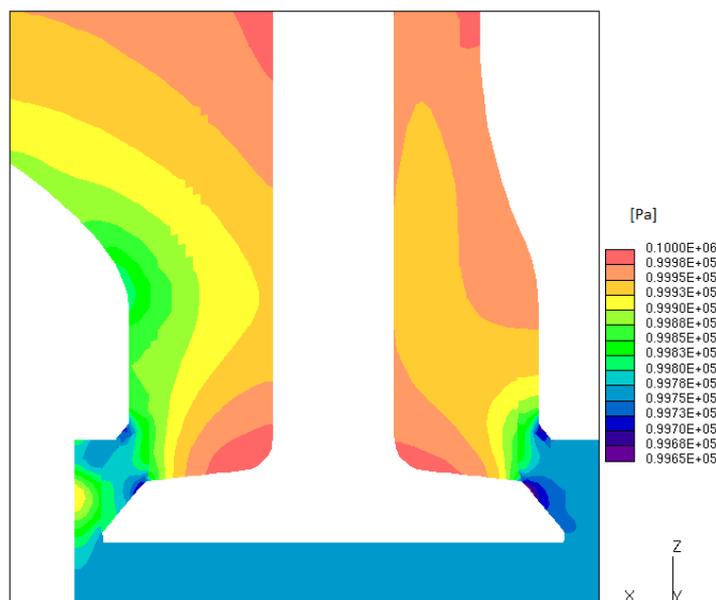


Figura 7.19 - Campo de pressões em detalhe sobre a válvula de admissão em um corte longitudinal no centro do cilindro (plano X-Z) a  $75^\circ$  DPMS da fase de admissão e velocidade do êmbolo de 1,25 m/s.

### 7.3.2.3 Campo de Temperaturas na Posição de Máximo $C_d$ na Admissão

A Figura 7.20 representa o campo de temperaturas em um corte longitudinal no centro do cilindro (plano X-Z) a  $75^\circ$  DPMS da fase de admissão, e velocidade do êmbolo de 1,25 m/s. Verificam-se menores temperaturas no coletor de admissão, devido à entrada de ar ambiente, e maiores temperaturas dentro do cilindro, no seu lado direito, devido à massa de ar quente residual do ciclo anterior, e à transferência de calor com as paredes do cilindro, que estão prescritas em 350 K. Contudo, a maior temperatura encontra-se na parede superior da câmara de combustão, prescrita em 450 K, conforme utilizado em trabalhos anteriores [Barata et al., 2008a,c; 2009; Zancanaro, 2010].

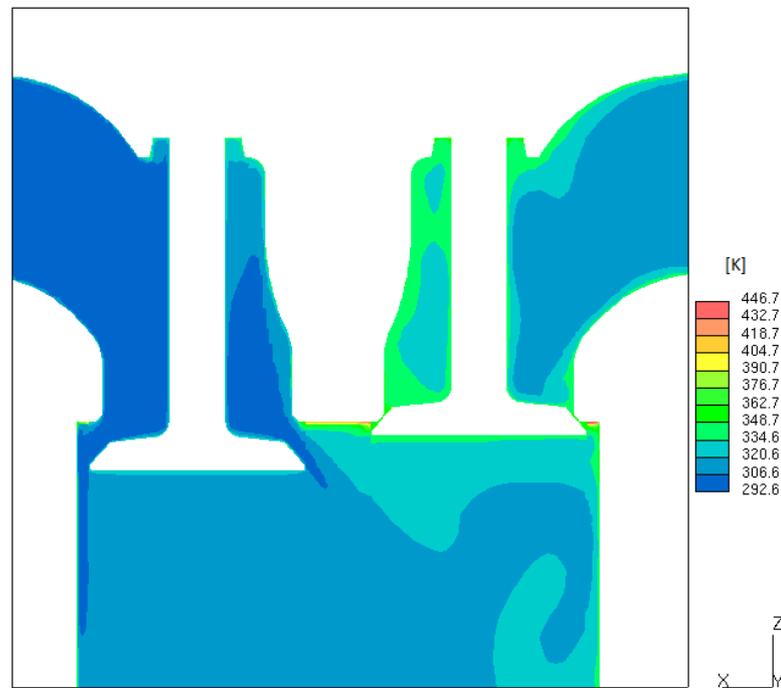


Figura 7.20 - Campo de temperaturas em um corte longitudinal no centro do cilindro (plano X-Z) a  $75^\circ$  DPMS da fase de admissão e velocidade do êmbolo de 1,25 m/s.

### 7.3.3 Pressão Global no Interior do Cilindro

A Figura 7.21 mostra o desenvolvimento da pressão experimental, numérica, isentrópica e politrópica dentro do cilindro durante a fase de compressão e de expansão. Verificou-se que os valores encontrados experimentalmente (média de 30 medições) aproximaram-se mais dos valores calculados quando foi considerado que a relação entre os calores específicos assume o valor de  $K=1,33$  para um processo politrópico, conforme

Heywood, 1988. Já para os valores encontrados numericamente, o valor do coeficiente isentrópico que melhor se aproxima é de  $K=1,40$ . Neste caso, pode-se atribuir que houve menor remoção de calor pelo modelo numérico, que depende das temperaturas e da resistência térmica prescritas nas paredes do domínio. Esse fato foi verificado também na posição da máxima pressão encontrada experimentalmente e numericamente em relação à árvore de manivelas. A posição do pico de pressão em relação à árvore de manivelas depende, sobretudo, da taxa de remoção de calor. No modelo numérico, foi encontrado o pico de pressão de 12,5 bar em 359,6 graus da árvore de manivelas. Já no resultado experimental, o pico de pressão foi de 11,03 bar em 359,0 graus da árvore de manivelas. Essa diferença da posição dos picos de pressão em relação à posição da árvore de manivelas demonstra que, fisicamente, pode ter sido removido mais calor do motor do que o previsto pelo modelo numérico. Cabe ainda ressaltar que, além da remoção de calor, o pico de pressão é afetado pelos vazamentos nos anéis, principalmente a baixa rotação [Ibrahim, 2008b], fato não considerado na solução numérica.

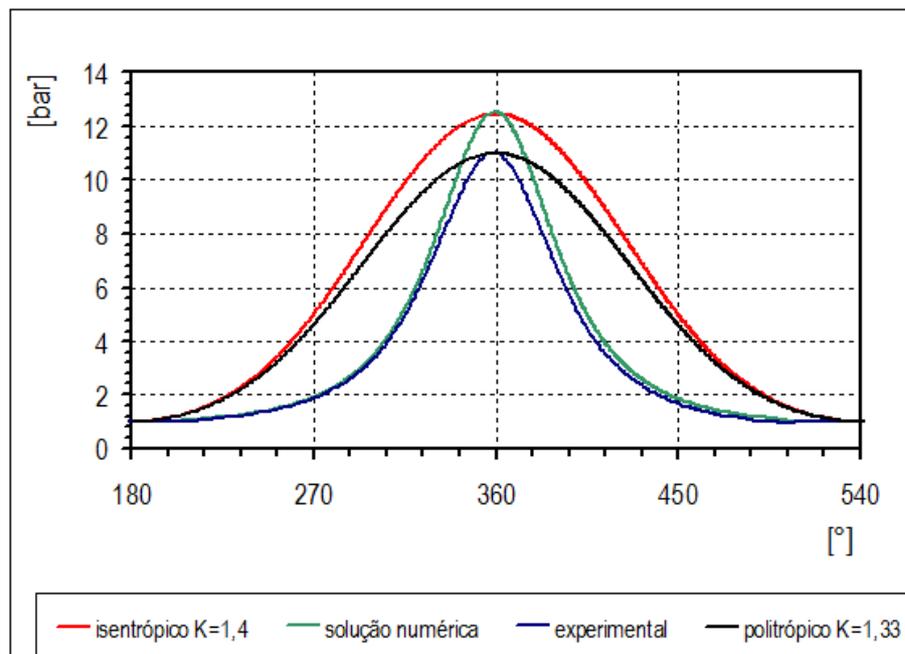


Figura 7.21 – Pressão no interior do cilindro vs ângulo da árvore de manivelas ao longo da fase de compressão e expansão. Valores experimentais (média de 30 medições), numéricos, isentrópicos e politrópicos.

### 7.3.4 Temperatura Global no Interior do Cilindro

A Figura 7.22a mostra o desenvolvimento da temperatura numérica e isentrópica dentro do cilindro durante a fase de compressão e de expansão. Verifica-se que os valores numéricos encontrados têm valor de máximo próximo ao valor calculado, considerando o meio isentrópico, com  $K=1,4$ . Pode-se concluir, conforme discutido na seção 7.3.3, que houve menor remoção de calor no modelo numérico. O pico de temperatura encontrado numericamente foi de 641,27 K a 358,8 graus da árvore de manivelas.

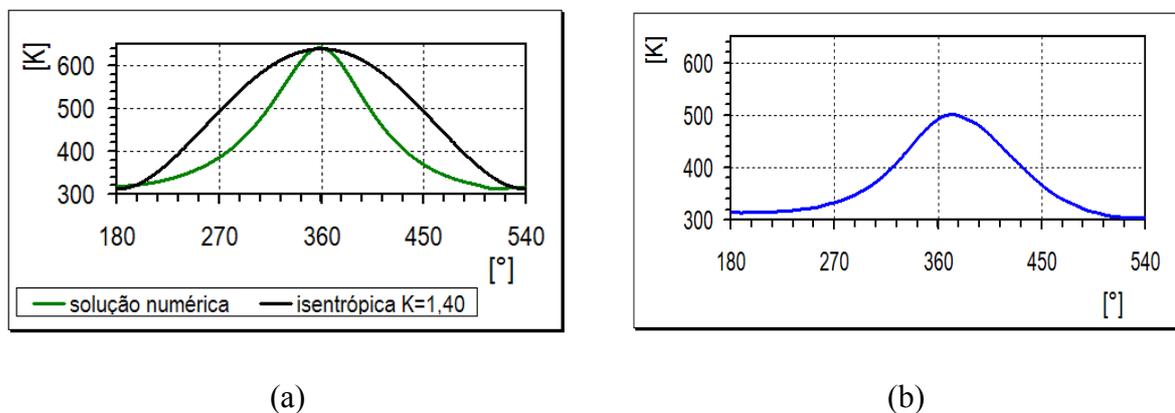


Figura 7.22 – Temperatura no interior do cilindro vs ângulo da árvore de manivelas ao longo da fase de compressão e expansão. a) valores numéricos e isentrópicos. b) valores experimentais (média de 30 medições).

