

TESE

1151

ESCOLA FEDERAL DE ENGENHARIA DE ITAJUBÁ

*Análise de Turbinas a Gás Operando sob  
o Ciclo Holzwarth / Karavodine  
( Combustão a Volume Constante )*

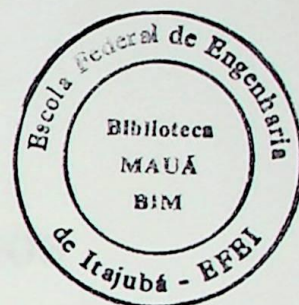
OSVALDO JOSE VENTURINI

ITAJUBA' - MG

2001

**ESCOLA FEDERAL DE ENGENHARIA DE ITAJUBÁ**  
**CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA**

TESE DE DOUTORADO



**ANÁLISE DE TURBINAS A GÁS OPERANDO SOB  
O CICLO HOLZWARTH/KARAVODINE  
(COMBUSTÃO A VOLUME CONSTANTE).**

OSVALDO JOSÉ VENTURINI

ORIENTADOR: Prof. Dr. SEBASTIÃO VARELLA

Tese Apresentada ao Curso de Pós-graduação em Engenharia Mecânica como Parte dos Requisitos para Obtenção do Título de Doutor em Engenharia Mecânica na Área de Conversão de Energia.

ITAJUBÁ - MG

2001

CLASS.	621.438:004(043.2)
CUTTER.	V469a
TOMBO.	1151

Ficha catalográfica elaborada pela Biblioteca Mauá –  
Bibliotecária Monaliza Maria da Silveira- CRB\_6/1707

621.438:004.4(043.2)  
V469a

Venturini, Osvaldo José.

Análise de turbinas a gás operando sob o ciclo Holzwarth/Karavodine (combustão a volume constante) / por Osvaldo José Venturini ; orientado por Sebastião Varella. -- Itajubá, MG : EFEI, 2001.  
164 p. : il.

Tese (Doutorado) – Escola Federal de Engenharia de Itajubá.

1. Turbinas a gás. 2. Holzwarth. 3. Combustão pulsante. 4. Volume constante. I. Varella, Sebastião, orient. II. Escola Federal de Engenharia de Itajubá. IV. Título.

**ESCOLA FEDERAL DE ENGENHARIA DE ITAJUBÁ**  
**CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA**

**TESE DE DOUTORADO**

**ANÁLISE DE TURBINAS A GÁS OPERANDO SOB  
O CICLO HOLZWARTH/KARAVODINE  
(COMBUSTÃO A VOLUME CONSTANTE).**

**OSVALDO JOSÉ VENTURINI**

Membros da Banca Examinadora:

Dr. Helder Fernando de França Mendes Carneiro – ITA/CTA

Dr. João Barbosa – ITA/CTA

Dr. Nelson Manzanares – EFEI

Dr. Genésio José Menon – EFEI

Dr. Sebastião Varella (orientador) – EFEI

Dr. Waldir de Oliveira (presidente) - EFEI

ITAJUBÁ - MG

2001

## AGRADECIMENDOS

À Dauglesis e minha Mãe (D. Maria), pelo grande incentivo e paciência nas incontáveis horas de meu mau humor.

Ao professor Sebastião Varella, pelo apoio e valiosa orientação.

E a todos que de alguma forma contribuíram para a realização deste trabalho.

## RESUMO

Este trabalho tem como objetivo principal a análise de um sistema de combustão interna, com ênfase na avaliação da eficiência energética e ambiental, considerando a utilização de combustíveis alternativos e o impacto ambiental. O estudo aborda a caracterização dos combustíveis, a análise dos processos de combustão e a avaliação dos parâmetros de desempenho. São analisados os efeitos da variação do teor de oxigênio e da temperatura de ignição, bem como a influência da geometria do cilindro e da taxa de compressão. O trabalho também discute as estratégias de controle e as possibilidades de otimização do sistema, visando a redução das emissões e o aumento da eficiência.

Os resultados obtidos indicam que a utilização de combustíveis alternativos pode contribuir para a redução das emissões e o aumento da eficiência do sistema. A análise dos parâmetros de desempenho mostra que a otimização da geometria do cilindro e da taxa de compressão é essencial para a melhoria do desempenho do sistema.

Palavras-chave: sistema de combustão interna, eficiência energética, emissões ambientais, combustíveis alternativos.

***“Não tem sentido dizer que fazemos o melhor que podemos.  
Temos de conseguir fazer o que é necessário.”***

**Winston Churchill.**

## RESUMO

No presente trabalho considera-se a utilização de um sistema de combustão intermitente, a volume constante, como uma alternativa de projeto para aumentar a eficiência térmica e o trabalho específico útil de turbina a gás de pequena potência. Tais sistemas de combustão a volume constante resultam em uma maior energia disponível, nos gases queimados, que os sistemas de combustão tradicionais, a pressão constante. São analisados os efeitos da variação do fluxo de massa, pressão e temperatura, devido à combustão intermitente, por um modelo que considera um escoamento unidimensional não permanente, e os efeitos associados ao atrito, transferência de calor e compressibilidade dos gases, nos dutos que conectam o compressor, as câmaras de combustão e a turbina. Utiliza-se um método de diferenças finitas para resolver o sistema de equações diferenciais parciais que governam este tipo de escoamento.

São apresentadas conclusões evidenciando o aumento de eficiência térmica e potência específica das turbinas a gás, devido ao uso do sistema de combustão intermitente proposto, e comprovando seu potencial para geração de energia elétrica em sistemas de pequena potência, isolados ou interligados.

**Palavras Chaves:** turbinas a gás, Holzwarth, combustão pulsante, volume constante.

## ABSTRACT

In the present work, is considered the use of an intermittent constant volume combustion system as a design alternative to increase the efficiency and specific power of small gas turbines. Such constant volume combustion systems produce a greater effective energy in the end-state gas than do constant pressure combustion systems. The effects of the mass flow, pressure and temperature variations, due to the intermittent combustion, are analyzed by a model that considers a one-dimensional unsteady flow, and the effects associated with friction, heat transfer and compressibility of the gases in the ducts connecting compressor, combustion chambers and turbine. A finite difference method is employed to solve the system of partial differential equations, which governs this unsteady flow.

Conclusions are presented showing the increase in efficiency and specific power of small gas turbines, due to the use of the proposed intermittent combustion system, and evidencing the potential of these small gas turbines for electric power generation in isolated or distributed systems.

**Keywords:** gas turbine, Holzwarth, pulsating combustion, constant volume.



## ÍNDICE

1 - Introdução.....	1
1.1 - A Turbina de Holzwarth.....	7
1.2 - A Turbina de Karavodine.....	12
2 - Análise Teórica da Turbina a Explosão.....	14
2.1 - Análise teórica da turbina a explosão (Ciclo Holzwarth-Karavodine).....	14
2.1.1 - Trabalho produzido durante o processo de descarga (3-3').....	16
2.1.2 - Trabalho produzido durante o processo de lavagem e admissão (3'-2').....	21
2.1.3 - Trabalho consumido pelo compressor durante um ciclo.....	22
2.2 - Temperatura média na entrada da turbina.....	23
2.3 - Trabalho específico do compressor e turbina para o ciclo Joule-Brayton.....	23
2.4 - Considerações sobre as perdas.....	24
2.4.1 - Cálculo do calor específico a partir da temperatura e da composição do gás.....	25
2.4.2 - Relação combustível/ar.....	26
2.4.3 - Perdas de carga.....	27
2.4.4 - Rendimento mecânico.....	27
2.4.5 - Rendimento isentrópico do compressor e da turbina.....	28
2.5 - Parâmetros de desempenho.....	29
2.6 - Resultados.....	29
3 - Desenvolvimento de um Modelo para a Turbina a Explosão.....	34
3.1 - Modelagem da câmara de combustão.....	35
3.1.1 - Conservação da massa total.....	36
3.1.2 - Conservação da massa de combustível.....	36
3.1.3 - Conservação de energia.....	38
3.2 - Combustão.....	42
3.3 - Transferência de calor.....	47
3.4 - Lavagem e admissão.....	51
3.5 - Modelagem dos dutos.....	53
3.5.1 - Equação da continuidade para o escoamento nos dutos.....	55
3.5.2 - Equação da quantidade de movimento para o escoamento nos dutos.....	56

3.5.3 - Equação da energia para o escoamento nos dutos.....	58
3.5.4 - Composição dos gases. ....	59
3.5.5 - Método de Lax-Wendroff. ....	62
3.5.6 - Método “Flux Corrected Transport (FCT)”.....	66
3.5.7 - Critério de estabilidade. ....	68
3.5.8 - Condições de contorno utilizadas na modelagem dos dutos.....	69
3.5.8.1 - Solução numérica pelo método das características.....	72
3.5.8.2 - Escoamento saindo de um duto completamente aberto. ....	77
3.5.8.3 - Escoamento entrando em um duto completamente aberto.....	78
3.5.8.4 - Duto com extremidade fechada. ....	79
3.5.8.5 - Escoamento entrando em um duto através de uma válvula. ....	80
3.5.8.6 - Escoamento saindo de um duto através de uma válvula. ....	82
3.5.8.7 - Dutos conectados a um compressor ou a uma turbina.....	84
3.5.8.8 - Junções. ....	84
3.6 - Compressor. ....	89
3.7 - Turbina.....	92
3.7.1 - Turbina Radial.....	93
3.7.2 - Turbina Axial. ....	94
3.8 - Válvulas. ....	96
3.9 Plenum. ....	98
4 - Resultados.....	102
4.1 - Comparação entre os resultados do método analítico e do modelo numérico simplificado.....	104
4.2 - Turbina a explosão com duas câmaras de combustão.....	107
4.2.1 - Operação em carga parcial. ....	118
4.3 - Turbina a explosão com três câmaras de combustão. ....	124
5 - Conclusões e Comentários. ....	130
APÊNDICE - A.....	130
APÊNDICE - B.....	130
APÊNDICE - C.....	152
Referências .....	156

## ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 1.1 - Esquema da câmara de combustão pulsante proposta por Müller (1971). .....	4
Figura 1.2 - Turbina a explosão proposta por Catchpole e Runacres (1972) .....	5
Figura 1.3 - Câmara de combustão utilizada por Catchpole e Runacres (1972). .....	5
Figura 1.4 - Câmara de combustão proposta por Kentfield e Fernandes (1990). .....	6
Figura 1.5 - Turbina construída por Holzwarth em Hanôver (1908). .....	8
Figura 1.6 - Ilustração do desequilíbrio de pressões em uma turbina de Holzwarth (Stodola, 1945). .....	9
Figura 1.7 - Esquema da turbina de 3700 kW projetada por Holzwarth, e construída pela BBC (Meyer, 1939). .....	11
Figura 1.8 - Esquema da câmara de combustão da turbina construída por Karavodine (Keenan, 1939). .....	13
Figura 2.1 - Esquema de uma turbina a gás com combustão a volume constante. ....	14
Figura 2.2 - Diagramas PxV e TxS para o ciclo Holzwarth. ....	15
Figura 2.3 - Representação esquemática da variação de pressão na câmara de combustão durante um ciclo. ....	16
Figura 2.4 - Eficiência térmica do ciclos Holzwarth e Brayton. ....	31
Figura 2.5 - Trabalho específico útil dos ciclos Holzwarth e Brayton. ....	31
Figura 2.6 - Eficiência térmica, considerando rendimento politrópico. ....	32
Figura 2.7 - Trabalho específico útil, considerando o rendimento politrópico. ....	32
Figura 2.8 - Eficiência térmica para diferentes valores da relação de lavagem das câmaras. ....	33
Figura 3.1 - Representação esquemática da configuração proposta para a turbina a explosão. ....	34
Figura 3.2 - Representação esquemática de uma câmara de combustão. ....	35
Figura 3.3 - Representação esquemática do processo de injeção e ignição do combustível. ....	43
Figura 3.4 - Forma da função de Wiebe ( $a = 1,5$ e $m = 5,0$ ). ....	45
Figura 3.5 - Efeito da Variação da constante 'a' sobre a função de Wiebe. ....	46
Figura 3.6 - Efeito da Variação da constante 'm' sobre a função de Wiebe. ....	46
Figura 3.7 - Esquema do modelo de lavagem das câmaras .....	53
Figura 3.8 - Representação esquemática de um duto. ....	54

Figura 3.9 - Malha utilizada na discretização dos dutos para o método de Lax-Wendroff de 1 Passo. ....	63
Figura 3.10 - Curvas características para um escoamento quase-unidimensional. ....	73
Figura 3.11 - Escoamento subsônico saindo de um duto completamente aberto. ....	77
Figura 3.12 - Escoamento supersônico saindo de um duto completamente aberto. ....	78
Figura 3.13 - Escoamento subsônico entrando em um duto completamente aberto. ....	78
Figura 3.14 - Duto com extremidade completamente fechada. ....	79
Figura 3.15 - Escoamento subsônico entrando em um duto através de uma válvula. ....	81
Figura 3.16 - Escoamento subsônico saindo de um duto através de uma válvula. ....	82
Figura 3.17 - Representação esquemática de uma junção. ....	85
Figura 3.18 - Representação esquemática de uma junção elementar. ....	86
Figura 3.19 - Representação esquemática da junção considerada. ....	88
Figura 3.20 - Relação de pressão adimensional no compressor em função da vazão adimensional. ....	90
Figura 3.21 - Eficiência do isentrópica do compressor em função da vazão adimensional. ....	91
Figura 3.22 - Vazão adimensional em função de $\beta$ . ....	92
Figura 3.23 - Vazão adimensional em função da relação de pressão adimensional (turbina radial). ....	93
Figura 3.24 - Eficiência em função da vazão adimensional (turbina radial). ....	94
Figura 3.25 - Vazão adimensional em função da relação de pressão adimensional (turbina axial). ....	95
Figura 3.26 - Eficiência em função da vazão adimensional (turbina axial). ....	95
Figura 3.27 - Abertura relativa das válvulas. ....	98
Figura 3.28 - Representação esquemática do plenum. ....	99
Figura 4.1 - Eficiência térmica calculada pelo método analítico e pelo modelo apresentado. ....	106
Figura 4.2 - Trabalho específico útil calculado pelo método analítico e pelo modelo apresentado. ....	106
Figura 4.3 - Convergência da eficiência térmica para diferentes passos de tempo. ....	107
Figura 4.4 - Turbina à explosão com duas câmaras de combustão. ....	108
Figura 4.5 - Eficiência térmica calculada pelo método analítico e pelo modelo completo. ....	109
Figura 4.6 - Trabalho específico útil calculado pelo método analítico e pelo modelo completo. ....	110
Figura 4.7 - Variação da relação pressão média efetiva na turbina em função da relação de pressão no compressor. ....	110

Figura 4.8 - Influência do rendimento isentrópico da turbina na eficiência térmica do ciclo Holzwarth ( $T_{3M} = 1200$ K).....	111
Figura 4.9 - Influência do rendimento isentrópico da turbina no trabalho específico útil do ciclo Holzwarth ( $T_{3M} = 1200$ K).....	111
Figura 4.10 - Pressão alcançada com combustão a volume constante. ....	112
Figura 4.11 - Relação entre o trabalho produzido pelo compressor e o consumido pela turbina, por unidade de massa. ....	113
Figura 4.12 - Influência de $x_v$ na eficiência térmica do ciclo Holzwarth.....	113
Figura 4.13 - Influência de $x_v$ no trabalho específico útil do ciclo Holzwarth ( $T_{3M} = 1200$ K e $\eta_t = 80,0\%$ ). ....	114
Figura 4.14 - Eficiência térmica em função da temperatura média na entrada da turbina ( $\eta_t = 80,0\%$ ). ....	114
Figura 4.15 - Trabalho específico útil em função da temperatura média na entrada da turbina ( $\eta_t = 80,0\%$ ). ....	115
Figura 4.16 - Eficiência térmica da turbina a explosão, considerando-se as curvas de operação das turbina radial e axial. ....	116
Figura 4.17 - Trabalho específico útil da turbina a explosão, considerando-se as curvas de operação das turbina radial e axial. ....	116
Figura 4.18 - Eficiência térmica do ciclo Holzwarth em função da relação de lavagem ( $T_{3M} = 1200$ K).....	117
Figura 4.19 - Trabalho específico útil do ciclo Holzwarth em função da relação de lavagem ( $T_{3M} = 1200$ K).....	118
Figura 4.20 - Sequência de eventos em uma câmara de combustão da turbina com duas câmaras. ....	120
Figura 4.21 - Variação de pressão em uma câmara de combustão durante um ciclo de operação.....	121
Figura 4.22 - Variação de temperatura em uma câmara de combustão durante um ciclo de operação.....	122
Figura 4.23 - Eficiência térmica para condições de carga parcial (turbina com duas câmaras).....	123
Figura 4.24 - Consumo específico de combustível para condições de carga parcial (turbina com duas câmaras).....	123
Figura 4.25 - Potência em função da temperatura média na entrada da turbina. ....	124
Figura 4.26 - Turbina à explosão com três câmaras de combustão.....	125
Figura 4.27 - Eficiência térmica em função da relação de pressão para a turbina com três câmaras de combustão ( $T_{3M} = 1220$ K). ....	126
Figura 4.28 - Trabalho específico útil em função da relação de pressão para a turbina com três câmaras de combustão ( $T_{3M} = 1200$ K).....	126

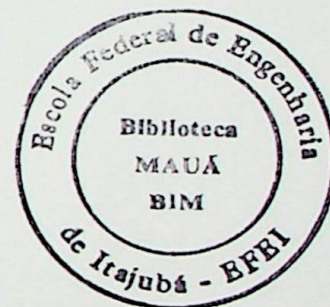
Figura 4.29 - Sequência de eventos em uma câmara de combustão da turbina com três câmaras. ....	127
Figura 4.30 - Eficiência térmica para condições de carga parcial (turbina com três câmaras).....	128
Figura 4.31 - Consumo específico de combustível para condições de carga parcial (turbina com duas câmaras).....	128

## ÍNDICE DE TABELAS

Tabela 1.1 - Características do aço utilizado por Holzwarth (Stodola, 1945). .....	10
Tabela 1.2 - Resumo dos testes realizados na turbina de Mühlheim-Ruhr.....	11
Tabela 2.1 - Parâmetros mantidos fixos no cálculo do desempenho dos ciclos. ....	30
Tabela 3.1 - Coeficientes de perda de pressão de estagnação.....	89
Tabela 4.1 - Valores dos parâmetros utilizados para a comparação entre os métodos considerados. ....	105
Tabela 4.2 - Valores utilizados para a análise em carga parcial da turbina à explosão.....	119
Tabela 4.3 - Condições de projeto fixadas para utilização das curvas do compressor e da turbina. ....	119
Tabela 4.4 - Dimensões dos dutos utilizados na turbina com duas câmaras de combustão.....	120
Tabela 4.5 - Valores utilizados para a análise da turbina com três câmaras de combustão.....	125
Tabela 4.6 - Dimensões dos dutos utilizados na turbina com três câmaras de combustão.....	127
Tabela B.1 - Coeficientes para o cálculo de $K_p$ (300 a 6000 K). ....	138
Tabela B.2 - Produtos de combustão a baixa temperatura ( $300 < T < 1000\text{K}$ ). ....	140
Tabela B.3 - Coeficientes para cálculo das propriedades termodinâmicas ( $300 < T < 4000\text{K}$ ). ....	151
Tabela C.1 - Parâmetros de colisão para as espécies consideradas.....	153

## SIMBOLOGIA

$a$	constante utilizada para o cálculo da fração de combustível queimada
$a_o$	constante utilizada para o cálculo da transferência de calor nas câmaras
$A$	área dos dutos
$A_c$	área da seção transversal da câmara
$A_p$	área da parede em contato com a câmara de combustão
$A_R$	área de referência
$C_{p,ar}$	calor específico do ar
$C_{p,g}$	calor específico dos gases de combustão
$c$	velocidade do som
$C_d$	coeficiente de descarga
$C$	número de Courant (CFL)
$d$	constante utilizada para o cálculo da transferência de calor nas câmaras
$dt$	intervalo de tempo
$D_c$	diâmetro da câmara de combustão
$D_v$	diâmetro da válvula
$e$	energia interna específica
$E$	energia interna
$f$	fator de atrito
$FA$	relação combustível-ar
$FA_{EST}$	relação combustível-ar estequiométrica
$FA_{real}$	relação combustível-ar real
$FA_{teoria}$	relação combustível/ar teórica
$F_{cb}$	fração mássica de combustível
$h$	entalpia específica
$h_{ar}$	entalpia específica do ar
$h_{ent}$	entalpia específica do fluido que entra na câmara de combustão
$h_g$	entalpia dos gases de combustão
$h_{os}$	entalpia de estagnação do fluido que deixa a junção
$h_{sai}$	entalpia específica do fluido que sai da câmara de combustão
$h_v$	elevação instantânea da válvula
$m$	massa, constante utilizada para o cálculo da fração de combustível queimada
$m_{ar}$	massa de ar
$m_c$	massa de combustível
$m_p$	massa de ar no plenum
$m_{ref}$	massa de ar de referência
$m_{sp}$	massa de ar fornecida à câmara em um ciclo





$M$	massa molecular
$M_1$	massa de gases que atravessa a turbina
$M_2$	massa de ar fornecida pelo compressor por ciclo
$M_2'$	massa de ar contida na câmara antes da combustão
$M_3$	massa de gases contida na câmara após a combustão
$M_3'$	massa de gases contida na câmara após o processo de descarga
$\dot{m}$	vazão mássica
$\dot{m}_{ar}$	vazão mássica de ar
$\dot{m}_c$	vazão mássica do compressor
$\dot{m}_{c,ad}$	vazão mássica adimensional do compressor
$\dot{m}_{cb}$	vazão mássica de combustível
$\dot{m}_g$	vazão mássica de gases
$\dot{m}_t$	vazão mássica da turbina
$\dot{m}_{t,ad}$	vazão mássica adimensional da turbina
$n_c$	rotação do compressor
$n_{c,ad}$	rotação adimensional do compressor
$n_t$	rotação da turbina
$n_{t,ad}$	rotação adimensional da turbina
$\vec{n}$	vetor unitário
$N$	número de ramais na junção, número de moles
$N_E$	número de ramais alimentando a junção
$N_S$	número de ramais sendo alimentados pela junção
$Nu$	número de Nusselt
$P$	pressão
$P_{amb}$	pressão ambiente
$P_e$	pressão estática externa, com relação ao domínio dos dutos
$P_g$	pressão estática na garganta da válvula
$P_s$	pressão estática na saída da válvula
$P_1$	pressão na entrada do compressor
$P_2$	pressão na saída do compressor
$P_2'$	pressão na câmara antes da combustão
$P_3$	pressão na entrada da turbina, pressão após a combustão
$P_4$	pressão na saída da turbina
$P_0$	pressão de estagnação
$P_{01}$	pressão de estagnação na entrada do compressor
$P_{02}$	pressão de estagnação na saída do compressor
$P_{03}$	pressão de estagnação na entrada da turbina

$P_{04}$	pressão de estagnação na saída da turbina
PCI	poder calorífico inferior do combustível
Pr	número de Prandtl
$\dot{Q}_w$	calor transferido para as paredes da câmara
$Q_{s_{cb}}$	calor sensível do combustível
$R_{ar}$	constante do ar
Re	número de Reynolds
$R_g$	constante dos gases de combustão
$R_{lav}$	relação de lavagem
s	entropia específica
sfc	consumo específico de combustível
t	tempo
$t_{ig}$	instante de tempo onde ocorre a ignição do combustível
T	temperatura
$T_e$	temperatura externa, com relação ao domínio dos dutos
$T_{ent}$	temperatura do fluido que entra na câmara
$T_g$	temperatura dos gases
$T_p$	temperatura da parede
$T_{sai}$	temperatura do fluido que sai da câmara
$T_1$	temperatura do ar na entrada do compressor
$T_2$	temperatura do ar na saída do compressor
$T_{2'}$	temperatura na câmara antes da combustão
$T_3$	temperatura na entrada da turbina, temperatura após a combustão
$T_{3'}$	temperatura na câmara ao final do processo de descarga
$T_{3M}$	temperatura média na entrada da turbina
$T_0$	temperatura de estagnação na entrada da válvula
$T_{01}$	temperatura de estagnação na entrada do compressor
$T_{02}$	temperatura de estagnação na saída do compressor para caso real
$T_{03}$	temperatura de estagnação na entrada da turbina
$T_{04}$	temperatura de estagnação na saída da turbina caso real
u	velocidade
$U_g$	velocidade dos gases no interior da câmara
$\vec{U}$	vetor velocidade
V	volume
$V_c$	volume da câmara
$V_{dp}$	volume das regiões de deslocamento perfeito
$V_{mc}$	volume das regiões de mistura completa
$W_c$	trabalho consumido pelo compressor
$W_{esp}$	trabalho específico útil

$W_t$	trabalho produzido pela turbina
$\dot{W}$	potência
$x_b$	fração de combustível queimada em função do tempo
$x_v$	fração do volume da câmara que sofre lavagem deslocamento perfeito
$y$	fração molar
$\alpha_o$	coeficiente de transferência de calor por convecção
$\beta$	parâmetro utilizado para normalização das curvas do compressor e da turbina
$\Delta P_{adm}$	perda de carga nos dutos de entrada e filtros
$\Delta P_{cam}$	perda de carga na câmara de combustão
$\Delta P_{exs}$	perda de carga no sistema exaustor
$\Delta t_c$	duração do processo de combustão
$\Delta P_c$	aumento de pressão devido a combustão
$\phi$	relação de equivalência
$\gamma$	relação de calores específicos
$\gamma_{ar}$	relação de calores específicos do ar
$\gamma_g$	relação de calores específicos dos gases de combustão
$\eta_b$	rendimento da combustão
$\eta_c$	rendimento isentrópico do compressor
$\eta_m$	rendimento mecânico
$\eta_{p,c}$	rendimento politrópico do compressor
$\eta_{p,t}$	rendimento politrópico da turbina
$\eta_t$	rendimento isentrópico da turbina
$\eta_{th}$	eficiência térmica
$\mu_g$	viscosidade dos gases
$\Pi_c$	relação de pressão no compressor
$\Pi_{cb}$	relação de pressão alcançada com a combustão
$\Pi_{choke}$	relação de pressão de “choke”
$\Pi_{surge}$	relação de pressão de “surge”
$\Pi_t$	relação de pressão na turbina
$\Pi_{t,max}$	máxima relação de pressão na turbina
$\rho$	massa específica
$\xi_{E,P}$	coeficiente de perda de pressão nas junções

## 1 - Introdução.

A nova realidade econômica imposta ao mundo no decorrer das últimas décadas, e também aspectos relacionados à conscientização ecológica, fazem com que atualmente a racionalização, visando à economia de energia, seja uma busca constante. Assim, presencia-se uma crescente concentração de esforços para o desenvolvimento de novas tecnologias, ou mesmo para o melhoramento daquelas já existentes, de forma a possibilitar a utilização de sistemas de conversão de energia com melhor desempenho e que reduzam ao mínimo o impacto ambiental.

Ao mesmo tempo, a desregulamentação do mercado de eletricidade, que teve início em 1978 com a quebra do monopólio do setor de geração de eletricidade nos Estados Unidos, está levando a mudanças na indústria e no mercado de energia no mundo inteiro. Estas mudanças têm criado um cenário propício para o surgimento dos sistemas de geração distribuída, isto é, sistemas de geração de energia em pequena escala, visando consumidores integrados ou isolados, localizados no ponto de consumo final ou próximo deste, tais como: hotéis, hospitais e grandes edifícios (Curtiss et al, 1999).

Com uma nova estrutura de mercado permitindo a atração dos pequenos consumidores de energia, as microturbinas, isto é, as turbinas a gás com capacidades que variam desde 20 até cerca de 300 kW, começaram a ser alvo de intensas pesquisas. Já em 1978, a Allison Corp. deu início a um projeto de pesquisa com o objetivo de desenvolvimento e construção de grupos geradores, para aplicações militares, acionados por microturbinas. Um lote com 200 destes grupos geradores foi entregue ao exército dos Estados Unidos em 1981 e, a partir de então, mais de 2.000 unidades foram fornecidas para integrarem o sistema de geração de eletricidade dos lançadores de foguetes Patriot (Patriot Systems) (Scott, 2000).

Em 1980 teve início, também nos Estados Unidos, sob o apoio do Gas Research Institute (GRI), um programa de pesquisa intitulado Advanced Energy System (AES), que tinha o objetivo de desenvolvimento de uma turbina a gás com potência de 50 kW, equipada com recuperador de calor para sistemas de cogeração. Este programa foi abandonado por volta de 1990, sob a justificativa de problemas com os custos finais do produto, que possuía características típicas de turbinas aeronáuticas (Watts, 1999). A partir de então o GRI passou a apoiar novos projetos de microturbinas com concepção totalmente voltada para a geração de

energia, em parceria com diversas empresas, como por exemplo, a NREC Energy Systems e também os primeiros esforços da Capstone Turbine Corp., ainda sob o nome da sua predecessora, a NoMac Energy Systems (GRI, 1999).