A Figura 7.22b mostra os valores encontrados experimentalmente (média 30 medições) em um ponto próximo da parede do cilindro conforme mostrado na Figura 7.4. O pico de temperatura encontrado experimentalmente foi de 501,06 K a 372,1 graus da árvore de manivelas. Verifica-se que a curva de temperatura local adquirida experimentalmente ao longo do ângulo da árvore de manivelas (fig. 7.22b) tem valores inferiores aos obtidos numericamente (fig. 7.22a). Esse fato pode ser consequência da posição da medição de temperatura dentro do cilindro, visto que há recirculações e altos gradientes próximos às paredes devido à remoção de calor, conforme mostrado na Figura 7.23. Cabe, portanto, ressaltar que a medição de temperatura é fortemente dependente da posição da medição. Neste caso é mais conveniente medir a temperatura ao centro da câmara do volume morto, onde os gradientes são menos significantes, conforme mostrado na Figura 7.23.



Figura 7.23 – Temperatura no interior do cilindro na máxima compressão (plano Y-Z)

### 7.3.5 Razão de *Swirl* ( $R_s$ )

A razão de *swirl* quantifica o movimento de rotação em torno do eixo do cilindro com rotação do plano X-Y, conforme mostrado na Figura 3.4. A Figura 7.24 representa a razão de *swirl* dentro do cilindro durante todo o ciclo de  $720^\circ$  da árvore de manivelas calculado numericamente. A maior razão de *swirl* (0,033) ocorre em torno dos  $18^\circ$  depois do ponto morto inferior (*DPMI*), já no início da fase de compressão. Neste ângulo verificam-se as seguintes características: a partir dele ocorre um alto crescimento da razão de *cross-tumble*, conforme mostrado na Figura 7.31; a razão de *tumble* já está em torno do valor mínimo (0,43), decrescendo ao longo do ciclo com uma pequena elevação no final, Figura 7.28; retorno de massa de ar pela admissão devido ao fato de o ciclo estar na fase de compressão e a válvula de admissão estar ainda um pouco aberta (0,17 mm).

Verifica-se, ainda, que no início da admissão o coeficiente de *swirl* apresenta valor negativo devido ao sentido anti-horário de rotação, decorrente do escapamento da fase anterior. O coeficiente de *swirl* alcança valores máximos logo após o início da fase de admissão e permanece em torno de um valor médio até um pouco antes do término do ciclo de compressão, conforme visto na Figura 7.22 e descrito por Heywood, 1988.

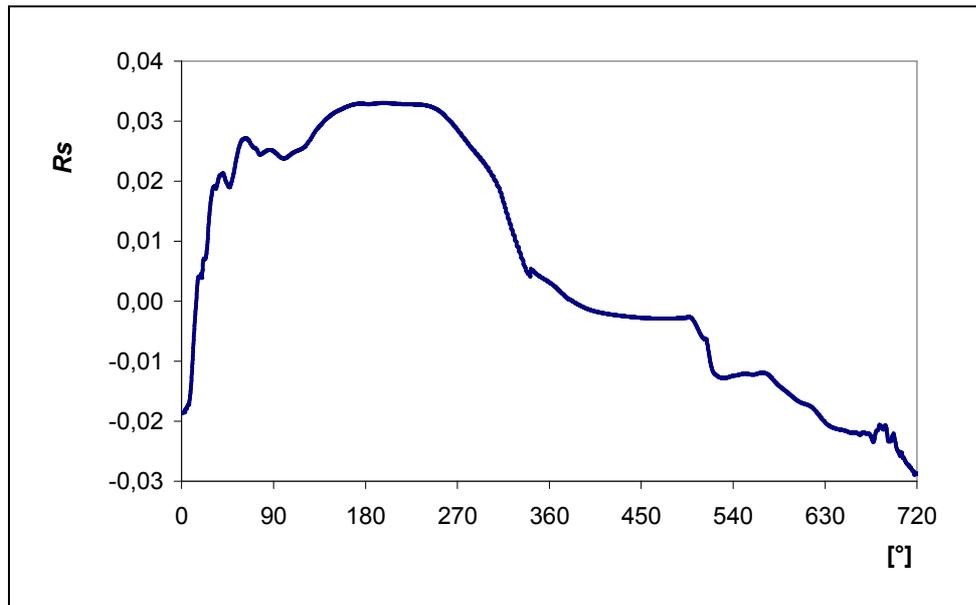
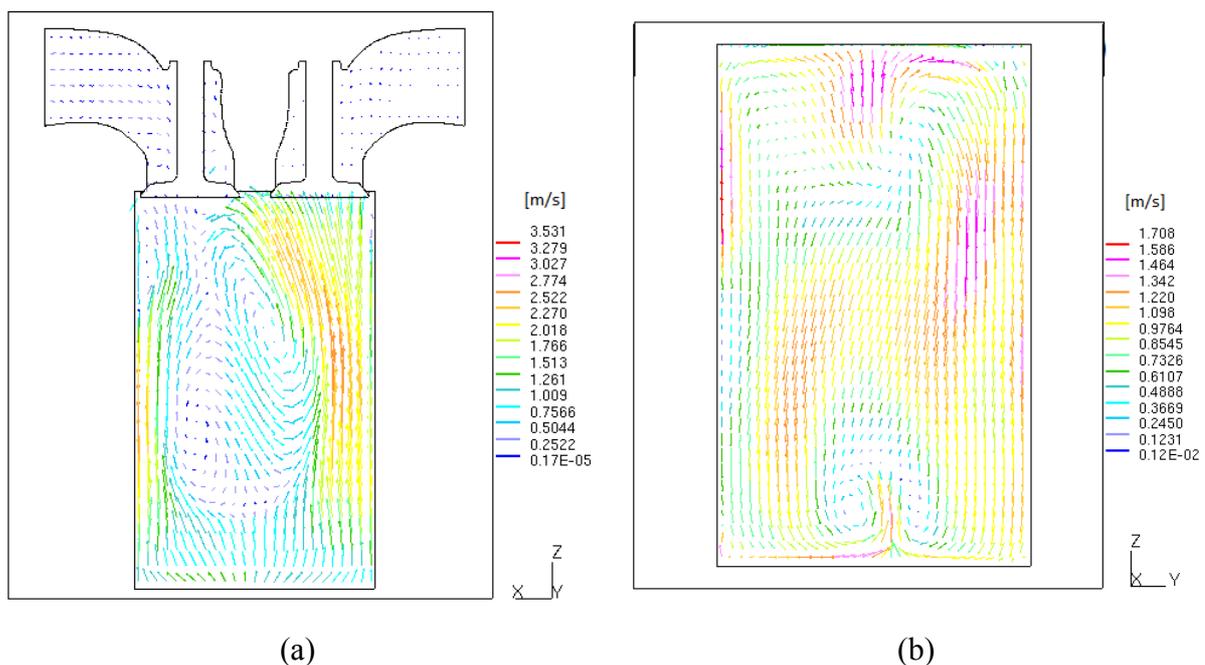


Figura 7.24 – Razão de *Swirl* ao longo do ciclo calculado numericamente.

### 7.3.5.1 Campo de Velocidades no Ângulo de Máximo *Swirl* (18° DPMI)

A Figura 7.25 representa o campo de velocidades no ângulo em que a razão de *Swirl* é maior. Neste ângulo, verifica-se que as maiores velocidades em magnitude encontram-se no plano X-Z, Figura 7.25a, porém em menor quantidade que no plano Y-Z, Figura 7.25b. As Figuras 7.25c e 7.25d representam a magnitude das velocidades no plano X-Y, transversal ao eixo do cilindro. As maiores velocidade (3,14 m/s) ocorrem na metade do cilindro, Figura 7.25c, e as menores (1,74 m/s) próximas à superfície do êmbolo, Figura 7.25d.



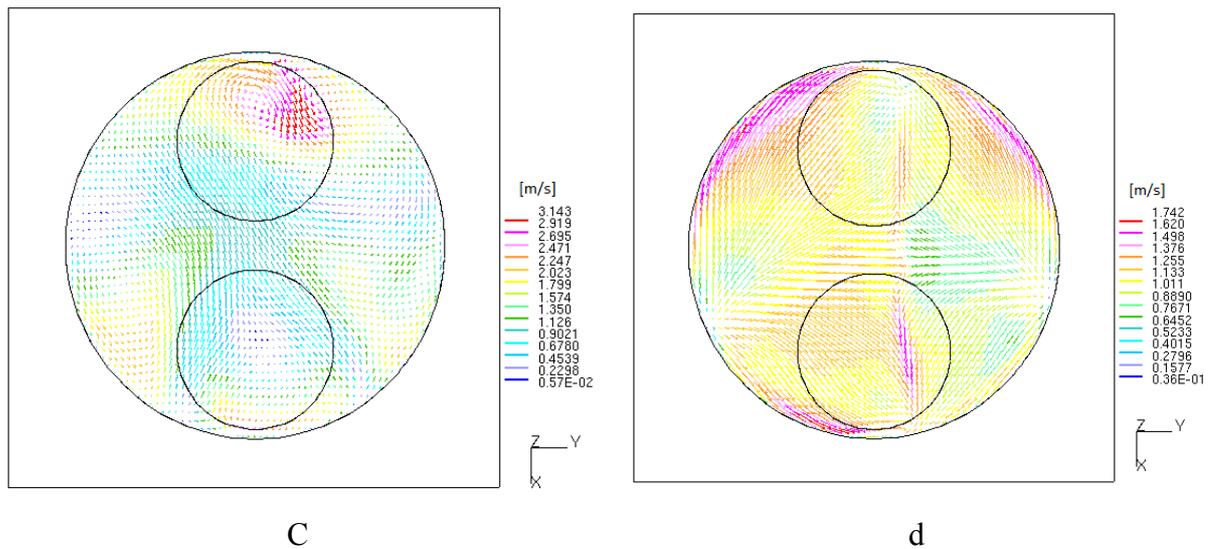


Figura 7.25- Campo de velocidades na máxima razão de *swirl* em 18° *DPMI*, velocidade do êmbolo de 0,28 m/s. a) plano X-Z. b) plano Y-Z, c) plano X-Y na metade do cilindro, d) plano X-Y próximo à extremidade inferior do cilindro.

### 7.3.5.2 Campo de Pressões e Temperaturas no Ângulo de Máximo *Swirl*

A Figura 7.26a mostra o campo de pressões no ângulo de máximo *swirl* no plano Y-Z. Verifica-se que há zonas com menor pressão devido às recirculações, mas com diferenças insignificantes, devido ao fato da rotação ensaiada ser pequena, minimizando os efeitos de conversão de energia cinética em pressão. A Figura 7.26b mostra o campo de temperaturas para o mesmo ângulo, num corte no centro do cilindro em direção ao eixo no plano X-Z. Verifica-se, neste caso, que a temperatura da carga dentro do cilindro é superior à do coletor de admissão, devido ao início da fase de compressão e ao calor residual do ciclo anterior. Observa-se, ainda, que as maiores temperaturas localizam-se nas paredes, por terem sido prescritas conforme na seção 7.3.2.3.