Segundo Watts (1999) e Sanders (1998), microturbinas operando sob o ciclo Joule-Brayton simples, isto é, sem recuperação de calor, quando comparadas com outros acionadores primários da mesma faixa de capacidades, possuem atualmente menor eficiência. Mais especificamente, a eficiência de uma microturbina chega no máximo a 20% (PCI), enquanto que um motor a combustão interna queimando gás natural, para a mesma faixa de potência, chega a uma eficiência de 30 a 33% (PCI).

Os fabricantes de microturbinas, tendo reconhecido este fato, têm se esforçado para elevar a eficiência destas máquinas. No entanto, nem todas as tecnologias disponíveis para melhoria de eficiência, utilizadas nas grandes turbinas a gás, podem ser empregadas com o mesmo objetivo nas microturbinas. Por exemplo, sabe-se que a elevação da temperatura dos gases na entrada da turbina eleva consideravelmente a eficiência. Porém, devido a restrições impostas pelos materiais da turbina, esta temperatura assume atualmente valores que variam entre 870 °C e 1000 °C. Assim, para a elevação de eficiência de microturbinas, fica-se limitado basicamente à utilização de ciclos com recuperadores de calor (Watts, 1999).

Tendo em vista o que foi exposto acima no que se refere à crescente utilização de microturbinas e as limitações tecnológicas para o aumento de sua eficiência, propõe-se neste trabalho a utilização de um sistema de combustão intermitente, a volume constante, como uma tecnologia alternativa para o aumento da eficiência e do trabalho específico de turbinas a gás de pequena potência.

Provavelmente a primeira pessoa a utilizar este processo de combustão, em turbinas a gás, foi o Dr. Holzwarth, na Alemanha, que no início do século trabalhou intensamente neste tipo máquina, em união com o senhor Körting. A opção de Holzwarth, pela combustão a volume constante, se deve principalmente ao fato de que na turbina a explosão a relação de pressão no compressor pode ser bem menor, o que diminuía os efeitos do baixo rendimento apresentado pelas turbomáquinas naquela ocasião, notadamente o dos compressores, e que inviabilizava a produção efetiva de energia mecânica pelas turbinas a gás com combustão a pressão constante (Kruschik, 1960). Ao mesmo tempo, Karavodine, em Paris, concebeu e construiu uma pequena turbina a explosão que produziu aproximadamente 1500 W e que

funcionou contínua e satisfatoriamente por algum tempo (Keenan, 1939). Os trabalhos realizados por Holzwarth e Karavodine são descritos mais detalhadamente no final deste capítulo.

Com o desenvolvimento da propulsão a jato, no final da década de 30, a turbina a gás com combustão a pressão constante (ciclo Brayton) passou a receber total atenção (Harman, 1981), sendo possível a sua sobrevivência, pois, nesta aplicação, a energia necessária é o jato que sai da turbina e não a energia mecânica, isto é, a potência da turbina é necessária apenas para o acionamento do compressor, o que permitiu o seu funcionamento apesar do baixo rendimento das turbomáquinas. Assim, a turbina a gás com combustão a volume constante foi praticamente abandonada durante algum período, provavelmente também devido a algumas complicações mecânicas, como, por exemplo, o sistema de válvulas, deste tipo de máquina.

No entanto, diversas outras alternativas para a produção de aumento de pressão com a combustão, em turbinas a gás, vêm sendo propostas ao longo das últimas décadas. Dentre estas alternativas merecem destaque os trabalhos de Reynst, descritos por Thring (1961), onde é concebido um sistema de combustão pulsante sem válvulas, e os trabalhos de Marchal (1968) e Servanty (1968), onde é analisado um sistema de combustão pulsante, também sem válvulas mecânicas, e a influência de alguns parâmetros geométricos da câmara, na estabilidade e eficiência da combustão.

Müller (1971) também realiza diversos estudos relacionados ao aumento de pressão com a combustão em turbinas a gás, propondo um sistema de combustão dotado de uma válvula rotativa, e múltiplas câmaras de combustão. Como pode ser observado na Figura 1.1, que é uma representação esquemática da câmara de combustão proposta por este autor, o fluxo de ar, ao entrar na câmara de combustão através do duto de entrada, se divide em dois fluxos, um dos quais segue para a câmara de combustão, passando pela válvula rotativa, e o outro para o duto secundário. A finalidade do escoamento secundário do sistema proposto por Müller é de promover o resfriamento do escoamento principal, preservando a turbina do contato com gases a temperaturas excessivamente altas. Porém, este fluxo acaba por comprometer a elevação de pressão. Mesmo com a presença deste sistema de resfriamento dos gases, Müller obteve um aumento de pressão da ordem de 2,5 %, com relação à pressão na entrada da câmara, o que pode ser considerado significativo se comparado a uma turbina a gás tradicional, onde ocorrem perdas de pressão na câmara de combustão da ordem de 5%.

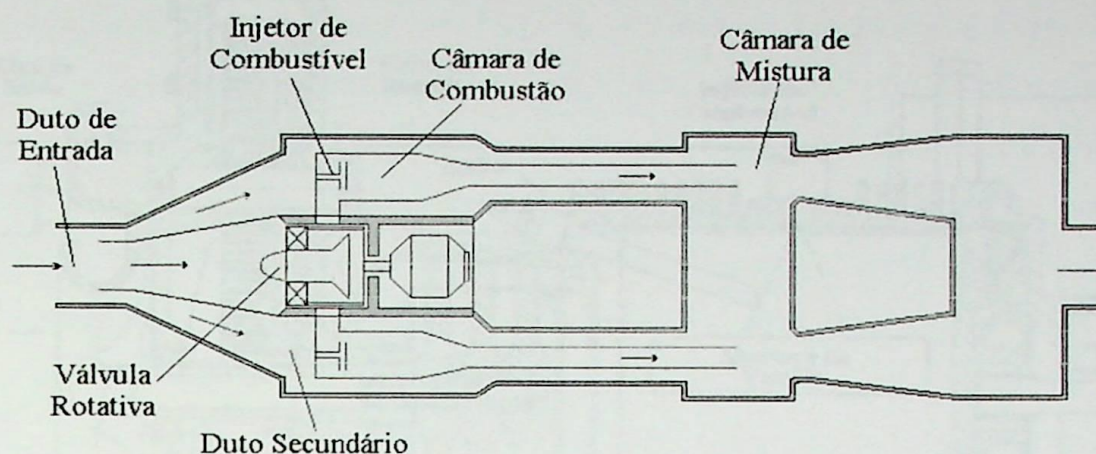


Figura 1.1 - Esquema da câmara de combustão pulsante proposta por Müller (1971).

Catchpole e Runacres (1972) também efetuaram diversos estudos de sistemas de combustão pulsante, utilizando turbinas a gás semelhantes à mostrada esquematicamente na Figura 1.2. Estes autores verificaram que a operação de uma válvula sob a ação das altas temperaturas de descarga resultava em uma vida útil muito curta das mesmas. Portanto, foi proposta a utilização de câmaras dotadas somente de válvulas de admissão. Como pode ser observado na Figura 1.3, no sistema proposto por Catchpole e Runacres (1972), a válvula, que integra o próprio corpo da câmara, é do tipo rotativo e possui duas aberturas, o que resulta em dois ciclos completos para cada rotação da válvula. A injeção do combustível é efetuada diretamente na câmara, sendo direcionada para a região do ignitor, numa tentativa de obter a estratificação dos gases. Mesmo utilizando câmaras de combustão sem válvulas de descarga, onde a única restrição para o escoamento dos gases é a própria turbina, estes autores concluíram que podem ser alcançadas relações de pressão de até 3:1 com a combustão, resultando em aumentos consideráveis de eficiência e potência da turbina.

Comparações entre sistema de combustão pulsante dotados ou não de válvulas mecânicas, são apresentados em um estudo realizado por Saunders et al. (1975), onde se conclui que é possível um aumento de até 10% na eficiência de uma turbina a gás, para um aumento de pressão de 100%, em um sistema dotado de válvulas mecânicas, semelhante ao proposto por Müller (1971). No entanto, o mesmo trabalho ressalta os problemas relacionados à baixa relação combustível-ar necessária à combustão, e ainda problemas relacionados à operação cíclica da turbina, para permitir a lavagem das câmaras de combustão.

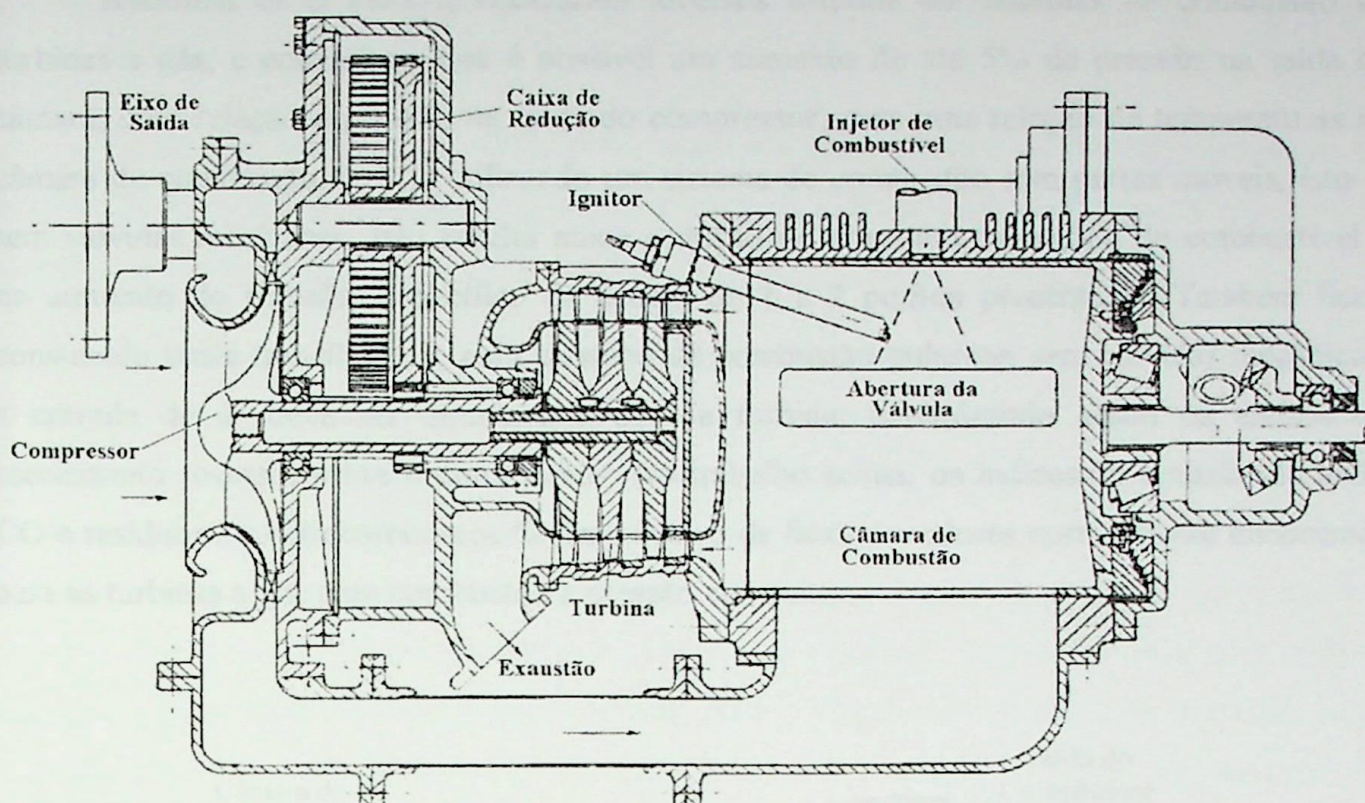


Figura 1.2 - Turbina a explosão proposta por Catchpole e Runacres (1972)

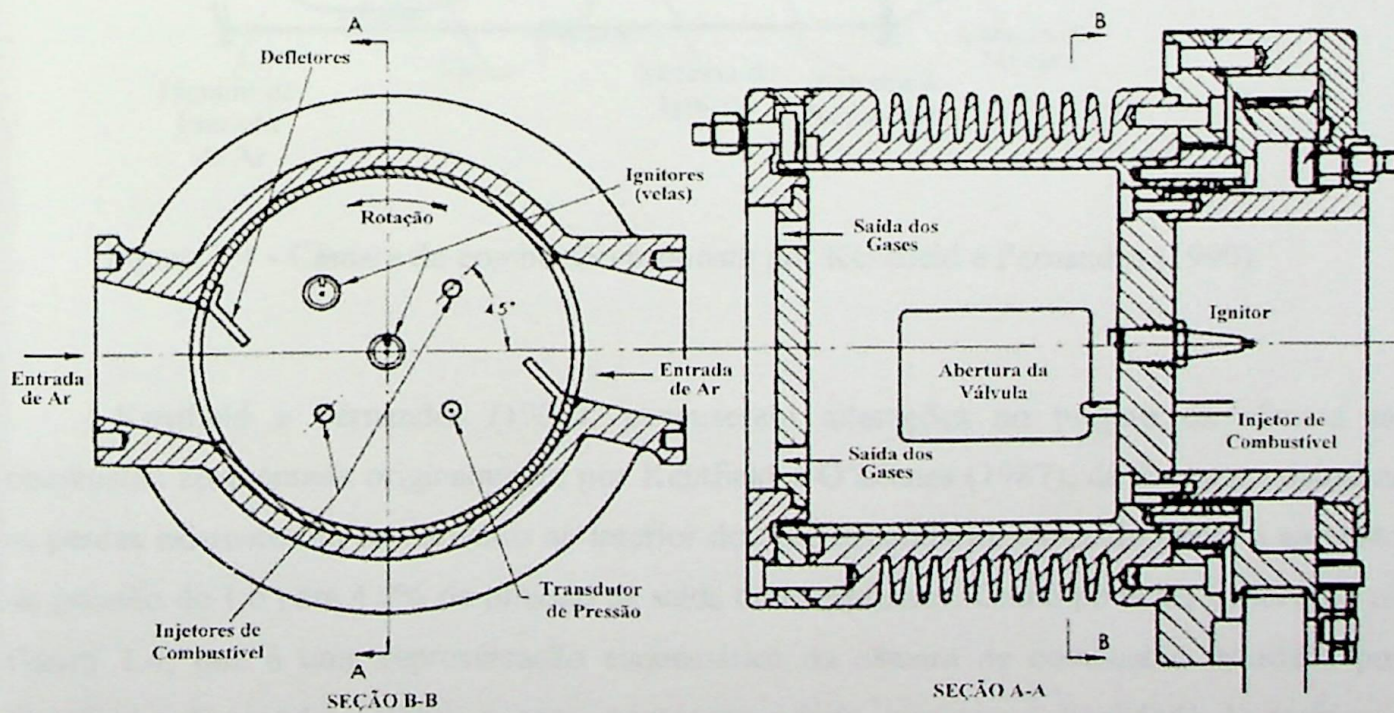


Figura 1.3 - Câmara de combustão utilizada por Catchpole e Runacres (1972).



Kentfield et al (1977), realizaram diversos estudos em sistemas de combustão de turbinas a gás, e concluíram que é possível um aumento de até 5% de pressão na saída da câmara, com relação à pressão na saída do compressor, para uma relação de temperaturas na câmara de combustão de 3:1, utilizando um sistema de combustão sem partes móveis, isto é, sem válvulas mecânicas. Isto resulta numa redução do consumo específico de combustível e no aumento do trabalho específico da ordem de 1 a 2 pontos percentuais. Também ficou constatado neste trabalho que, para câmaras de combustão pulsante, sem válvulas mecânicas, a entrada de ar deve ser direcionada para a turbina, minimizando assim os efeitos do escoamento reverso, sobre o compressor. No trabalho acima, os índices de emissão de  $\text{NO}_x$ , CO e resíduos de hidrocarbonetos ficaram dentro da faixa de valores normalmente encontrada para as turbinas a gás com combustão a pressão constante.

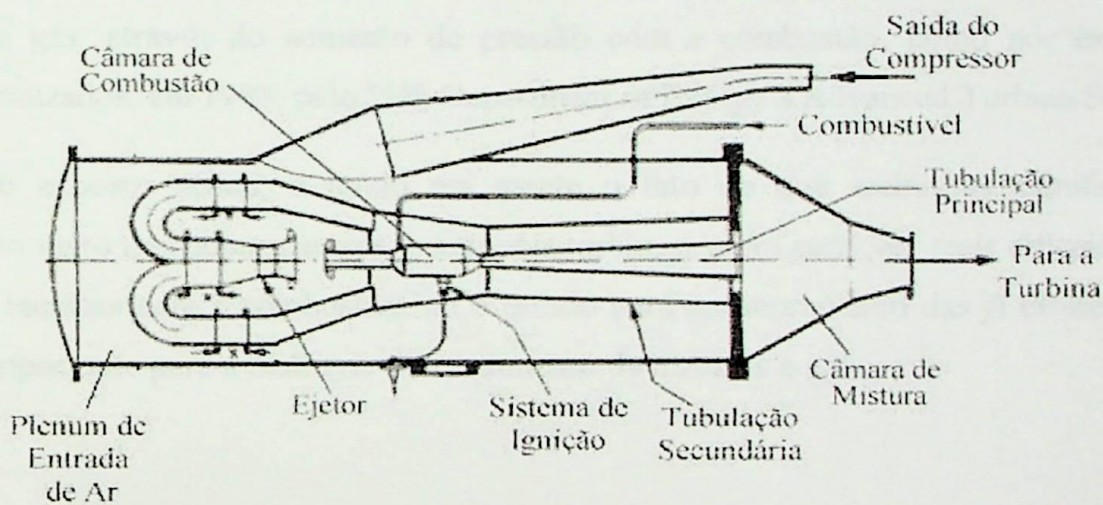


Figura 1.4 - Câmara de combustão proposta por Kentfield e Fernandes (1990).

Kentfield e Fernandes (1990), propuseram alterações no projeto da câmara de combustão apresentada originalmente por Kentfield e O'Blenes (1987), de forma a minimizar as perdas existentes no escoamento no interior do duto secundário, elevando assim o aumento de pressão de 1,6 para 4,0% da pressão na saída do compressor. Como pode ser observado na Figura 1.4, que é uma representação esquemática da câmara de combustão estudada por Kentfield e Fernandes (1990), o escoamento secundário, que tem a finalidade de resfriar o escoamento principal, é induzido pelo fluxo reverso que deixa a entrada da câmara de

combustão, o que resulta num maior aproveitamento da elevação brusca de pressão na câmara de combustão.

Kentfield e Fernandes (1990) constatam ainda que a eficiência deste tipo de câmara de combustão aumenta com o aumento de capacidade da turbina, podendo chegar a mais de 7% de ganho de pressão na câmara de combustão.

Richards et al (1996), apresentam um modelo analítico para estudo de câmaras de combustão, sem válvulas mecânicas, que leva em consideração os efeitos da pressão e temperatura do ar na entrada da turbina. Os resultados computacionais, obtidos com o modelo proposto neste último trabalho, são avaliados experimentalmente por Richards e Gemmen (1996), mostrando-se favoráveis e, no que se refere à elevação de pressão, foram obtidos aumentos de até 4,0 %, com relação à pressão na saída do compressor. Os dois últimos trabalhos citam ainda diversos outros estudos, com o objetivo de se melhorar a eficiência de turbinas a gás, através do aumento de pressão com a combustão, como por exemplo, os estudos realizados, em 1993, pelo "US Department of Energy's Advanced Turbine System".

Do exposto acima, e tendo em mente o fato de que melhorias significativas no rendimento tanto dos compressores quanto das turbinas, serão cada vez mais difíceis, o estudo de novas técnicas para a combustão, ou o estudo para aprimoramento das já existentes, é um aspecto importante para a melhoria do rendimento de turbinas a gás.

### **1.1 - A Turbina de Holzwarth.**

A seguir é efetuado um breve histórico dos trabalhos realizados pelo Dr. Holzwarth, no desenvolvimento das turbinas a gás com combustão a volume constante, dotadas de válvulas mecânicas, pois seus estudos contribuíram muito para o desenvolvimento deste tipo de equipamento.

Em 1908, Holzwarth construiu, em Hanôver, uma pequena turbina a explosão (Figura 1.5), de eixo vertical, sem pré-compressão, isto é, sem um compressor para elevar a pressão na câmara, cujos testes foram bastante promissores, o suficiente para a construção de uma segunda turbina, de maior porte. Nesta turbina, concluída em 1911, as câmaras de combustão foram colocadas em uma circunferência coaxial com a turbina, formando a base da máquina.

Cada câmara de combustão estava dotada de uma válvula de ar, uma de combustível e uma de escape, a qual regulava o envio de gases queimados à turbina. Tanto o ar quanto o combustível eram fornecidos por meio de compressores rotativos.

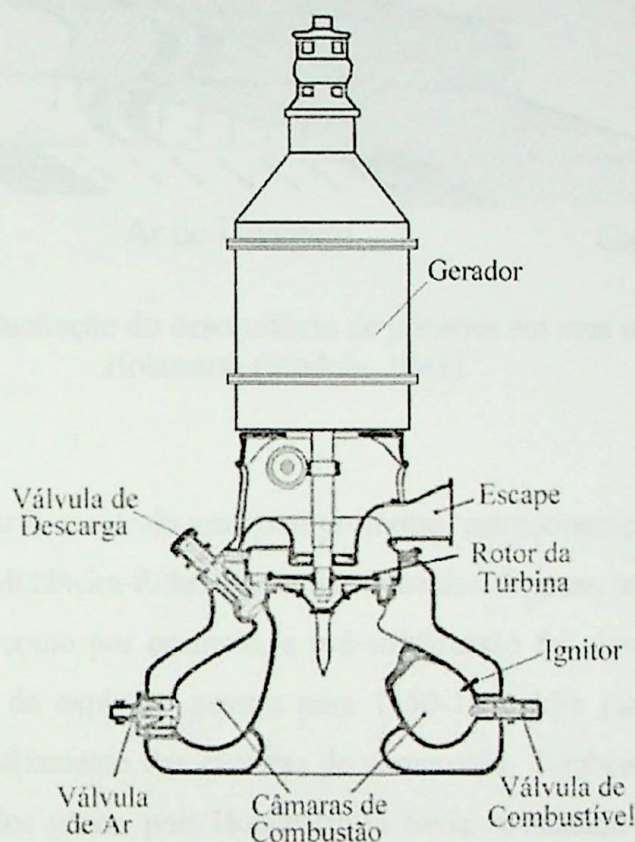


Figura 1.5 - Turbina construída por Holzwarth em Hanôver (1908).

Este segundo protótipo, instalado em Mannheim, foi projetado para produzir uma potência de 1000 CV a 3000 rpm, porém durante os testes produziu apenas 200 CV. Com relação ao número de câmaras, a turbina de Mannheim, podia operar com 5 ou 10 câmaras de combustão, sendo que uma notável diferença de comportamento foi observada entre os dois casos, isto é, operar com 5 ou com 10 câmaras. Para a operação com 10 câmaras, sempre que a pressão de explosão ultrapassava 400 kPa (abs.), sendo a máxima possível 880 kPa (abs.), o desequilíbrio de pressões na primeira fileira de pás da turbina, impedia a limpeza completa da câmara adjacente, sendo que este efeito de bloqueio dos gases foi atribuído a um cálculo

incorreto da relação de pressões do bocal (Stodola, 1945). A Figura 1.6 é uma ilustração de Stodola (1945), para o efeito do desequilíbrio de pressões na turbina.

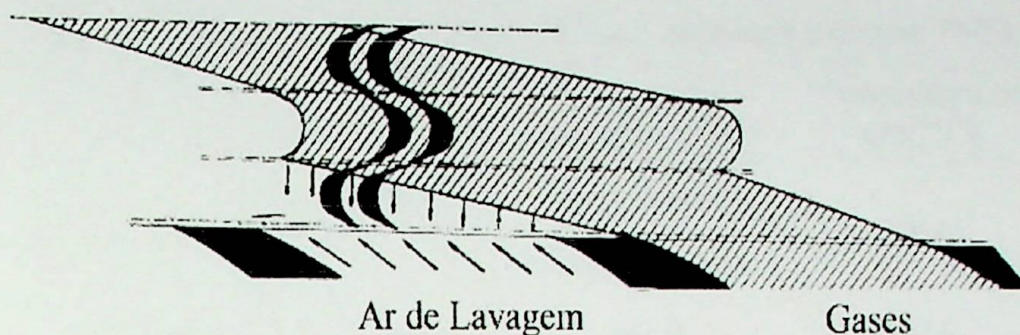


Figura 1.6 - Ilustração do desequilíbrio de pressões em uma turbina de Holzwarth (Stodola, 1945).

Em 1914, Holzwarth construiu um novo protótipo, em cooperação com a Maschinen-Fabrik Thyssen & Co., Mühlheim-Ruhr. Foram introduzidas diversas melhorias, com relação à turbina de Mannheim, como por exemplo, a pré-compressão foi elevada de 230 para 300 kPa (abs.), e a pressão de explosão passou para 1150-1380 kPa (abs.), foram instaladas camisas de água para resfriamento das câmaras de combustão. Também houve uma redução no tempo de expansão dos gases, pois Holzwarth já havia constatado que quanto menor o tempo de explosão e de expansão, menos calor é perdido para as paredes da câmara e do bocal (Keenan, 1939).

Foram construídas 3 máquinas seguindo esta última configuração, sendo que estas turbinas possuíam as seguintes características:

1. Potência de 750 kW e rotação de 3000 rpm (compressores operando a 6000 rpm);
2. Potência de 5000 kW e rotação de 1000 rpm (pré-compressão a 350 kPa);
3. Potência de 10000 kW e rotação de 1500 rpm.

Após extensos estudos a respeito do material que deveria ser utilizado na fabricação das turbinas, Holzwarth e seus colaboradores optaram por um aço, com as seguintes características:

Tabela 1.1 - Características do aço utilizado por Holzwarth (Stodola, 1945).

	Temperatura ambiente [15 °C]	Temperatura de 485 [°C]
Limite Elástico [MPa]	415,0 (máximo)	193,0
	312,0 (mínimo).	
Tensão Última à Tração [MPa]	441,0	262,0
Alongamento	27,2 %	50,2 %
Redução de Área	73 %	88,4 %

Como pode ser observado, a resistência deste material diminui consideravelmente com o aumento de temperatura, porém, após um longo uso, Holzwarth constatou que as pás não apresentaram erosão, somente se apresentavam muito queimadas, sendo a sua aparência melhor do que as pás de turbinas a vapor. Tal fato se deve principalmente ao efeito benéfico do resfriamento das pás pelo ar, durante a lavagem das câmaras.

Holzwarth também constatou que a válvula de descarga deve permanecer completamente selada, durante o período de carga e até a ignição, após o que ela deva abrir uma grande seção de descarga, no menor tempo possível, isto é, ela deve abrir automaticamente, assim que a primeira onda de pressão da explosão a atinja, pois deste modo aumenta-se a agitação e turbulência do conteúdo da câmara, propiciando uma combustão completa. As velocidades de ignição encontradas em experimentos realizados com gases em repouso, de acordo com Holzwarth, demonstraram serem impraticáveis para a operação da turbina, pois na prática são obtidas velocidades de 60,0 m/s, ou maiores. Assim, se a ignição ocorre com atraso, de modo que a mistura venha a repouso após o fechamento da válvula de entrada, a combustão é lenta e incompleta.

A tabela a seguir mostra um resumo dos dados obtidos nos testes, realizados pela Berlin Railway, na turbina experimental de Mühlheim-Ruhr. Como pode ser observado, a

eficiência obtida no teste número 4, que corresponde ao ponto de projeto da máquina, é bastante satisfatória, para os padrões da época.

Tabela 1.2 - Resumo dos testes realizados na turbina de Mühlheim-Ruhr.

Número do Teste	#01	#02	#03	#04
Consumo de combustível [ $\text{Nm}^3/\text{h}$ ]	300,2	399,3	549,3	628,6
PCI [ $\text{kJ}/\text{Nm}^3$ ]				16170,0
Potência [kW]	51,5	184,5	532,4	723,3
Eficiência Térmica	3,9 %	10,4 %	18,8 %	19,6 %

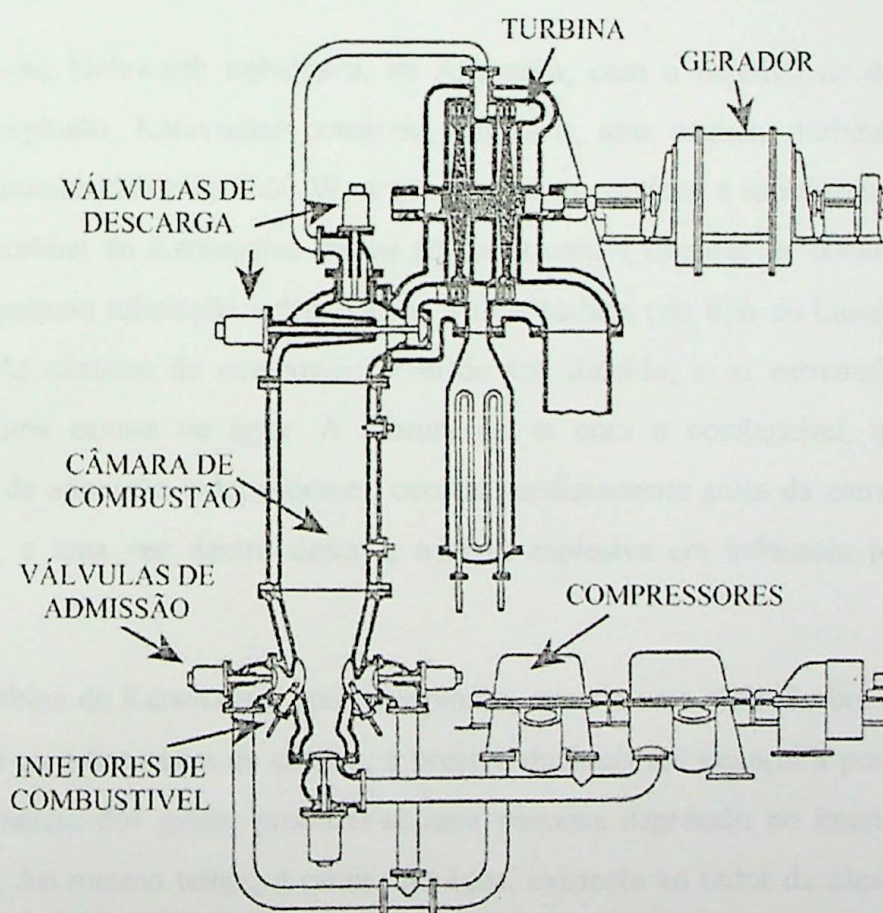


Figura 1.7 - Esquema da turbina de 3700 kW projetada por Holzwarth, e construída pela BBC (Meyer, 1939).