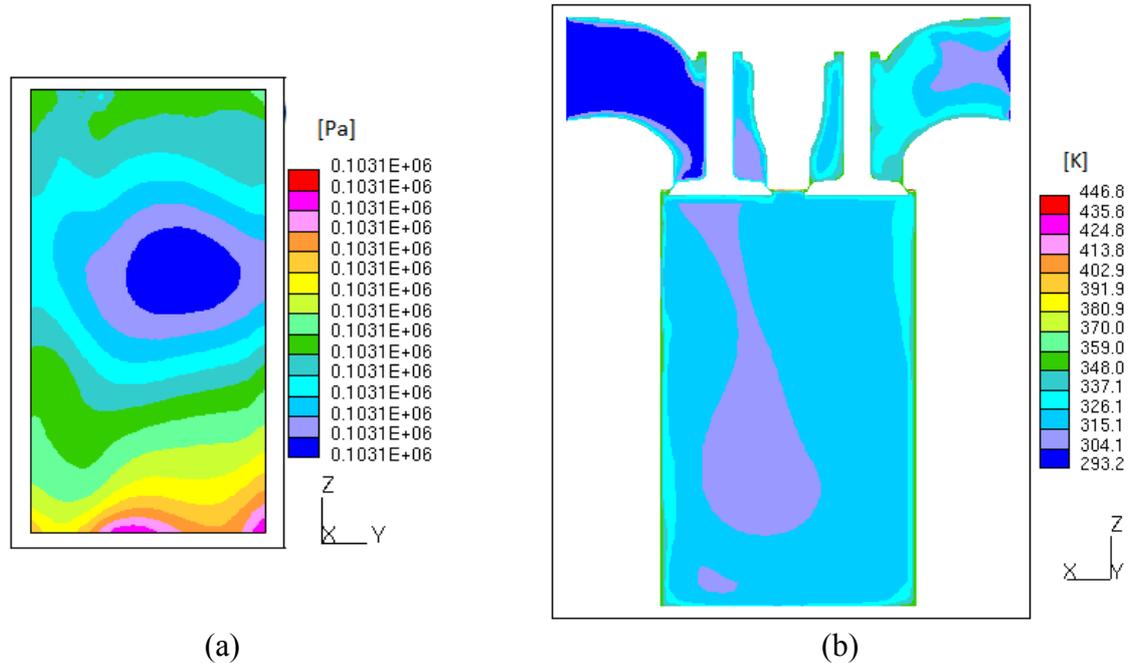


Figura 7.26- Campo de pressões e de temperaturas na máxima razão de *swirl* em 18° *DPMI*, velocidade do êmbolo de 0,28 m/s: a) pressão no plano Y-Z; b) temperatura no plano X-Z.

### 7.3.6 Razão de *Tumble* ( $R_T$ )

A razão de *tumble* quantifica o movimento de rotação na direção do eixo do cilindro, com rotação do plano X-Z em torno do eixo Y, conforme mostrado na Figura 3.4. A Figura 7.27 representa a razão de *tumble* dentro do cilindro durante todo o ciclo de 720° da árvore de manivelas, calculado numericamente. A maior razão de *tumble* é de 3,33 e ocorre em torno dos 51° após o início da admissão, com velocidade do êmbolo de 1,1 m/s. Neste ângulo, verificam-se as seguintes características: após a abertura da válvula de admissão, há um alto crescimento deste coeficiente até a abertura de válvula de admissão de 4,06 mm, ou seja, cerca de 2/3 do valor total; a pressão global no cilindro está um pouco abaixo da atmosférica 99659 Pa, devido ao deslocamento do êmbolo; o coeficiente de descarga na admissão está se aproximando do valor máximo (0,054 de 0,062), conforme se verifica na Figura 7.16; o coeficiente de *swirl* aproxima-se também da zona de máxima razão (0,022 de 0,033), conforme a Figura 7.24; o coeficiente de *cross-tumble* está na zona de menor valor (0 de 0,21), conforme a Figura 7.30.

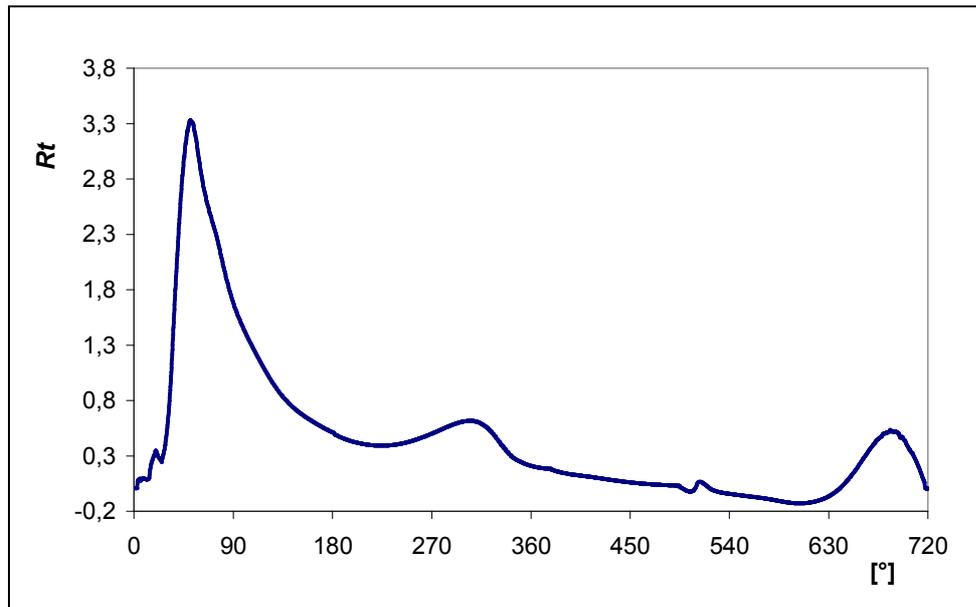


Figura 7.27 – Razão de *Tumble* ao longo do ciclo calculado numericamente.

### 7.3.6.1 Campo de Velocidades no Ângulo de Máximo *Tumble*

A Figura 7.28 representa o campo de velocidades no ângulo em que há maior razão de *tumble*. Observa-se com clareza o jato anelar causado pelo estreitamento sede-válvula. Verifica-se menores recirculações no plano X-Z (plano *tumble*), Figura 7.28a, porém com escala máxima de velocidade com maior magnitude (22,39 m/s), comparado ao plano Y-Z (plano *cross-tumble*) de 16,29 m/s, Figura 7.28b.

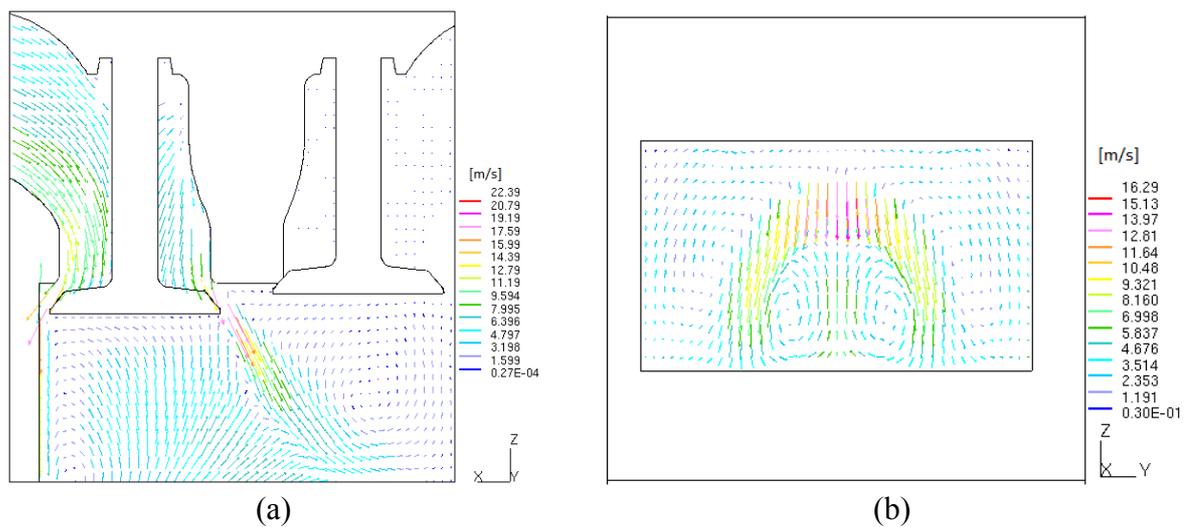


Figura 7.28- Campo de velocidades; máxima razão de *tumble* 51° após o início da fase de admissão. Velocidade do êmbolo de 1,1 m/s: a) velocidade no plano X-Z; b) velocidade no plano Y-Z.

### 7.3.6.2 Campo de Pressões e de Temperatura no Ângulo de Máxima Razão de *Tumble*

A Figura 7.29a mostra o campo de pressões no ângulo de máxima razão de *tumble* no plano Y-Z. Verificam-se duas zonas principais de menor pressão devido às recirculações do escoamento. A Figura 7.29b mostra o campo de temperaturas no ângulo de máximo *tumble* no plano X-Z. Verifica-se que as menores temperaturas encontram-se no coletor de admissão, devidas à massa de ar atmosférica admitida.

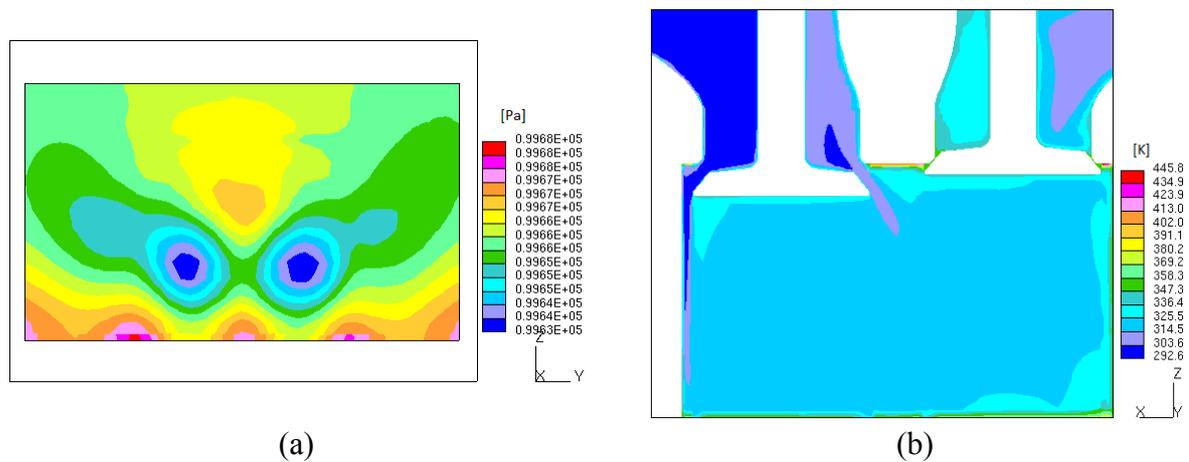


Figura 7.29 - Campo de pressões e temperaturas na máxima razão de *tumble* em  $51^\circ$  após o início da admissão, velocidade do êmbolo de 1,1 m/s: a) pressão no plano Y-Z; b) temperatura no plano X-Z.