Em 1933 a BBC (Brown & Boveri Co.) construiu uma turbina a explosão, do tipo Holzwarth, que forneceu uma potência de 150 kW. Diversas outras unidades foram construídas por esta empresa, porém com diversas modificações, tanto assim que em 1939 a BBC já estava fabricando unidades de 3700 kW com um rendimento superior a 20% (Meyer, 1939). Conforme mencionado, com o desenvolvimento da propulsão a jato a turbina a gás com combustão a pressão constante passou a ser foco de todas as pesquisas, e a BBC, seguindo esta linha, praticamente abandonou as suas pesquisas e fabricação de turbinas com combustão a volume constante. A figura acima é uma representação esquemática das turbinas com combustão a volume constante, construídas pela BBC na década de 30, onde está mostrada uma câmara de combustão, com suas válvulas de admissão e descarga, os compressores, a turbina e o gerador elétrico.

## 1.2 - A Turbina de Karavodine

Enquanto Holzwarth trabalhava, na Alemanha, com o objetivo de desenvolver a sua turbina a explosão, Karavodine construiu, em Paris, uma pequena turbina a explosão que produziu aproximadamente 1500 W, e que funcionou contínua e satisfatoriamente por algum tempo. A turbina de Karavodine estava equipada com 4 câmaras de combustão, sendo que cada uma possuía tubulação independente, e uma turbina (do tipo de Laval), com 15 cm de diâmetro. As câmaras de combustão eram de aço fundido, e na extremidade de admissão possuíam uma camisa de água. A mistura do ar com o combustível, que vinham por tubulações de admissão independentes, ocorria imediatamente antes da entrada na câmara de combustão, e uma vez dentro desta, a mistura explosiva era inflamada por meio de uma centelha.

Na turbina de Karavodine, após a explosão, ocorria uma elevação brusca da pressão. À medida que os gases saíam da câmara, a pressão diminuía até alcançar a pressão atmosférica. Devido à inércia dos gases, produzia-se uma pequena depressão no interior da câmara de combustão. Ao mesmo tempo a camisa de água, existente ao redor da câmara, produzia um resfriamento dos gases contidos na mesma. Este resfriamento provocava uma contração ainda maior dos gases, sendo suficiente para abrir a válvula de admissão da câmara de combustão e permitir a entrada de uma nova carga de mistura explosiva. Ao final de certo tempo a

temperatura na extremidade de descarga era suficientemente alta para que se retirasse a vela de ignição, e a mistura se inflamasse devido à alta temperatura das paredes da câmara de combustão.

A Figura 1.8 mostra esquematicamente uma câmara de combustão da turbina construída por Karavodine, em Paris (Keenan, 1939). Nesta figura pode-se identificar a camisa de água (A), a câmara de combustão (B), as tubulações de combustível (C) e ar (D), a vela de ignição (E), a válvula existente na entrada da câmara (F) e a tubulação de descarga para a turbina (K).

Para esta turbina, o ciclo completo era de 0,026 segundos, o que resulta em 38 explosões por segundo. A pressão máxima na câmara de combustão era 135,0 kPa e a mínima 88,0 kPa. O volume de cada câmara era de aproximadamente 230 cm<sup>3</sup>, e cada tubulação possuía 274 cm de comprimento e 1,6 cm de diâmetro. A rotação da turbina era de 10.000 rpm, a potência no eixo de 1200 W e a potência perdida por atrito 370 W, o que resulta numa potência total produzida na turbina de 1570 W. Funcionando com gasolina, o consumo específico era de 2,98 kg/kW.

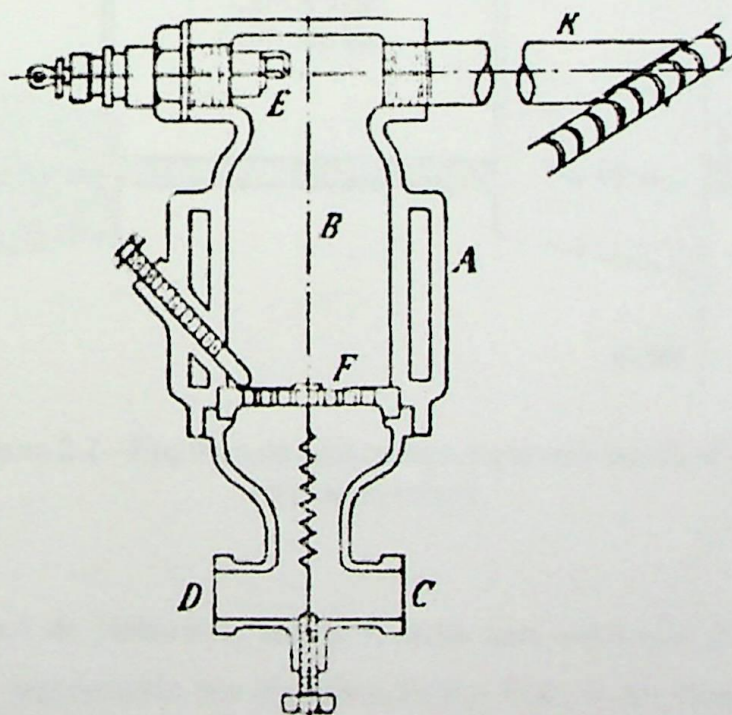


Figura 1.8 - Esquema da câmara de combustão da turbina construída por Karavodine (Keenan, 1939)



## 2 - Análise Teórica da Turbina a Explosão.

Com o objetivo de analisar as potencialidades de uma turbina a gás operando com combustão a volume constante (ciclo Holzwarth-Karavodine), será efetuada a seguir uma comparação entre este tipo de turbina a gás e uma turbina a gás operando com combustão a pressão constante (ciclo Joule-Brayton).

### 2.1 - Análise teórica da turbina a explosão (Ciclo Holzwarth-Karavodine).

Em princípio, uma turbina a gás com combustão a volume constante é muito semelhante a uma turbina com combustão a pressão constante, sendo formada por um compressor, uma câmara de combustão, dotada de válvulas de admissão e escape, e uma turbina (Figura 2.1).

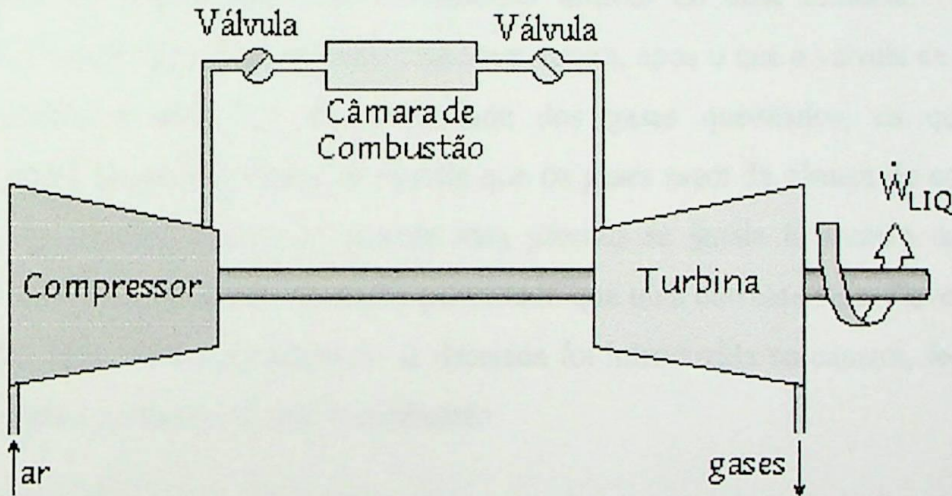


Figura 2.1 - Esquema de uma turbina a gás com combustão a volume constante.

O ciclo teórico de Holzwarth, isto é, o ciclo com combustão puramente a volume constante, pode ser representado nos diagramas  $P \times V$  e  $T \times S$ , como mostrado na Figura 2.2, onde o ponto 1 corresponde à entrada do compressor, o ponto 2 à entrada da câmara de combustão (saída do compressor), o ponto 3 à entrada da turbina (saída da câmara de combustão) e o ponto 4 à saída da turbina.

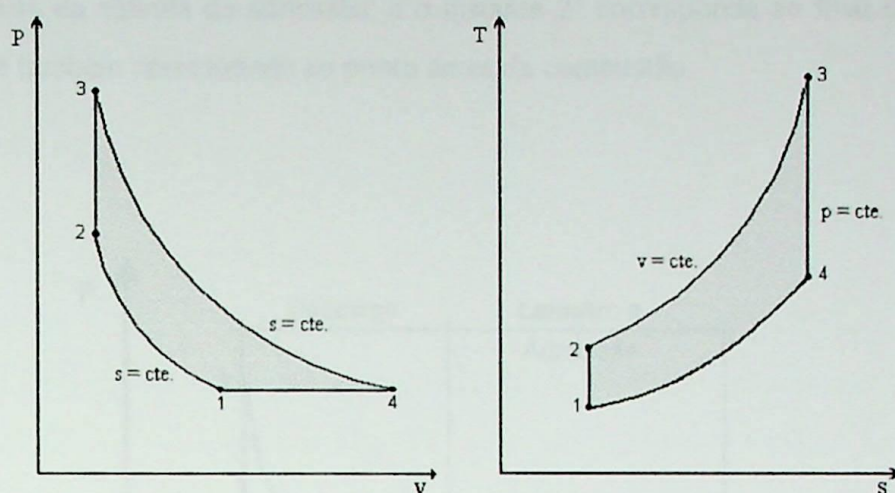


Figura 2.2 - Diagramas P $\times$ V e T $\times$ S para o ciclo Holzwarth.

O ciclo de funcionamento de uma turbina a explosão se inicia com o fornecimento de uma certa quantidade de ar à câmara de combustão, pelo compressor. Quando a quantidade de ar desejada foi fornecida fecha-se a válvula de admissão e se introduz uma quantidade predeterminada de combustível, que é inflamado através de uma centelha. A explosão provoca uma elevação brusca da pressão e da temperatura, após o que a válvula de descarga é aberta permitindo a saída em alta velocidade dos gases queimados, os quais atuam diretamente sobre as pás da turbina. À medida que os gases saem da câmara de combustão a pressão no seu interior diminui e, quando esta pressão se iguala à pressão na saída do compressor, abre-se a válvula de admissão permitindo que uma corrente de ar “lave” a câmara de combustão. Quando a quantidade de ar desejada foi introduzida na câmara, fecham-se as válvulas e o ciclo se repete, com nova combustão.

Considerando o que foi descrito acima, pode-se concluir que tanto a câmara de combustão quanto a turbina estão sujeitas a pressões e temperaturas que variam significativamente com o tempo, isto é, variam significativamente durante um ciclo de funcionamento, o que também resulta em variações da vazão mássica de gases através da turbina. Com o objetivo de considerar estas variações, a análise da turbina a explosão será efetuada com base na Figura 2.3, onde é mostrada a variação de pressão em uma câmara de combustão, considerando um ciclo ideal, no qual a queima ocorre instantaneamente após o fechamento da válvula de admissão. Nesta figura o instante 3 corresponde ao final do processo de combustão, o instante 3' corresponde ao final do processo de descarga, onde

ocorre abertura da válvula de admissão, e o instante  $2'$  corresponde ao final do processo de lavagem, que também corresponde ao ponto antes da combustão.

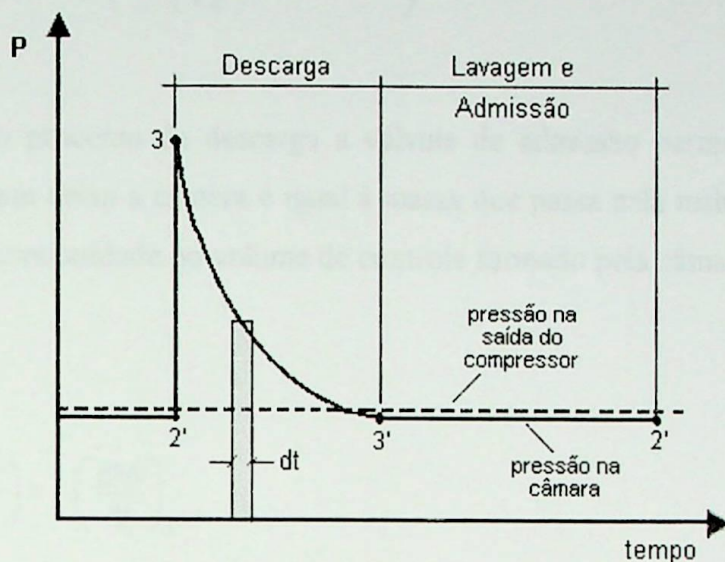


Figura 2.3 - Representação esquemática da variação de pressão na câmara de combustão durante um ciclo.

Para o cálculo do trabalho produzido pela turbina durante um ciclo, os processos de descarga e lavagem, que se referem aos instantes  $3-3'$  e  $3'-2'$ , respectivamente, serão considerados de forma separada.

### 2.1.1 - Trabalho produzido durante o processo de descarga ( $3-3'$ ).

Para o cálculo do trabalho produzido pela turbina durante o processo de descarga considera-se que o fluido de trabalho se comporta como um gás ideal com calor específico constante e que não há transferência de calor para as paredes da câmara. Considera-se também que a temperatura e a pressão na entrada da turbina, durante o intervalo de tempo ( $dt$ ), são iguais à temperatura e pressão na câmara de combustão.