### 7.3.7 Razão de *Cross-Tumble* ( $R_{CT}$ )

A razão de *cross-tumble* quantifica o movimento de rotação na direção do eixo do cilindro, com rotação do plano Y-Z em torno do eixo X, conforme mostrado na Figura 3.4. A Figura 7.30 representa a razão de *cross-tumble* dentro do cilindro durante todo o ciclo de  $720^\circ$  da árvore de manivelas, calculado numericamente. A maior razão de *cross-tumble* é de 0,21 e ocorre em torno dos  $297^\circ$  após o início do ciclo, próximo à posição angular onde ocorrem as maiores variações da velocidade do êmbolo. Neste ângulo, verificam-se as seguintes características: o *cross-tumble* começa a aumentar com o início da compressão e alcança maiores valores em torno da máxima variação da pressão e diminui gradualmente até o fim da compressão; a pressão e temperatura é na ordem de 330379 Pa e 447 K, respectivamente; o coeficiente de *swirl* ainda apresenta um valor alto, de 0,023, Figura 7.24, porém já decaindo; o coeficiente de *tumble* apresenta um valor baixo, de 0,61, e continua diminuindo até próximo ao final do ciclo, conforme mostrado na Figura 7.27.

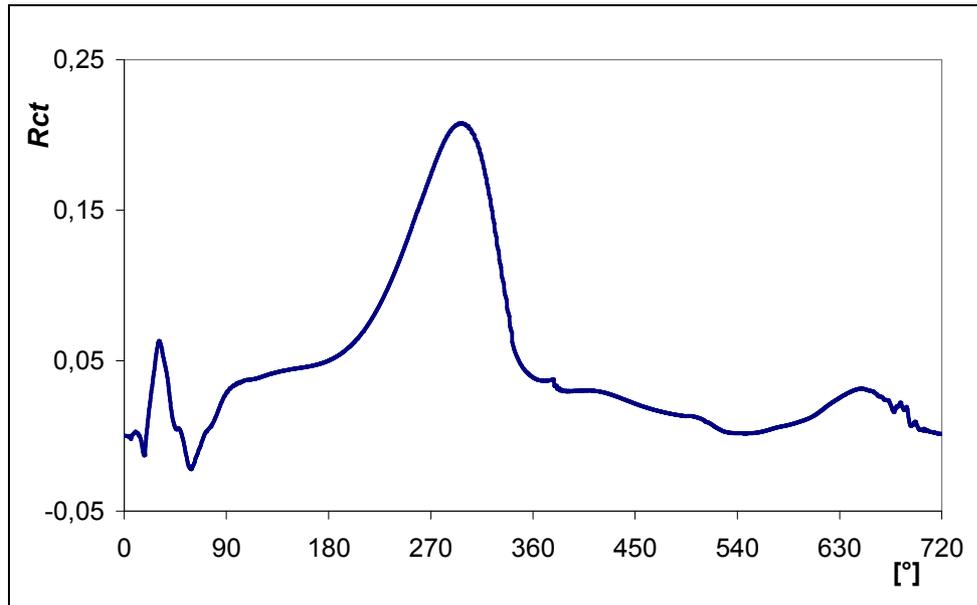


Figura 7.30 - Razão de *Tumble* ao longo do ciclo calculado numericamente

### 7.3.7.1 Campo de Velocidades no Ângulo de Máximo *Cross-Tumble*

A Figura 7.31 representa o campo de velocidades no ângulo em que há maior razão de *cross-tumble*. Verifica-se, na Figura 7.31a (plano *tumble*), grande recirculação, porém com velocidades de menor magnitude, cerca de 1,78 m/s comparado com a Figura 7.31b (plano *cross-tumble*), cerca de 2,04 m/s.

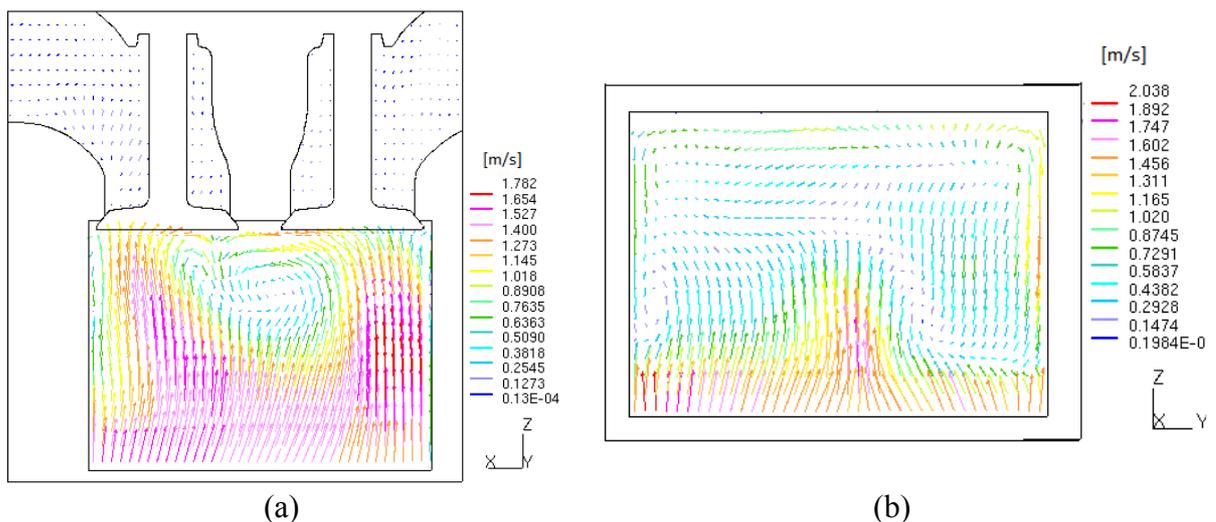


Figura 7.31- Campo de velocidades máxima razão de *cross-tumble*, 297° após o início da fase de admissão. Velocidade do êmbolo de 1,21 m/s: a) velocidade no plano X-Z; b) velocidade no plano Y-Z.

### 7.3.7.2 Campo de Pressões e Temperaturas no Ângulo de Máximo *Cross-Tumble*

A Figura 7.32a mostra o campo de temperaturas no ângulo de máximo *cross-tumble* no plano X-Z. Verifica-se que as maiores temperaturas encontram-se no cilindro, devido ao fato do êmbolo já estar na metade da fase de compressão. A Figura 7.32b mostra o campo de pressões no ângulo de máximo *cross-tumble*, no plano Y-Z. Verifica-se que as menores pressões encontram-se na zona das maiores recirculações.

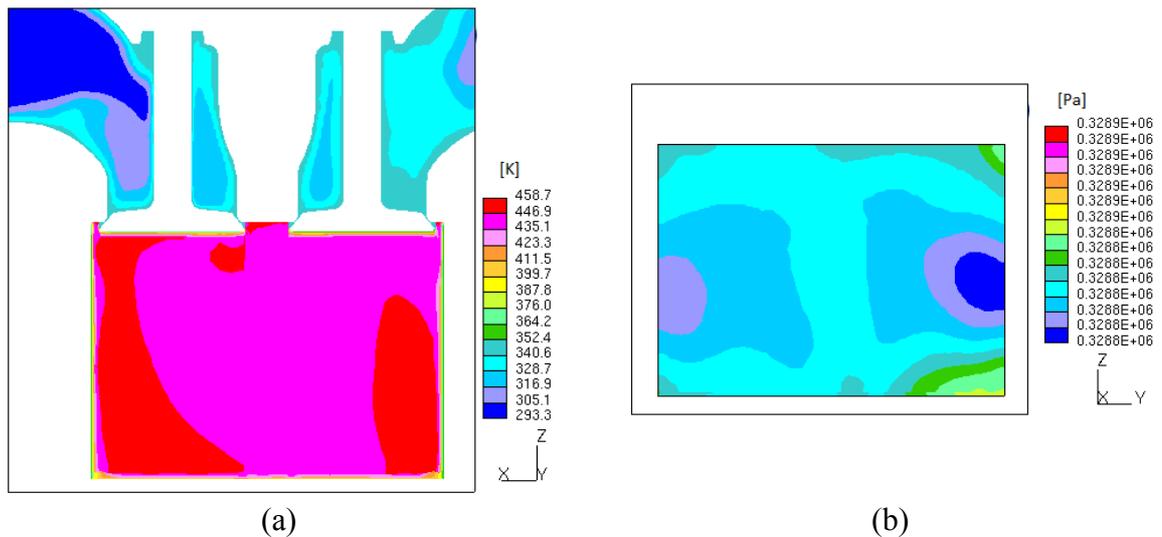


Figura 7.32 - Campo de temperaturas e pressões na máxima razão de *cross-tumble*, em 297° após o início da admissão. Velocidade do êmbolo de 1,1 m/s: a) temperatura no plano X-Z; b) pressão no plano Y-Z.

### 7.3.8 Coeficiente de Descarga no Escape

A Figura 7.33 mostra o coeficiente de descarga na fase de escapamento. Verifica-se que, enquanto o êmbolo está na fase de expansão, a válvula de escape abre (495 graus) ainda com pressão interna maior que a atmosférica, e a massa de ar é colocada para fora do cilindro. Logo após (505 graus), ainda com o êmbolo na fase de expansão, a pressão interna é menor que a pressão externa, e parte da massa de ar começa a ser admitida até 515 graus, onde as pressões entram em equilíbrio. Deste ponto em diante, começa a retirada do resto da massa de ar contida no cilindro.

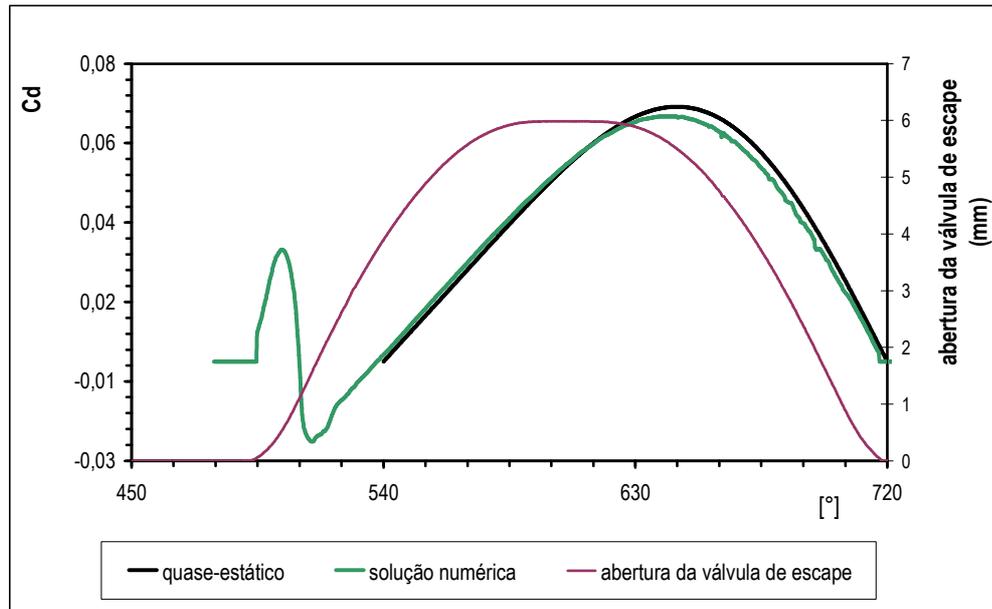


Figura 7.33 – Coeficiente de descarga no escapamento quase-estático e numérico e abertura da válvula de escapamento

### 7.3.9 Movimento da Massa de Ar Admitida

A Figura 7.34 representa o movimento de algumas partículas partindo da admissão até o interior do cilindro, a  $75^\circ$  após o início da admissão. Esse padrão de movimento da carga dentro do cilindro é decomposto nas três componentes já abordadas: *swirl*, *tumble* e *cross-tumble*.

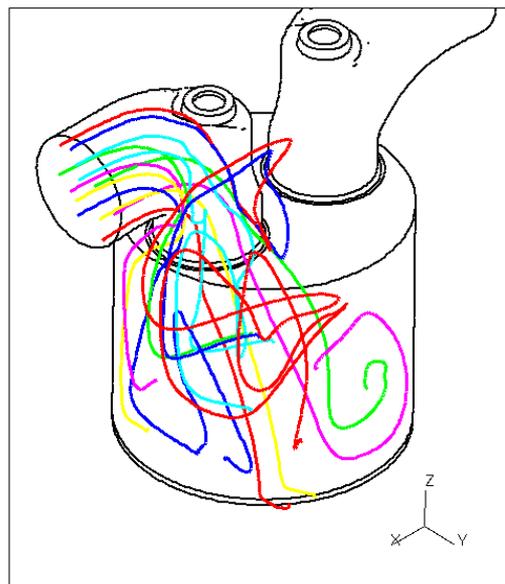


Figura 7.34 – Movimento circular da carga dentro do cilindro, a 75 graus após início da admissão, com velocidade do êmbolo de 1.25 m/s.

## 8 CONCLUSÕES E SUGESTÕES DE CONTINUIDADE

A comparação dos resultados previstos numericamente com medições experimentais permitiu validar, dentro de parâmetros de operação do motor, a metodologia numérica utilizada. A análise detalhada dos resultados da simulação possibilitou discutir o comportamento do movimento da massa de ar admitida, visando uma correta descrição dos campos de velocidade, pressão, temperatura e características da turbulência, que por sua vez possibilitarão, em trabalhos futuros, a simulação da combustão de biocombustíveis neste tipo de motor.

Obteve-se boa concordância entre os resultados numéricos obtidos utilizando os modelos de turbulência  $k-\varepsilon$  e  $k-\varepsilon$  *RNG High Reynolds* com funções de interpolação *upwind* de segunda ordem, para o coeficiente de descarga em três aberturas de válvulas no motor Fiat, em regime permanente, com os resultados experimentais; cerca de 6% de máxima discordância,

O tratamento híbrido na parede, que trata da utilização gradual de funções de parede quando o refinamento da malha não atende às condições necessárias para a utilização da condição de contorno de baixo Reynolds, foi utilizado para o cálculo numérico do coeficiente de descarga do motor Fiat em regime transiente, que apresentou bom resultado, comparado ao tratamento padrão (utilização de funções de parede). Foram observadas discrepâncias somente no início da abertura e fechamento da válvula de admissão, onde elevadas velocidades estão presentes com zonas de recirculações e separações próximas à sede da válvula.

Os dados do coeficiente de descarga obtidos numericamente e experimentalmente no motor *CFR*, em regime transiente, mostraram-se com boa concordância. Verificou-se que as variações captadas pela medição experimental com o sensor *MAF* foram também captadas pela simulação numérica. Esses dados foram confrontados com os valores calculados, considerando a admissão da massa de ar ideal, em processo quase estático, apresentando também boa concordância.

A máxima pressão experimental medida no interior do cilindro aproximou-se do valor calculado, considerando o processo como politrópico, com relação entre os calores específicos  $K=1,33$ . A máxima pressão obtida numericamente aproximou-se do valor politrópico para  $K=1,4$ . Verificou-se, também, que o pico de pressão obtido experimentalmente foi na posição de 359,0 graus da árvore de manivelas, e numericamente na posição de 359,6. Neste caso, pode-se atribuir que houve menor remoção de calor pelo modelo numérico, que depende das temperaturas e da resistência térmica prescritas nas paredes do domínio. Também os possíveis

vazamentos através dos anéis de vedação do motor, ainda que pequenos, pelo fato da unidade utilizada apresentar-se em boas condições, podem ter interferido, em menor escala, nas discrepâncias verificadas.

Os valores de temperatura local encontrados experimentalmente foram menores e defasados no tempo em relação aos valores de temperatura global encontrados numericamente. Observou-se que há grandes gradientes de temperaturas próximos à parede e recirculações, propiciando uma zona com maior instabilidade e troca térmica. Verificou-se, portanto, que a medição da temperatura é fortemente dependente da posição e que a zona mais adequada para medir é o centro do volume morto onde, encontram-se menores variações de temperaturas para cada passo de tempo.

A razão de *swirl* alcança valores máximos logo após o início da fase de admissão, e permanece em torno de um valor médio até um pouco antes do término do ciclo de compressão. No início da admissão, este coeficiente apresenta valores negativos, devido ao sentido anti-horário de rotação, decorrente do escapamento da fase anterior. Verifica-se que a razão de *swirl* é fortemente influenciada pelo coeficiente de descarga, e aumenta à medida em que a intensidade de turbulência no coletor de admissão aumenta. Após iniciar o fechamento da válvula de admissão, a razão de *swirl* diminui em virtude da dissipação do escoamento, e da diminuição do coeficiente de descarga.

A razão de *tumble* é fortemente dependente da fase de admissão e alcança valores máximos a 51 graus da árvore de manivelas, após o início do ciclo. Neste ponto a válvula de admissão já abriu 2/3 do seu curso total. A máxima razão de *cross-tumble* ocorre durante a fase de compressão, e tem valor máximo em torno dos 297°, próximo à região onde há maior variação da velocidade do êmbolo.

Verificou-se que a metodologia empregada para determinação das características do escoamento em motores de combustão interna, utilizando soluções numéricas, apresentou bons resultados quando comparados com os valores experimentais encontrados.

Para continuidade do trabalho, pode-se sugerir: utilizar rotações maiores do motor; correlacionar o Número de Mach com o Número de Reynolds na zona de estrangulamento da válvula; correlacionar as razões de *swirl*, *tumble* e *cross-tumble* com a velocidade média do êmbolo; investigar a transferência de calor considerando diferentes malhas, funções de interpolação, modelos de turbulência; verificar a independência do passo de tempo; analisar a variação cíclica; injetar combustível e, posteriormente, buscar a simulação do processo de combustão.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Alkidas, A. C.; Puzinauskas, P. V.; Peterson, R. C. **Combustion and heat transfer studies in a spark-ignited multivalve optical engine**, SAE Paper 900353, 1990.

Analog Devices **Monolithic Thermocouple Amplifiers with Cold Junction Compensation** AD 595. Disponível em: [www.analog.com/en/AD595/productSearch.html](http://www.analog.com/en/AD595/productSearch.html). Acesso em: 02 janeiro 2009, 19h22min.

Ancimer, R.; Jaaskelainen, H.; Wallace, J. **Experiments into the flame kernel development in high swirl production spark ignition engines**, SAE Paper 1999-01-3544, 1999.

Andrade, G. S. **Avaliação Experimental Da Duracao De Combustao Para Diferentes Combustí Em Um Motor Padra Cilco Asmt CFR**, Porto Alegre, UFRGS, Dissertação de mestrado, 2007.

Arcoumanis C., Bae C.S., and Hu Z., **Flow and Combustion in a Four-Valve, Spark-Ignition Optical Engine** SAE paper 940475, 1995

Arcoumanis, C.; Godwin, S.N.; Kim, J.W. **Effect of tumble strength on exhaust emissions in a single cylinder 4-valve S.I engine**, SAE Paper 981044, 1998.

ASTM, **ASTM Manual for Rating Motor Fuels by Motor and Research Methods** American Society for Testing and Materials, Standard Test Method, 5ª edição, 1964.

Baratta, M.; Catania, A.E.; d'Ambrosio, S. **Nonlinear Versus Linear Stress-Strain Relations in Engine Turbulence Modeling Under Swirl and Squish Flow Conditions**, ASME paper, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, vol. 130: pp. 062802-1-062802-11, 2008c.

Baratta, M.; Catania, A.E.; Pesce, F.C.; Spessa, E.; Rech C.; Vielmo, H.A. **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, 2008a.

Baratta, M.; Catania, A.E.; Pesce, F.C.; Spessa, E.; Rech, C.; 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, 2008b.

Baratta, M.; Catania, A.E.; Pesce, F.C.; Spessa, E.; Rech, C.; Zancanaro, F.V.Jr; Vielmo, H.A. **Transient Numerical Analysis of a High Swirled Diesel Engine**, 20th International Congress of Mechanical Engineering, Gramado – RS, Proceedings of COBEM, Rio de Janeiro, RJ: ABCM, 2009.

Baratta, M.; Catania, A.E.; Spessa, E.; and Liu, R.L. **Multidimensional Predictions of In-Cylinder Turbulent Flows: Contribution to the Assessment of k-ε Turbulence Model Variants for Bowl-In-Piston Engines**, ASME J. of Eng. Gas Turbines Power, 127, pp. 883-896, 2003.