O trabalho ( $dW$ ) produzido durante o intervalo de tempo pode ser então calculado pela equação ab aixo, onde  $dM_t$  é a massa de gases que passa através da turbina durante este intervalo.

$$dW = c_{p,g} T \left[ 1 - \frac{1}{\left( \frac{P}{P_4} \right)^{(\gamma_g - 1)/\gamma_g}} \right] dM_t \quad (2.1)$$

Durante o processo de descarga a válvula de admissão permanece fechada, logo a massa de gases que deixa a câmara é igual à massa que passa pela turbina. Assim, aplicando-se a equação da continuidade no volume de controle formado pela câmara de combustão, tem-se:

$$\left( \frac{dM}{dt} \right) = - \left( \frac{dM}{dt} \right)_t \quad (2.2)$$

Portanto, considerando o intervalo de tempo  $dt$ , a massa de gases que sai da câmara é dada por:

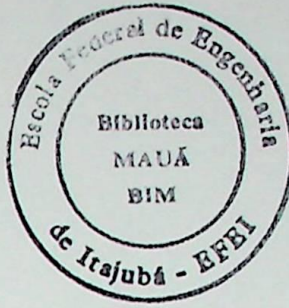
$$dM = -dM_t \quad (2.3)$$

Utilizando-se a equação dos gases ideais, pode-se relacionar as condições na câmara em um dado instante de tempo, com as condições imediatamente após a combustão. Portanto, como o volume da câmara de combustão permanece constante, pode-se escrever que:

$$\begin{cases} P_3 V_c = M_3 R_g T_3 \\ P V_c = M R_g T \end{cases} \Rightarrow P = \frac{M}{M_3} \frac{T}{T_3} P_3 \quad (2.4)$$

Admitindo-se que os gases se expandem isentropicamente quando a massa  $dM$  deixa a câmara de combustão, tem-se:

$$\left(\frac{T_3}{T}\right) = \left(\frac{M_3}{M}\right)^{\gamma_g - 1} \Rightarrow T = \frac{T_3}{\left(\frac{M_3}{M}\right)^{\gamma_g - 1}} \quad (2.5)$$



Substituindo as Eq. (2.3), (2.4) e (2.5) na Eq. (2.1), após algumas manipulações algébricas, obtém-se:

$$dW = -c_{p,g} T_3 \left[ \left(\frac{M}{M_3}\right)^{\gamma_g - 1} - \frac{1}{\left(\frac{P_3}{P_4}\right)^{(\gamma_g - 1)/\gamma_g}} \right] dM \quad (2.6)$$

A integração da Eq. (2.6), entre os instantes 3 e 3', considerando o calor específico dos gases constante, resulta na equação abaixo, onde  $\Pi_{t,max}$  é a máxima relação de pressões na turbina, isto é, a relação de pressão na turbina imediatamente após a combustão.

$$W_{33'} = -c_{p,g} T_3 \left[ \frac{M_3}{\gamma_g} \left(\frac{M}{M_3}\right)^{\gamma_g} - \frac{M}{(\Pi_{t,max})^{(\gamma_g - 1)/\gamma_g}} \right]_{M_3}^{M_{3'}} \quad (2.7)$$

$$W_{33'} = -c_{p,g} T_3 M_3 \left[ \frac{1}{\gamma_g} \left( \left(\frac{M_{3'}}{M_3}\right)^{\gamma_g} - 1 \right) - \frac{1}{(\Pi_{t,max})^{(\gamma_g - 1)/\gamma_g}} \left( \frac{M_{3'}}{M_3} - 1 \right) \right] \quad (2.8)$$

No instante 3', a pressão na câmara de combustão é igual  $P_{2'}$ , isto é, é igual à pressão do processo de lavagem, logo:

$$\frac{M_3}{M_{3'}} = \left(\frac{P_3}{P_{2'}}\right)^{1/\gamma_g} \quad (2.9)$$

A substituição da Eq. (2.9) na Eq. (2.8), resulta em:

$$W_{33'} = - c_{p,g} T_3 M_3 \left( \frac{1}{\gamma_g} \left( \frac{1}{\frac{P_3}{P_2'}} - 1 \right) - \frac{1}{(\Pi_{t,max})^{(\gamma_g - 1)/\gamma_g}} \left( \frac{1}{\left( \frac{P_3}{P_2'} \right)^{\frac{1}{\gamma_g}}} - 1 \right) \right) \quad (2.10)$$

Se não há perda de carga na entrada da câmara de combustão, a pressão de lavagem, que corresponde à pressão na câmara antes da combustão ( $P_2'$ ), é igual à pressão na saída do compressor ( $P_2$ ). Portanto, a Eq. (2.10) pode ser escrita de acordo com a equação abaixo, onde  $\Pi_{cb}$  é a relação de pressão alcançada com a combustão.

$$W_{33'} = - c_{p,g} T_3 M_3 \left( \frac{1}{\gamma_g} \left( \frac{1 - \Pi_{cb}}{\Pi_{cb}} \right) - \frac{1}{(\Pi_{t,max})^{(\gamma_g - 1)/\gamma_g}} \left( \frac{1 - \Pi_{cb}^{1/\gamma_g}}{\Pi_{cb}^{1/\gamma_g}} \right) \right) \quad (2.11)$$

Após algumas manipulações algébricas, a Eq. (2.11) pode ser escrita da seguinte forma:

$$W_{33'} = - \frac{c_{p,g} T_3 M_3}{\Pi_{cb}} \left( \frac{1 - \Pi_{cb}}{\gamma_g} - \frac{1 - \Pi_{cb}^{1/\gamma_g}}{\left( \frac{P_3}{P_4} \frac{P_2}{P_3} \right)^{(\gamma_g - 1)/\gamma_g}} \right) \quad (2.12)$$

Se a pressão na saída da turbina ( $P_4$ ) é igual à pressão na entrada do compressor ( $P_1$ ), a Eq. (2.12) toma a forma da equação abaixo, onde  $\Pi_c$  é a relação de pressão no compressor.

$$W_{33'} = - \frac{c_{p,g} T_3 M_3}{\Pi_{CB}} \left( \frac{1 - \Pi_{cb}}{\gamma_g} - \frac{1 - \Pi_{cb}^{1/\gamma_g}}{\Pi_c^{(\gamma_g - 1)/\gamma_g}} \right) \quad (2.13)$$

Como a combustão ocorre a volume constante, tem-se:

$$\Pi_{cb} = \frac{P_3}{P_2'} = \frac{T_3}{T_2'} \quad (2.14)$$

Se for desprezada a massa de combustível adicionada à câmara de combustão, a massa de ar contida na câmara antes da combustão ( $M_2'$ ), é igual à massa de gases contida na mesma após a combustão ( $M_3$ ). As duas hipóteses acima aplicadas à Eq. (2.14), e esta substituída na Eq. (2.13), resultam em:

$$W_{33'} = c_{p,g} T_2' M_2' \left( \frac{\Pi_{cb} - 1}{\gamma_g} - \frac{\Pi_{cb}^{1/\gamma_g} - 1}{\Pi_c^{(\gamma_g - 1)/\gamma_g}} \right) \quad (2.15)$$

O processo de lavagem é normalmente caracterizado pela relação de lavagem ( $R_{lav}$ ), sendo esta definida como a razão entre a massa de ar fornecida à câmara por ciclo e uma dada massa de referência. Neste trabalho considera-se como massa de referência aquela que, estando na pressão e temperatura da descarga do compressor, ocuparia o volume da câmara. Portanto, a partir desta definição de relação de lavagem e considerando também que não há perda de carga entre o compressor e a câmara de combustão ( $P_2 = P_2'$ ), obtém-se:

$$M_2' T_2' = \frac{M_2 T_2}{R_{lav}} \quad (2.16)$$

onde  $M_2$  é a massa de ar fornecida pelo compressor por ciclo, e  $T_2$  é a temperatura do ar na saída do mesmo.

Substituindo-se a Eq. (2.16) na Eq. (2.15), tem-se finalmente o trabalho produzido pela turbina, durante o processo de descarga.

$$W_{33'} = c_{p,g} \frac{T_2 M_2}{R_{lav}} \left( \frac{\Pi_{cb} - 1}{\gamma_g} - \frac{\Pi_{cb}^{1/\gamma_g} - 1}{\Pi_c^{(\gamma_g - 1)/\gamma_g}} \right) \quad (2.17)$$

### 2.1.2 - Trabalho produzido durante o processo de lavagem e admissão (3'-2').

Durante o processo de lavagem, admite-se que a pressão permanece constante, que o ar entrando na câmara se mistura completamente com os gases contidos na mesma, e que a temperatura da massa de gases que deixa a câmara é igual à temperatura dos gases contidos na mesma. Admite-se ainda que os gases são ideais, com calores específicos constantes, que o processo é adiabático e que não há perda de carga na câmara de combustão. Assim, o trabalho produzido pela turbina ( $dW$ ), durante um intervalo de tempo  $dt$ , onde a massa de gases que passa pela turbina é  $dM_t$ , é dado por:

$$dW = c_{p,g} T \left( 1 - \frac{1}{\Pi_c^{(\gamma_g - 1)/\gamma_g}} \right) dM_t \quad (2.18)$$

A aplicação da primeira lei da termodinâmica, no volume de controle formado pela câmara de combustão, resulta na equação abaixo onde  $E$  é a energia interna dos gases.

$$\left( \frac{dM}{dt} \right)_{ent} h_{ent} = \left( \frac{\partial E}{\partial t} \right)_{cam} + \left( \frac{dM}{dt} \right)_{sai} h_{sai} \quad (2.19)$$

A variação de energia interna dos gases contidos no interior da câmara é igual a zero, pois a pressão ( $P$ ) e o volume ( $V$ ) são constantes. Assim, tem-se:

$$\left( \frac{\partial E}{\partial t} \right)_{cam} = \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{PV}{\gamma - 1} \right) = 0 \quad (2.20)$$



Substituindo a Eq. (2.20) na Eq. (2.19), para um intervalo de tempo  $dt$ , considerando que os calores específicos são constantes, obtém-se:

$$dM_{ent} T_{ent} = dM_{sai} T \quad (2.21)$$

A Eq. (2.21), por sua vez, quando substituída na Eq. (2.18), resulta em:

$$dW = c_{p,g} T_{ent} \left( 1 - \frac{1}{\Pi_c^{(\gamma_g - 1)/\gamma_g}} \right) dM_{ent} \quad (2.22)$$

Como  $T_{ent} = T_2$  e  $M_{ent} = M_2$ , a integração da Eq. (2.22), de zero a  $M_{ent}$ , isto é, de zero até a massa de ar total fornecida pelo compressor, produz:

$$W_{3'2'} = c_{p,g} T_2 M_2 \left( 1 - \frac{1}{\Pi_c^{(\gamma_g - 1)/\gamma_g}} \right) \quad (2.23)$$

Finalmente, o trabalho total produzido pela turbina ( $W_t$ ) por ciclo, considerando o caso ideal, resulta da soma do trabalho produzido entre os instantes 3-3' e 3'-2', como indicado na equação abaixo:

$$W_t = c_{p,g} T_2 M_2 \left[ \frac{1}{R_{lav}} \left( \frac{\Pi_{cb} - 1}{\gamma_g} - \frac{\Pi_{cb}^{1/\gamma_g} - 1}{\Pi_c^{(\gamma_g - 1)/\gamma_g}} \right) + \left( 1 - \frac{1}{\Pi_c^{(\gamma_g - 1)/\gamma_g}} \right) \right] \quad (2.24)$$

### 2.1.3 - Trabalho consumido pelo compressor durante um ciclo.

O trabalho consumido pelo compressor em um ciclo, considerando o caso ideal, pode ser calculado pela equação abaixo, onde  $T_1$  é a temperatura do ar na entrada do compressor.

$$W_c = c_{p,ar} T_1 M_2 \left( \Pi_c^{(\gamma_{ar}-1)/\gamma_{ar}} - 1 \right) \quad (2.25)$$

## 2.2 - Temperatura média na entrada da turbina.

Com finalidade de estabelecer uma base para comparação dos parâmetros de desempenho de uma turbina a gás operando com combustão a volume constante, com uma turbina a gás operando com combustão a pressão constante, será definida a temperatura média na entrada da turbina, ponderada com relação à massa de gases que escoam pela mesma ( $T_{3M}$ ). Assim, considerando o intervalo de tempo compreendido entre os instantes 3 e 2', isto é, desde o instante imediatamente após a combustão até o final do processo de lavagem, tem-se:

$$T_{3M} = \frac{\int_3^{3'} T dM_{sai} + \int_{3'}^{2'} T dM_{sai}}{M_2} = \frac{-\int_3^{3'} T dM + \int_0^2 T_{ent} dM_{ent}}{M_2} \quad (2.26)$$

Utilizando as mesmas simplificações e hipóteses dos itens anteriores, obtém-se:

$$T_{3M} = \frac{T_2}{\gamma R_{lav}} (\Pi_{cb} - 1) + T_2 \quad (2.27)$$

## 2.3 - Trabalho específico do compressor e turbina para o ciclo Joule-Brayton.

No caso do ciclo Joule-Brayton ideal, apesar de as equações para cálculo do trabalho específico do compressor e da turbina serem amplamente conhecidas, elas serão listadas abaixo. Cabe ressaltar aqui que, no caso do compressor, as equações que definem o trabalho específico são idênticas, isto é, para uma dada relação de pressão, o trabalho específico de compressão é o mesmo, tanto para o ciclo Joule-Brayton quanto para o ciclo Holzwarth (turbina a explosão).

$$W_c = c_{p,ar} T_1 \left( \left( \frac{P_2}{P_1} \right)^{(\gamma_{ar}-1)/\gamma_{ar}} - 1 \right) \quad (2.28)$$

$$W_t = c_{p,g} T_{03} \left( 1 - \frac{1}{\left( \frac{P_3}{P_4} \right)^{(\gamma_g-1)/\gamma_g}} \right) \quad (2.29)$$

#### 2.4 - Considerações sobre as perdas.

Nos itens anteriores, foram feitas algumas considerações que acabam por gerar desvios, entre os valores calculados e os valores reais, dos parâmetros de desempenho de uma turbina a gás. As principais diferenças, tanto para o ciclo a pressão constante quanto para o ciclo a volume constante, são listadas abaixo (Cohen et al., 1987).