Baritaud, T. A. **Combustion and fluid dynamic measurements in a spark-ignition engine - Effects of thermochemistry and velocity field; turbulent flame speeds**, SAE Paper 892098, 1989.

Beckwith, T. G.; Marangoni, R. D.; Leinhard, J.H. **Mechanical Measurements**, 5. ed. Reading: Addison-Wesley, 1993.

Bianchi, G.M.; Cantore, G.; Fontanesi, S. **Turbulence Modeling in CFD Simulation of ICE Intake Flows: The Discharge Coefficient Prediction**, SAE Paper No 2002-01-1118, 2002a.

Bianchi, G.M.; Cantore, G.; Parmeggiani, P.; Michelassi, V. **On Application of Nonlinear  $k-\epsilon$  Models for Internal Combustion Engine Flows**, Transactions of the ASME vol. 124, pp. 668-677, 2002b.

Bianchi, G.M.; Fontanesi, S. **On the Applications of Low-Reynolds Cubic  $k-\epsilon$  Turbulence Models in 3D Simulations of ICE Intake Flows**, SAE Paper No 2003-01-0003, 2003.

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

Davis, G. C.; Borgnakke, C. **The effect of in-cylinder flow processes (swirl, squish and turbulence intensity) on engine efficiency - model predictions**, SAE Paper 820045, 1982.

Dent and J.C., and Chen A., **An Investigation of Steady Flow Through a Curved Inlet Port** SAE Paper 940522, 1994.

Deschamps, J. C. **Modelos Algébricos e Diferenciais**. Turbulência: Anais da III Escola de Primavera em Transição e Turbulência – 3º EPTT. Associação Brasileira de Ciências Mecânicas. Rio de Janeiro. P. 100\_155, 2002.

Echavarria F., **Ignition by Air Injection (CIBAI) for Controlled Auto-Ignition in a CFR Engine**, Dissertation submitted to the College of Engineering and Mineral Resources at West Virginia University, 2006.

El Tahry, S.H.  **$k-\epsilon$  Equation for Compressible Reciprocating Engine Flows**, AIAA Journal Energy, 7(4), pp. 345-353, 1983.

Favero, F. **Tecniche di Modellazione e di Analisi Numerica per lo Studio del Moto della Carica in Camera di Combustione e loro Applicazione ad un Motore Diesel ad Elevato Swirl**, Thesis, IC Engines Advanced Lab, Politecnico di Torino, Italy, 2006.

Ferziger, J.H.; Perić, M. **Computational Methods for Fluid Dynamics**, Spring, New York, 2002.

Fiat Research Center; **Consiglio Nazionale delle Ricerche. Metodologia per la Caratterizzazione dei Condotti di Aspirazione Motori in Flusso Stazionario**, Contract No 82.00047.93, 1983.

Fiat Research Center; **Consiglio Nazionale delle Ricerche. Motore Monocilindro Diesel con Distribuzione a 2 Valvole e Protezioni Termiche Camera di Combustione**, Contract No 82.00047.93, 1982.

Flowers D., Aceves S., Smith R., Torres J., Girard J., Dibble R., **HCCI in a CFR Engine: Experiments and Detailed Kinetic Modeling**, SAE 2000-01-0328, 1999.

Fluent 6.3. **User Guides**, 2007.

Fortuna, A.O. **Técnicas Computacionais para Dinâmica dos Fluidos: Conceitos Básicos e Aplicações**, Ed. USP, São Paulo, 2000.

Gautam M. and Martin II D.W., **Combustion characteristics of higher-alcohol/gasoline blends**, Department of Mechanical and Aerospace Engineering, West Virginia University, Morgantown, West Virginia, USA, Proc Instn Mech Engrs Vol 214 Part A, 2000

Golçalves Jr, A. A.; Sousa, A. R. **Fundamentos de metrologia científica e Industrial**, São Paulo: Manole, 2008.

Goldwitz, J. A.; Heywood, J. B. **Combustion Optimization in a Hydrogen-Enhanced Lean Burn SI Engine**, SAE Paper 2005-01-0251, 2005.

Guibet, J. **Fuels and Engines**, Technology Energy Environment. Ed. rev. Traduzido por Frank Carr, Institut Français du Pétrole Publications, Paris: Technip, 1999.

Hadded, O.; Denbratt, I. **Turbulence characteristics of tumbling air motion in 4-valve SI engines and their correlation with combustion parameters**, SAE Paper 910478, 1991.

Heywood, J.B. **Internal Combustion Engine Fundamentals**, McGraw-Hill, New York, 1988.

Hill, P. G.; Zhang, D. **The effect of swirl and tumble on combustion in spark ignition engines**, Prog. Energy Combust. Sci., 20:373-429, 1994.

Hinze, J.O. **Turbulence, 2nd Edition**, McGraw-Hill, New York, 1975.

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

Holman, J. P. **Experimental methods for engineers**, 6th ed. United States of America: McGraw-Hil Inc., 1994.

Hosseini V., Checkel M.D., **Using Reformer Gas to Enhance HCCI Combustion of CNG in a CFR Engine**, sae paper -01-3247, 2006.

Ibrahim, N.M.I.N. Semin, Bakar R. A., Abdul R. Ismail and Ismail Ali, **Steady-State and transient Simulation of Gas Flow Temperature of Intake Port Engine**, Journal of Applied Sciences Research, 4(7): 767-777, 2008 a.

Ibrahim, N.M.I.N. Semin, Bakar R. A., Abdul R. Ismail and Ismail Ali **Analysis of Engine Speed Effect on Temperature and Pressure of Engine Based on Experiment and Computational Simulation** Journal of Applied Sciences Research, 4(1): 76-83, 2008 b

Issa, R.I. **Solution of the Implicitly Discretised Fluid Flow Equations by Operator-Splitting**, Journal. Comp. Phys., 62, 99 40-65, 1986.

Issa, R.I.; Gosman, A. D.; Watkins, A. P. **The Computation of Compressible and Incompressible Recirculating Flows by a Non-Iterative Implicit Scheme**, Journal. Comp. Phys., 62, pp. 66-82, 1986.

Jeon, C. H.; Chang, Y. J.; Cho, K. B.; Kang, K. Y. **Effects of intake ports on in-cylinder flow and lean combustion in a 4-valve engine**, SAE Paper 981048, 1998.

Jie, M.S.; Kim, M.H.; Kim, W.T. **The effect of tumble flow on engine performance and flame propagation**, SAE Paper 931946, 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.

Jones, W.P. **Prediction methods for turbulent flames in Prediction Methods for Turbulent Flow**, (Ed. W. Kollman). Hemisphere, Washington, D.C., pp. 1-45, 1980.

Kaario, O.; Pokela, H.; Kjaldman, L.; Tiainen, J.; Larmi, M. **LES and RNG Turbulence Modeling in DI Diesel Engines**, SAE paper N°. 2003-01-1069, 2003.

Kent, J. J., Mikulec, A., Rimai, L., Adamczyk, A. A., Mueller, S. R., Stein, R. A., and Warren, C. C., **Observations on the effects of intake-generated swirl and tumble on combustion duration**, SAE Paper 892096, 1989.

Kido, H.; Wakuri, Y.; Ono, S.; Murase, E. **Influences of Swirl and Turbulence on the Burning Velocity in an Engine Cylinder**, Bulletin of the JSME, 23(186): 2088-2095, 1980.

Kim T., Noh S., Yu C., and Kang I., **Optimization of Swirl and Tumble in KMC 2.4L Lean Burn Engine** SAE paper 940307, 1994.

Kimura, S., Koike, M., Matsui, Y., and Enomoto, Y., **Effects of Combustion Chamber Specifications and Swirl Ratio on Transiente Heat Transfer and Combustion in a DI Diesel Engine** Internacional Symposium COMODIA, 1994.

Kiyota, Y., Akishino, K. and Ando, H., **Concept of Lean Combustion by Barrel Stratification** SAE paper 920678, 1992.

Lanzafame R., **Water Injection Effects In A Single-Cylinder CFR Engine**, SAE paper 0568, 1999

Launder, B.E.; Spalding, D.B. **The numerical computation of turbulent flows**, Comp. Meth. in Appl. Mech. and Eng., 3, pp. 269-289, 1974.

Laza t., kecskés r., bereczky a., and penninger a., **Examination of burning processes of regenerative liquid fuel and alcoholmixtures in diesel engine**, periodica polytechnica ser. Mech. Eng. Vol. 50, no. 1, pp. 11–26, 2006.

Leschziner, M.A., **Practical Evaluation of Three Finite Difference Schemes for the Computation of Steady-State Recirculating**, Comp. Meth. in Appl. Mech. and Eng., 23, pp. 293-312, 1980.

Lien, F.S.; Chen, W.L.; Leschziner, M. A. **Low Reynolds Number Eddy Viscosity Modeling Based on Non-Linear Stress-Strain/Vorticity Relations**, Proceedings of Third Symposium on Engineering turbulence modeling and measurements, Crete, Greece, 1996.

Lii H., and Karim G.A., **Exhaust emissions from an SI engine operating on gaseous fuel mixtures containing hydrogen**, Department of Mechanical and Manufacturing Engineering, University of Calgary, 2500 University Dr. NW, Calgary, AB, T2N 1N4, Canada, Available online 5 July 2005.

Lin Q.Z, Yan C. F. Gao X. Y. and Chen J. H. **Investigation on Compression Temperature Field in a Diesel Combustion Chamber** – Internacional Symposium COMODIA 90:337-340, 1990.

Liu R., Xiao F., Guan L., and X. L. Jilin, **An Investigation into Air Flow Characteristics through Inlet Valve of Directed Ports** SAE Paper 941753, 1994a.

Liu X., Liu R., Xiao F., , and Guan L., **A Microscopic Analysis of In-Cylinder Swirl Generated by Directed Ports**, SAE Paper 941754, 1994b.

Lord, D. L.; Anderson, R. W.; Brehob, D. D.; Kim, Y. **The effects of charge motion on early flame kernel development**, SAE Paper 930463, 1993.

Luo Ma-ji, Chen Guo-hua, Ma Yuan-hao **Three-dimensional transient numerical simulation for intake process in the engine intake port-valve-cylinder system**” Journal of Zhejiang SCIENCE V.4, No. 3, P.309-316, 2003

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

Mendera, K. Z. **Burn rate profiles for Compression Ignition engine model**, Journal of KONES Internal Combustion Engines, vol. 12, 1-2. Czstochowa University of Technology, Institute of Internal Combustion Engines and Control Engineering, 2005.

Menter, F.R. **Zonal Two Equation k- $\omega$  Turbulence Models for Aerodynamic Flows**, Proc. 24th Fluid Dynamics Conf., Orlando, Florida, USA, 6-9 July, AIAA Journal 93-2906, 1993.