1. Nas turbinas a gás os processos de compressão e expansão são irreversíveis, ocorrendo, portanto um aumento de entropia durante os nestes mesmos. Assim, para o cálculo do trabalho específico do compressor e da turbina devem ser introduzidos o rendimento isentrópico de compressão ( $\eta_c$ ) e o rendimento isentrópico de expansão ( $\eta_t$ ), respectivamente.
2. Com relação aos calores específicos, é importante observar que estes variam em função da temperatura, portanto devem ser tomados como um valor médio entre entrada e saída dos componentes;
3. No caso real, a combustão é interna, tendo como primeira consequência a variação da composição química do fluido de trabalho, isto é, da entrada do compressor até a entrada da câmara de combustão, o fluido de trabalho é o ar, e desde a câmara de combustão até a saída da turbina o fluido de trabalho é composto por gases de combustão, o que também acarreta uma variação dos calores específicos, ao longo do ciclo;

4. A segunda consequência da combustão interna é a variação da vazão mássica do fluido de trabalho, devido ao acréscimo da massa de combustível na câmara de combustão;
5. O rendimento mecânico ( $\eta_m$ ) também afeta o cálculo da eficiência e do trabalho específico, portanto deve ser levado em consideração.
6. Deve-se considerar ainda a perda de pressão que ocorre nos dutos de entrada e filtros, sistema exaustor e principalmente na câmara de combustão.

#### 2.4.1 - Cálculo do calor específico a partir da temperatura e da composição do gás.

Para o cálculo do calor específico a pressão constante, tanto do ar como dos produtos de combustão, são utilizadas as curvas propostas por Chappell e Cockshutt e apresentadas por Wilson (1989). Os valores dos coeficientes que aparecem nas Eq. (2.30) a (2.35), são listados no apêndice A.

Para o ar seco, utilizam-se as Eq. (2.30) e (2.31), onde  $T$  é a temperatura do ar em Kelvin,  $(c_{p,ar})_T$  é o calor específico do ar à temperatura  $T$ , dado em kJ/kg.K, e  $(h_{ar})_T$  é a entalpia do ar à temperatura  $T$ , em kJ/kg.

$$(c_{p,ar})_T = C_0 + C_1T + C_2T^2 + C_3T^3 + C_4T^4 \quad (2.30)$$

$$(h_{ar})_T = C_0T + \frac{C_1}{2}T^2 + \frac{C_2}{3}T^3 + \frac{C_3}{4}T^4 + \dots \quad (2.31)$$

O cálculo do calor específico do fluido de trabalho, após a combustão, deve levar em consideração a combustão interna, isto é, deve levar em consideração a mudança de composição química do mesmo devido à combustão. Assim, considerando-se o produto da combustão como um gás perfeito, para uma dada relação combustível/ar (FA), utilizando as equações apresentadas por Wilson (1984), tem-se:

$$(c_{p,g})_T = (c_{p,ar})_T + \frac{FA}{FA+1} (\Theta_{Cp})_T \quad (2.32)$$

onde:  $(\Theta_{Cp})_T = CP_0 + CP_1T + CP_2T^2 + CP_3T^3 + CP_4T^4 + CP_5T^5$  (2.33)

A entalpia dos produtos de combustão é dada por:

$$(h_g)_T = (h_{ar})_T + \frac{FA}{FA+1} (\Theta_h)_T \quad (2.34)$$

onde:  $(\Theta_h)_T = H_0 + H_1T + H_2T^2 + H_3T^3 + H_4T^4 + H_5T^5$  (2.35)

#### 2.4.2 - Relação combustível/ar.

Considerando a combustão em uma turbina a pressão constante, onde se tem inicialmente ar seco à temperatura  $T_1$  e, após a combustão, gases à temperatura final  $T_2$ , a relação combustível/ar teórica ( $FA_{teórica}$ ), segundo Wilson (1989), é dada por:

$$FA_{teórica} = \frac{\dot{m}_{cb}}{\dot{m}_{ar}} = \frac{h_{ar,T_2} - h_{ar,T_1}}{PCI_{T_2} + Q_{s_{cb}}} \quad (2.36)$$

onde  $Q_{s_{cb}}$  é o calor sensível do combustível, que na maioria dos casos pode ser desprezado,  $PCI_{T_2}$  é o poder calorífico inferior do combustível à temperatura  $T_2$ , sendo que a variação do poder calorífico com a temperatura pode ser calculada pela Eq. (2.37), onde  $PCI_R$  é o poder calorífico inferior de referência. Para o  $C_8H_{18}$  o PCI é igual a 43124 kJ/kg.

$$(PCI)_T = PCI_R - \left( (h_{ar})_T - (h_{ar})_{288} \right) - \left( (\Theta_h)_T - (\Theta_h)_{288K} \right) \quad (2.37)$$

A relação combustível/ar real pode ser calculada a partir da eficiência da combustão, sendo que na prática, para combustão a pressão constante, esta eficiência varia entre 0,98 e 0,99 (Cohen et al., 1987). Segundo Taylor (1977) esta também é uma faixa de valores razoáveis para a combustão a volume constante:

$$\eta_b = \frac{FA_{teorica}}{FA_{real}} \quad (2.38)$$

Quando é considerada a combustão a volume constante, calcula-se a relação combustível-ar para que se obtenha uma determinada temperatura máxima na entrada da turbina, de acordo com o método proposto por Ferguson (1986), para combustão em motores alternativos a pistão (mais detalhes encontram-se no apêndice B).

### 2.4.3 - Perdas de carga.

As perdas de carga ocorrem principalmente nos dutos de entrada e filtros ( $\Delta P_{adm}$ ), sistema exaustor ( $\Delta P_{exs}$ ) e principalmente na câmara de combustão ( $\Delta P_{cam}$ ). Geralmente considera-se  $\Delta P_{adm}$  e  $\Delta P_{exs}$  como uma fração da pressão ambiente e  $\Delta P_{cam}$  como uma fração da pressão na saída do compressor. Assim as pressões ao longo do ciclo podem ser determinadas da seguinte forma:

$$P_{01} = P_{amb} (1 - \Delta P_{adm}) \quad (2.39)$$

$$P_{03} = P_{02} (1 - \Delta P_{cam}) \quad (2.40)$$

$$P_{04} = P_{amb} (1 + \Delta P_{exs}) \quad (2.41)$$

### 2.4.4 - Rendimento mecânico

Embora o valor do rendimento mecânico seja bastante alto, da ordem de 99%, deve-se considerá-lo, pois as perdas devido à transmissão de potência da turbina para o compressor

reduzem o trabalho útil. O rendimento mecânico ( $\eta_m$ ) é utilizado ao se calcular a potência da turbina necessária para acionar o compressor ( $W_{tc}$ ), logo:

$$W_{tc} = \frac{W_c}{\eta_m} \quad (2.42)$$

#### 2.4.5 - Rendimento isentrópico do compressor e da turbina.

Como no processo real a compressão não é reversível, define-se a eficiência isentrópica do compressor ( $\eta_c$ ), como sendo a razão entre o trabalho consumido pelo compressor para o caso ideal ( $W_c$ ) e o trabalho real ( $W_{c,r}$ ), isto é, o trabalho que o compressor está consumindo. Utilizando a definição de entalpia e temperatura de estagnação para o gás perfeito, a eficiência isentrópica de compressão, pode ser calculada por:

$$\eta_c = \frac{W_c}{W_{c,r}} = \frac{T'_{02} - T_{01}}{T_{02} - T_{01}} \quad (2.43)$$

onde  $T_{01}$  é a temperatura de estagnação na entrada do compressor,  $T_{02}$  e  $T'_{02}$  são a temperatura de estagnação na saída do compressor, para o caso real e para o ideal, respectivamente.

De maneira análoga, define-se a eficiência isentrópica da turbina pela Eq. (2.44), onde  $T_{03}$  é a temperatura de estagnação na entrada da turbina, e  $T_{04}$  e  $T'_{04}$  são a temperatura de estagnação na saída da turbina para o caso real e para o ideal, respectivamente.

$$\eta_t = \frac{W_{t,r}}{W_t} = \frac{T_{03} - T_{04}}{T_{03} - T'_{04}} \quad (2.44)$$

Quando se analisa uma turbina a gás normalmente é considerada uma faixa de relação de pressão e, como o rendimento isentrópico do compressor diminui e o da turbina aumenta com o aumento da relação de pressão, pode-se utilizar o rendimento politrópico para definir o rendimento isentrópico do compressor e da turbina (Cohen et al, 1987). Assim, tem-se:

$$\eta_c = \frac{\left(\frac{P_{02}}{P_{01}}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1}{\left(\frac{P_{02}}{P_{01}}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{1}{\eta_{p,c}}} - 1} \quad (2.45)$$

$$\eta_t = \frac{\left(\frac{P_{03}}{P_{04}}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma} \eta_{p,t}} - 1}{\left(\frac{P_{03}}{P_{04}}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1} \quad (2.46)$$

## 2.5 - Parâmetros de desempenho.

Os parâmetros de desempenho tradicionalmente utilizados para a análise de turbinas a gás são o trabalho específico útil ( $W_{esp}$ ), o consumo específico de combustível (sfc) e a eficiência térmica ( $\eta_{th}$ ), sendo que estes parâmetros são dados por:

$$W_{esp} = W_t - W_c \quad (2.47)$$

$$sfc = \frac{3600 FA_{real}}{W_{esp}} \quad (2.48)$$

$$\eta_{th} = \frac{3600}{sfc PCI} \quad (2.49)$$

## 2.6 - Resultados

Para a comparação do desempenho dos ciclos Holzwarth e Brayton reais, foi utilizado um programa computacional, que leva em consideração os fatores citados anteriormente. Os valores dos parâmetros de desempenho considerados são calculados em função da relação de pressão no compressor e da temperatura na entrada da turbina, mantendo-se fixos os parâmetros listados na Tabela 2.1. Os cálculos são efetuados considerando como combustível o  $C_8H_{18}$ , e condições ISO, isto é, temperatura ambiente de 288 K e pressão local de 1,0 bar.



Com relação à temperatura na entrada da turbina, deve-se observar que para o caso da turbina a explosão, como esta temperatura varia durante um ciclo de funcionamento, foi considerada a temperatura média na entrada da turbina, calculada como indicado no item 2.2

Tabela 2.1 - Parâmetros mantidos fixos no cálculo do desempenho dos ciclos.

	Holzwarth	Brayton
$\eta_c$	75,0%	80,0%
$\eta_t$	80,0%	80,0%
$\eta_m$	99,0%	99,0%
$\eta_b$	98,0%	98,0%
$\Delta P_{adm}$	0,0%	0,0%
$\Delta P_{exs}$	0,0%	0,0%
$\Delta P_{cam}$	4,0%	2,0%
$R_{lav}$	1,0	—

Os valores listados na Tabela 2.1, são valores geralmente encontrados na literatura para turbinas a gás (Cohen et al. 1987, Boyce 1982, Bathie, 1984 e Harman 1981), exceto o valor da relação de lavagem da câmara ( $R_{lav}$ ), que foi arbitrado em 1,0. Como pode ser observado, há uma diferença entre o valor da perda de pressão na câmara de combustão utilizado para o ciclo Brayton e o valor utilizado para o ciclo Holzwarth. O valor utilizado para o ciclo Holzwarth é uma estimativa da perda de pressão em câmaras de combustão de motores alternativos, dotadas de válvulas do tipo Poppet (tulipa) (Taylor, 1977).

As figuras abaixo mostram os resultados obtidos para o ciclo real, considerando os valores listados na Tabela 2.1, e utilizando dois valores para a temperatura média na entrada da turbina, sendo estes 1200 e 1350 K. Tanto os valores da eficiência térmica, quanto do trabalho específico útil, são calculados para uma faixa de relação de pressão, no compressor, típica de turbinas a gás de pequena potência, que são o interesse deste trabalho.

Como pode ser observado na Figura 2.4, a eficiência térmica do ciclo Holzwarth é superior à eficiência térmica do ciclo Brayton, principalmente para as baixas relações de pressão. Considerando relações de pressão da ordem de 4, pode-se constatar um aumento

médio de aproximadamente 42,0% na eficiência térmica. Da mesma forma, analisando-se a Figura 2.5, constata-se que o ciclo Holzwarth apresenta um trabalho específico superior ao do ciclo Brayton, sendo que para a mesma ordem de relações de pressão citada acima, há um aumento médio de 48,0%, o que é bastante alto.

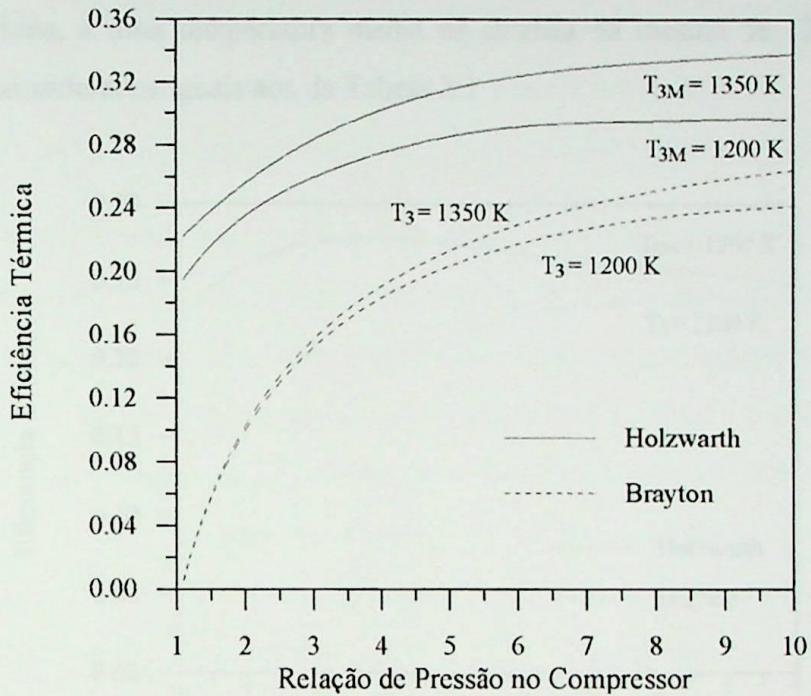


Figura 2.4 - Eficiência térmica dos ciclos Holzwarth e Brayton.