Mikulec, A.; Kent, J. C.; Tabaczynski, R. J. **The effect of swirl on combustion in a pancake chamber spark ignition engine: the case of constant kinetic energy**, SAE Paper 880200, 1988.

Moriyoshi, Y. **Experimental Evaluation of Calculation Models Used in In-cylinder Flow Field Computacions** – Internacional Symposium COMODIA 1994.

Muller, R., Ineichen, B. **Holographic Temperature Measurement and Heat Determination Within the Thermal Boundary Layer**, Internacional Symposium COMODIA (1990)

Nagao, A.; Tanaka, K. **The effect of swirl control on combustion improvement of spark ignition engine**, Institute of Mechanical Engineering, 1983.

Nishiwaki, K., and Kojima, T., “**A Numerical Model for Wall Heat Transfer Associated with Exothermic Reaction in SI Engine Combustion Chambers**” Internacional Symposium COMODIA (1994).

Nowak L., Guibert P., Cavadias S., Dupré S., Momique J.C., **Methodology development of a time-resolved in-cylinder fuel oxidation analysis: Homogeneous charge compression ignition combustion study application**, Combustion and Flame 154 462–472, 2008.

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.

Omega.com **Unsheathed Fine Gage Microtemp Thermocouples** Disponível em: [http://www.omega.com/pptst/IRCO\\_CHAL\\_P13R\\_P10R.html](http://www.omega.com/pptst/IRCO_CHAL_P13R_P10R.html). Acesso em: 02 maio 2009, 20h38min.

Patankar, S.V. **Numerical Heat Transfer and Fluid Flow**, Hemisphere, Washington, USA, 1980.

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

Qian, W., Tiqian, L., Detao, L. and Weijia, Y., **The Experimental and Computation Investigation of the Flow in the Diesel Swirl Chamber** Internacional Symposium COMODIA 1994.

Rao, M. S. P. **Pulse and digital circuits**, Tata McGraw-Hill, New Delhi, 2006.

Rech C., **Estudo Experimental da Relação Ar/Combustível para Máxima Potência em um Motor de Combustão Interna, Utilizando Diversos Combustíveis**, Porto Alegre, UFRGS, Dissertação de mestrado, 2002.

Reeves M. Garner C.P., Dent J. C. and Halliwell N.A., **Study of barrel swirl in a for valve optical IC engine using particle image velocimetry**, International Symposium COMODIA 94

Reuss, D.L., Adrian R.G., Bardsley, M., P.J., Landreth, C.C., French, **Velocity, Vorticity, and strain Rate ahead of a Flame Measurement in Engine Using Particle Image Velocimetry**, SAE paper 900053, 1990.

Reuss, D.L., Adrian, R.J., Landreth, C.C., French, D.T. and Fansler, T.D, **Instantaneous planar measurements of velocity and large-Sacle Vorticity and Strain rate in an engine Using Particle Image Velocimetry**, SAE paper 890616, 1989.

Richtmeyer, R.D.; Morton, K.W. **Difference Methods for Initial-Value Problems**, 2nd Edition, Wiley-Interscience, New York, 1967.

Ronnback, M., Le, W.X. and Linna, J-R., **Study of Induction Tumble by Particle Tracking Velocimetry in a 4-valve Engine** Trans. SAE 912376, 1991

Sanders D., Barnett H. C., **Effect of Varying Percentages of Exhaust Gas on Engine Performance**, Aircraft Engine Research Laboratory, Cleveland, Ohio, 1943

Santos, D. **Modelo Termodinâmico Pra a Simulação do Ciclo de Motores de Ignição por Centelha**, Pontificia Pontificia Universidade Católica do Paraná, dissertação, 2010.

Schlichting, H. **Boundary-Layer Theory**. McGraw-Hill, 7<sup>a</sup> ed, United State, 1979.

Selamet, A.; Rupai, S.; He, Y. **An experimental study on the effect of intake primary runner blockages on combustion and emissions in SI engines under part-load conditions**, SAE Paper 2004-01-2973,2004.

Semin, Bakar R. A., Abdul R., Ismail and Ismail Ali, **Gas Flow Pressure in Intake Port Engine**” Journal of Engineering and Applied Sciences. 2008a

Semin, Ismail A. R., Rosli Abu Bakar, R. A., **Investigation of CNG Engine Intake Port Gas Flow Temperature Based on Steady-State and Transient Simulation**, European Journal of Scientific Research, 2008b

Shrestha S. O. B., Narayanan G., **Landfill gas with hydrogen addition – A fuel for SI engines**, Fuel 87 3616–3626, 2008.

Silva Freire, S, A.P.; Menut, P.P. M.; Su, J. **Turbulência**, ABCM, Rio de Janeiro, vol. 1, 2002.

Speziale, C. G., **On Nolinear k-l and k-ε Models of Turbulence**, J. Fluids Mech., 178, pp. 459-475, 1987.

Star-cd Version 2.10. **User Guide es-ice**, CD-adapco, 2008.

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

Stier B., and Falco R.E., **Application of LIPA (Laser Induced Photochemical Anemometry) to the Water Analog Model of a Four-Stroke IC Engine**, SAE Paper 940282, 1994.

Stiesch, G. **Simulating combustion**, Springer, 2006.

Szybist J.P., Boehman A. L., Haworth D. C., Koga H., **Premixed ignition behavior of alternative diesel fuel-relevant compounds in a motored engine experiment**, Combustion and Flame 149 112–128, 2007.

Takahashi, Y. Fukuzawa, K., and Fujii, I., **Numerical Simulation of Flow in intake Ports and Cylinder of Multi-Valves S.I. Engine Using PCC Method – Internacional Symposium COMODIA**, 1994.

Tennekes, H.; Lumley, J. L. **A First Course in Turbulence**, The MIT Press, United States, 1972.

Trigui N., Affes H., and Kent J.C., **Use of Experimentally Measured In-Cylinder Flow Field Data at IVC as Initial Conditions to CFD Simulations of Compression Stroke in I.C. Engines - A Feasibility Study**, SAE paper 940280 1994b.

Trigui, N., Kent, J.C., Guezennec, Y., and Choi, W.C. **Characterization of Intake-Generated Flow Fields in I.C. Engines Using 3-D Particle Tracking Velocimetry (3-D PTV)** SAE paper 940279, 1994a.

Turns, S. R. **An introduction to Combustion Concepts and applications**, McGraw Hill, ISBN 0079118127, 1996.

Urushihara, T.; Murayama, T.; Takagi, Y.; Lee, K. H. **Turbulence and cycle-by-cycle variation of mean velocity generated by swirl and tumble flow and their effects on combustion**, SAE Paper 950813, 1995.

Urushihara, T.; Nakada, T.; Kakuhou, A.; Takagi, Y. **Effects of swirl/tumble motion on in-cylinder mixture formation in a lean-burn engine**, SAE Paper 961994, 1996.

Wagner R. M., Daw C. S., and Green J. B. Jr., **Characterizing Lean Spark Ignition Combustion Instability in Terms of a Low-Order Map**, National Transportation Research Center Oak Ridge National Laboratory Oak Ridge, TN 37831, 2000.

Warsi, Z.V.A. **Conservation Form of the Navier-Stokes Equations in General Nonsteady Coordinates**, AIAA Journal, 19, pp. 240-242, 1981.

Wilcox, D.C. **Turbulence Modeling for CFD**, 2nd, DCW Industries, Inc. La Cañada, California, 2000.

Wildner, F. **Estudo Experimental da Variação de Velocidade de Combustão para Diferentes Combustíveis, Relações de Mistura e Relações de Compressão em um Motor ASTM CFR**, Porto Alegre, UFRGS, Dissertação de mestrado, 2006.

Wilkes, N.S.; Thompson, C. P. **An Evaluation of Higher-Order Upwind Differencing for Elliptic Flow Problems**, CSS 137, AERE, Harwell, 1983.

Witze, P. O.; Hall, M. J.; Wallace, J. S. **Fiber-optic instrumented spark plug for measuring early flame development in spark ignition engines**, SAE Paper 881638, 1988.

Witze, P. O.; Vilchis, F. R. **Stroboscopic laser shadowgraph study of the effect of swirl on homogeneous combustion in a spark-ignition engine**, SAE Paper 810226, 1981.

Witze, P.O., **A Critical Comparison of Hot-Wire Anemometry and Laser Doppler Velocimetry for I.C. Engine Applications** Trans. Sae, paper 800132, 1980

Wlodarczyk, M. T. **Embedded Fiber-Optic Combustion Pressure Sensor for Automotive Engine Controls**, 1998 FISITA World Automotive Congress, 27 de setembro a 1º de outubro, Paris, França, 1998a.

Wlodarczyk, M. T. **In-Cylinder Fiber-Optic Pressure Sensor for Monitoring and Control of Diesel Engines**, SAE Future Transportation and Technology Conference, 11 a 13 de agosto, Costa Mesa, California, E.U.A., 1998b.

Wlodarczyk, M. T. **Long-Life Fiber-Optic Pressure Sensors for Reciprocating Machinery Monitoring**, 53rd Meeting of the Society for Machinery Failure Prevention Technology, Virginia Beach, Virginia, E.U.A., 19 a 22 de abril de 1999b.

Wlodarczyk, M. T., **Long-Life Fiber-Optic Pressure Sensors for Harsh Environment Applications**, 9th Trade Fair and Conference Sensor99, Maio, Nuremberg, Alemanha, 1999a.

Yakhot, V.; Orszag, S.A. **Renormalization group analysis of turbulence — I: Basic theory**, J. Scientific Computing, **1**, pp. 1–51, 1986.

Yusaf T.F., Sye Hoe, Fong, Yusoff M.Z. and Hussein I. **Modeling of Transient Heat Flux in Spark Ignition Engine During Combustion and Comparisons with Experiment** American Journal of Applied Sciences 2 (10): 1438-1444, ISSN 1546-9239, 2005.

Zancanaro, F. V. Jr., **Simulação Numérica do Escoamento Turbulento em Motores de Combustão Interna**, Porto Alegre, UFRGS, Dissertação de mestrado, 2010.

Zervas, E.; Montagne, X.; Lahaye, J. **Influence of fuel and air/fuel equivalence ratio on the emission of hydrocarbons from a SI engine**. 1. Experimental findings Fuel 83 2301–2311\_ ELSEVIER, 2004.

Zhang, D. H.; Frankel, S. H. **Optimization of natural gas engine performance by multidimensional modeling**, SAE Paper 971567, 1997.

Zhao, H.; Jian, L.; Ma, T.; Ladommatos, N. **Performance and Analysis of a 4 Stroke Multicylinder Gasoline Engine with CAI Combustion**, Brunel University U K, 2002.

## ANEXO A

**Certificado de Calibração N° 6196/2010**

Página 1/2

**CLIENTE**

**Solicitante** Charles  
Av. Farroupilha 8001 - Canoas - RS

**Contratante** -

**INSTRUMENTO**

**Descrição** Termopar tipo K com amplificador

**Fabricante** -

**N° de série** -

**Modelo** AD 595 Q

**Faixa** -270 a 1372 °C

**Valor de uma divisão** -

**TAG** TE-001

**INFORMAÇÕES GERAIS**

**Local da calibração** Laboratório SGS PiD - Esteio - RS

**Condições ambientais** Temperatura: 21,3 °C  
Umidade relativa do ar: 67 %

**Procedimento** Medição da temperatura com padrão e medição da saída de tensão com multímetro padrão.

**Norma de Referência** -

**Incerteza de medição** A incerteza expandida de medição relatada é declarada como a incerteza padrão de medição multiplicada pelo fator de abrangência  $k$ , o qual para uma distribuição  $t$  com  $v_{eff}$  graus de liberdade efetivos corresponde a uma probabilidade de abrangência de aproximadamente 95%. A incerteza padrão de medição foi determinada de acordo com a publicação EA-4/02.

**Data** Calibração: 24/06/10  
Emissão: 03/08/10

**RASTREABILIDADE****Padrões**

Descrição	Fabricante	Autenticação	N° do Certificado	Emissor	Validade
Multímetro digital	Fluke	001735	RBC E0116/2009	LABELO/PUCRS	janeiro-11
Calibrador digital de temperatura	Presys	001626	RBC E0233/2009	LABELO/PUCRS	agosto-10
Termoresistência PT100 4 fios	Consistec	000819	RBC CR-3003/10 Rev-00	Consistec	abril-11
Termopar tipo S	Consistec	001694	RBC CR-1205/10 Rev-00	Consistec	fevereiro-11

**Certificado de Calibração N° 6196/2010**

Página 2/2

**RESULTADOS DA CALIBRAÇÃO**

Temperatura Indicada no Padrão	Indicações no Multímetro Padrão	Incerteza de Medição	$k$	$v_{eff}$
°C	V	V		
50,00	0,5120	0,00839	2,00	$\infty$
100,00	1,0207	0,00839	2,00	$\infty$
150,00	1,5313	0,00839	2,00	$\infty$
200,00	2,0293	0,00839	2,00	$\infty$
250,00	2,5292	0,00839	2,00	$\infty$
300,00	3,0344	0,00839	2,00	$\infty$
350,00	3,5516	0,00839	2,00	$\infty$
400,00	4,0715	0,00839	2,00	$\infty$
450,00	4,6030	0,00839	2,00	$\infty$
500,00	5,1315	0,00839	2,00	$\infty$
550,00	5,6670	0,00839	2,00	$\infty$
600,00	6,1940	0,00839	2,00	$\infty$

**Observações**


---

**Signatário autorizado**


---

Os resultados deste certificado referem-se exclusivamente ao instrumento calibrado, nas condições especificadas, não sendo extensivos a quaisquer lotes. Os resultados são válidos para o estado do instrumento no momento da medição. Este certificado não deve ser parcialmente reproduzido.

## ANEXO B

## Certificado de Calibração N° 6190/2010

Página 1/2

## CLIENTE

**Solicitante** Charles  
Av. Farroupilha 8001 - Canoas - RS

**Contratante** -

## INSTRUMENTO

**Descrição** Sensor MAF

**Fabricante** -

**N° de série** -

**Modelo** -

**Faixa** 0 a 10000 NL/h

**Valor de uma  
divisão** -

**TAG** MAF-001

## INFORMAÇÕES GERAIS

**Protocolo** -

**Local da  
calibração** Laboratório SGS PiD - Esteio - RS

**Condições  
ambientais** Temperatura: 21,9 °C  
Umidade relativa do ar: 65 %

**Procedimento** Medição da vazão utilizando um rotâmetro padrão e medição da saída de tensão com multímetro padrão.

**Norma de  
Referência** -

**Incerteza de  
medição** A incerteza expandida de medição relatada é declarada como a incerteza padrão de medição multiplicada pelo fator de abrangência  $k$ , o qual para uma distribuição  $t$  com  $\nu_{eff}$  graus de liberdade efetivos corresponde a uma probabilidade de abrangência de aproximadamente 95%. A incerteza padrão de medição foi determinada de acordo com a publicação EA-4/02.

**Data** Calibração: 27/05/10  
Emissão: 03/08/10

## RASTREABILIDADE

## Padrões

Descrição	Fabricante	Autenticação	N° do Certificado	Emissor	Validade
Multímetro digital	Fluke	001735	RBC E0116/2009	LABELO/PUCRS	janeiro-11
Rotâmetro	Conaut	003699	09030374-2	Conaut	março-11

## RESULTADOS DA CALIBRAÇÃO

Vazão Indicada no Rotâmetro Padrão	Indicações no Multímetro Padrão				Incerteza de Medição	$k$	$v_{eff}$
	1º ciclo	2º ciclo	3º ciclo	Média das Medições			
NL/h	mV	mV	mV	mV	mV		
0	1.495	1.490	1.495	1.493,3	4,387	2,00	∞
1000	1.539	1.532	1.538	1.536,3	4,707	2,00	∞
1500	1.564	1.562	1.570	1.565,3	4,856	2,00	∞
2000	1.600	1.602	1.606	1.602,7	4,450	2,00	∞
2500	1.640	1.638	1.643	1.640,3	4,284	2,00	∞
3000	1.679	1.682	1.670	1.677,0	5,841	2,00	∞
3500	1.717	1.705	1.710	1.710,7	5,727	2,00	∞
4000	1.740	1.740	1.750	1.743,3	5,598	2,00	∞
4500	1.770	1.779	1.780	1.776,3	5,465	2,00	∞
5000	1.785	1.790	1.810	1.795,0	10,128	2,00	∞
5500	1.815	1.820	1.840	1.825,0	10,128	2,00	∞
6000	1.890	1.880	1.890	1.886,7	5,598	2,00	∞
6500	1.895	1.872	1.900	1.889,0	11,270	2,00	∞
7000	1.950	1.930	1.945	1.941,7	8,294	2,00	∞
7500	1.950	1.940	1.970	1.953,3	11,494	2,00	∞
8000	1.965	1.955	1.970	1.963,3	6,611	2,00	∞
8500	2.010	2.000	1.990	2.000,0	8,040	2,00	∞
9000	2.030	2.025	2.030	2.028,3	4,387	2,00	∞
9500	2.095	2.098	2.092	2.095,0	4,433	2,00	∞
10000	2.130	2.125	2.130	2.128,3	4,387	2,00	∞

## Observações

---

 Signatário autorizado

---

 Os resultados deste certificado referem-se exclusivamente ao instrumento calibrado, nas condições especificadas, não sendo extensivos a quaisquer lotes. Os resultados são válidos para o estado do instrumento no momento da medição. Este certificado não deve ser parcialmente reproduzido.

## APÊNDICE A

A Figura A.1 representa a curva de calibração do sistema de medição composto pelo termopar e amplificador, a partir dos pontos fornecidos pela SGS – PID, disponíveis no certificado de calibração 6190/2010, ANEXO A. Verifica-se alta linearidade do sistema de medição, com incerteza máxima de 0,1%, conforme Tabela do ANEXO A.

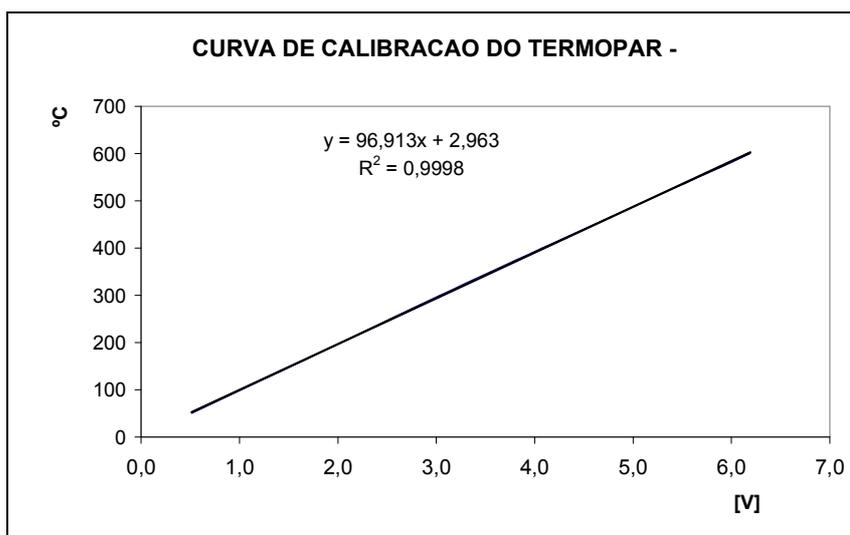


Figura A.1 – Curva de calibração do termopar

## APÊNDICE B

A Figura B.1 representa a curva de calibração do sensor MAF feita a partir dos pontos fornecidos pela SGS – PID, disponíveis no certificado de calibração 6190/2010, ANEXO B. Verifica-se boa concordância dos valores da curva polinomial ajustada com os valores obtidos experimentalmente através da calibração. A incerteza máxima na zona de medição é da ordem de 0,25%, conforme Tabela do ANEXO B..

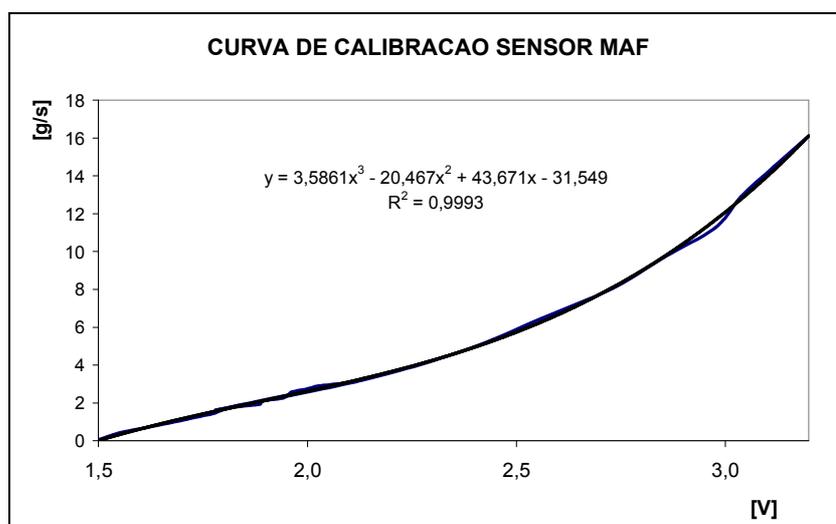


Figura A1 – Calibração do sensor *MAF*