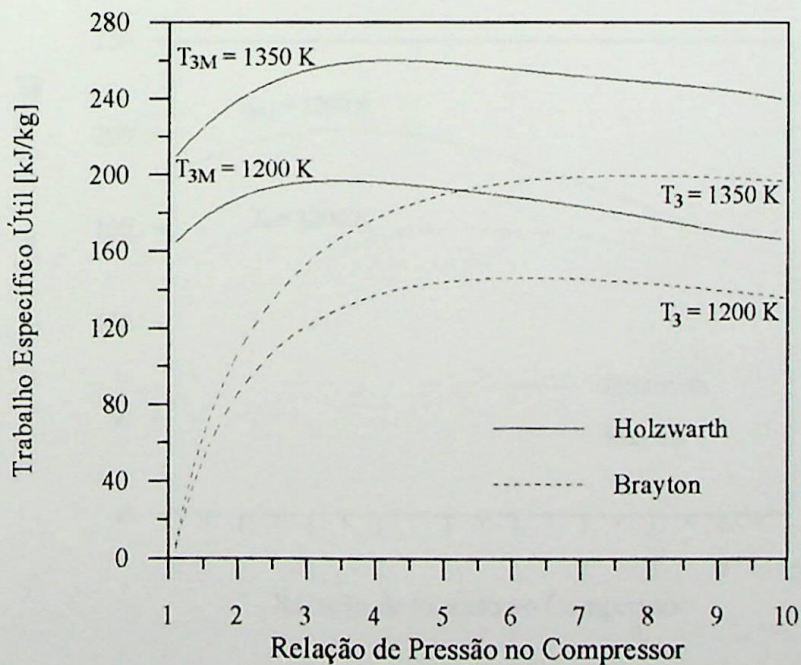


Figura 2.5 - Trabalho específico útil dos ciclos Holzwarth e Brayton.

Como mencionado anteriormente, tanto o rendimento isentrópico do compressor como o da turbina, dependem da relação de pressão. Assim, para avaliar a influência destas variações, foram calculados os parâmetros de desempenho dos dois tipos de turbinas a gás considerados aqui, em função dos seus rendimentos politrópicos, o que é mostrado nas figuras abaixo. Nestas figuras utilizou-se um rendimento politrópico de 80% para o compressor e de 88% para a turbina, e uma temperatura média na entrada da mesma de 1200 K, sendo os demais valores considerados iguais aos da Tabela 2.1

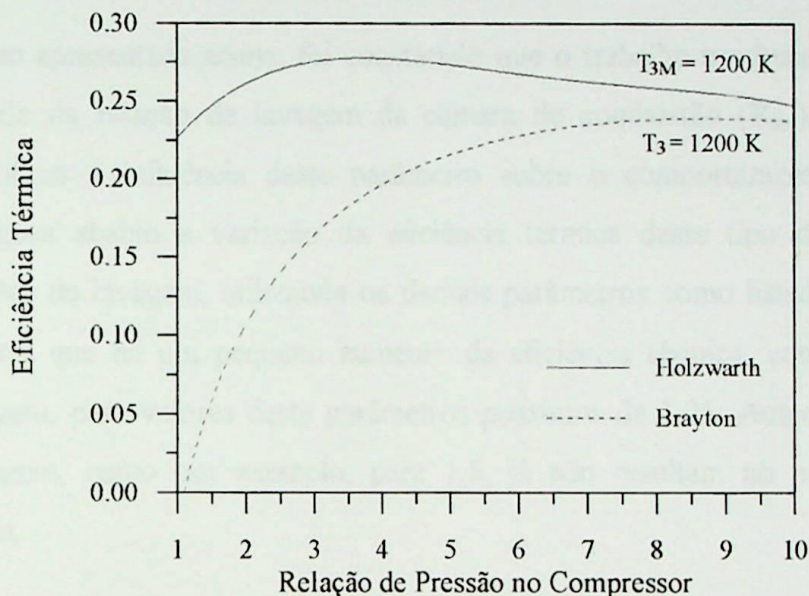


Figura 2.6 - Eficiência térmica, considerando rendimento politrópico.

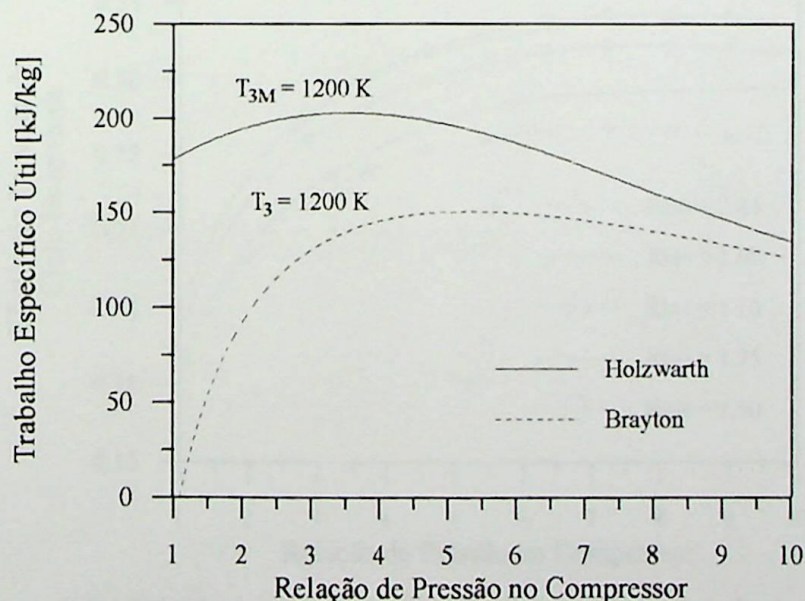


Figura 2.7 - Trabalho específico útil, considerando o rendimento politrópico.

Como pode ser observado na Figura 2.6 e na Figura 2.7, mesmo quando são considerados os efeitos da variação de rendimento isentrópico, pela utilização da definição de rendimento politrópico, a turbina a gás operando com combustão a volume constante, continua apresentando vantagens com relação à turbina a gás operando com combustão a pressão constante. É importante observar que, no caso da turbina à explosão, a utilização do rendimento politrópico, não considera os efeitos da variação de pressão a que a turbina está submetida durante um ciclo, sendo o rendimento isentrópico da turbina, calculado para a máxima relação de pressão do ciclo, que acontece imediatamente após a explosão.

Na análise apresentada acima, foi constatado que o trabalho produzido pela turbina a explosão depende da relação de lavagem da câmara de combustão ( $R_{lav}$ ). Assim, com o objetivo de verificar a influência deste parâmetro sobre o comportamento da turbina, é mostrado na figura abaixo a variação da eficiência térmica deste tipo de máquina para diferentes relações de lavagem, utilizando os demais parâmetros como listado Tabela 2.1. A Figura 2.8 mostra que há um pequeno aumento da eficiência térmica, com o aumento da relação de lavagem, para valores deste parâmetros próximos de 1,25. Aumentos maiores da relação de lavagem, como por exemplo, para 1,5, já não resultam no mesmo ganho de eficiência térmica.

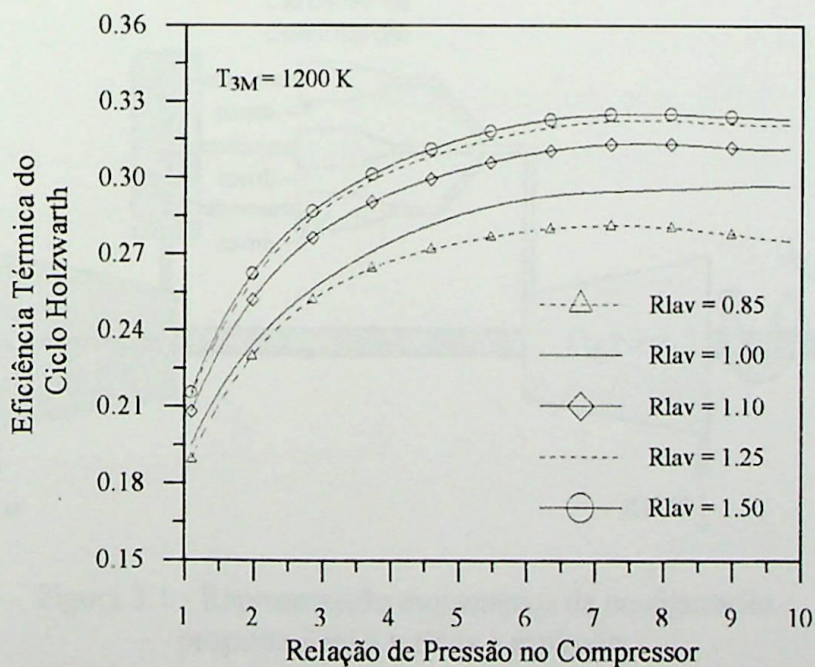


Figura 2.8 - Eficiência térmica para diferentes valores da relação de lavagem das câmaras.

### 3 - Desenvolvimento de um Modelo para a Turbina a Explosão.

No capítulo anterior foi efetuada uma comparação entre uma turbina a gás operando sob o ciclo Joule-Brayton e uma turbina operando sob o ciclo Holzwarth, baseada em uma análise simplificada deste último tipo de máquina, onde não foram considerados, por exemplo, os efeitos da variação do calor específico dos gases e do rendimento do compressor e da turbina, durante um ciclo de funcionamento, bem como a possibilidade de que as suas câmaras de combustão operem de forma defasada.

Com o objetivo de efetuar uma análise detalhada das turbinas a explosão, serão propostos, neste capítulo, modelos para cada um dos seus componentes, de forma que se obtenha uma representação mais realista do seu funcionamento e da interação entre os mesmos.

A Figura 3.1 é uma representação esquemática de uma turbina a explosão contendo todos os componentes considerados nesta análise, os quais são: compressor, plenum de admissão, câmaras de combustão, turbina e dutos de conexão entre componentes, sendo que o número de câmaras de combustão representadas nesta figura é meramente ilustrativo.

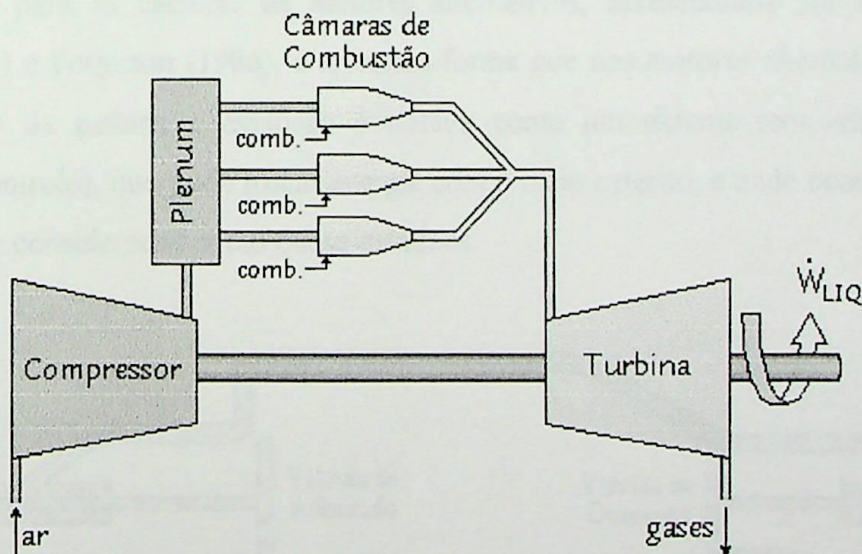


Figura 3.1 - Representação esquemática da configuração proposta para a turbina a explosão.

A configuração apresentada na figura acima, onde são utilizadas múltiplas câmaras de combustão e um plenum de admissão, se justifica pelo fato de que a existência de uma válvula

na entrada de cada câmara de combustão pode resultar numa oscilação excessiva da pressão na descarga do compressor, levando a um funcionamento instável do mesmo. Assim, com o objetivo de minimizar este problema considera-se que a turbina possui múltiplas câmaras de combustão, operando de forma defasada, e que o compressor tem sua descarga conectada a um plenum com volume suficientemente grande, a ponto de evitar demasiadas oscilações no seu funcionamento.

A seguir é feita uma descrição detalhada de cada um dos componentes da turbina a gás operando com combustão a volume constante considerados nesta análise, bem como das hipóteses simplificadoras utilizadas no desenvolvimento dos seus respectivos modelos matemáticos. São também apresentados modelos complementares que visam descrever de forma mais realista todos os processos que ocorrem durante um ciclo, como por exemplo, o tempo de queima, a transferência de calor para as paredes da câmara e a variação de pressão durante o processo de admissão e lavagem.

### 3.1 - Modelagem da câmara de combustão.

O modelo utilizado para as câmaras de combustão é baseado nos modelos desenvolvidos para as câmaras de motores alternativos, apresentados por Hiraki (1978), Assanis (1985) e Ferguson (1986). Da mesma forma que nos motores alternativos, a câmara de combustão da turbina a explosão é tratada como um sistema termodinâmico aberto (volume de controle), que pode trocar energia com o meio externo, e onde ocorrem processos que podem ser considerados como quase-estáticos.

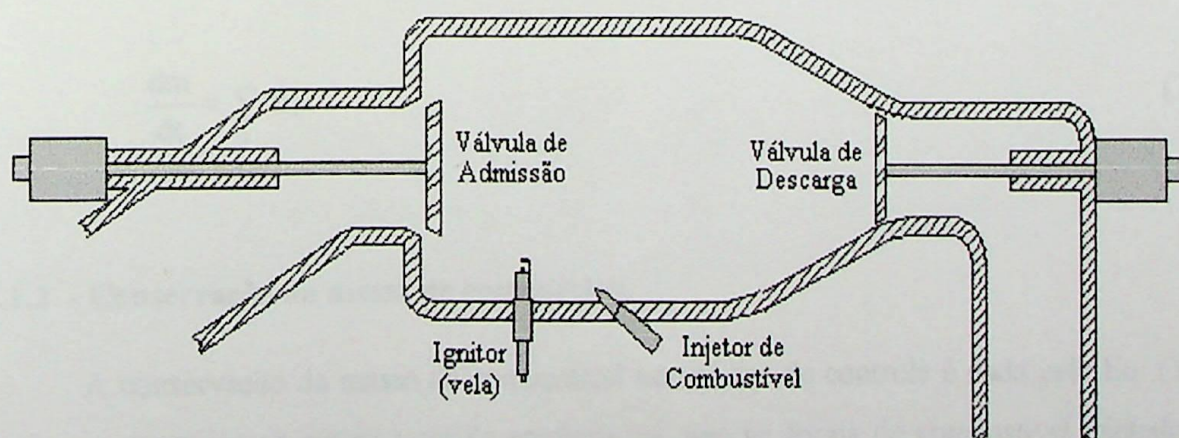


Figura 3.2 - Representação esquemática de uma câmara de combustão.

No entanto, diferentemente do que ocorre nos motores, em uma turbina a explosão o volume das câmaras de combustão permanece constante durante todo o seu ciclo de operação, como pode ser observado na Figura 3.2, o que requer algumas alterações nos modelos apresentados pelas referências acima.

Segundo Stone et al (1996) e Richards et al (1994) a divisão da câmara de combustão em um determinado número de zonas, de acordo com o processo ao qual a câmara está submetida, permite uma melhor representação dos mesmos, isto é, permite uma melhor representação dos processos de queima, descarga, lavagem e admissão. Assim, com base nesta consideração, são introduzidas alterações adicionais nos modelos propostos por Hiraki (1978), Assanis (1985) e Ferguson (1986), de forma que possam ser consideradas a presença de zonas, com características próprias, no interior de cada câmara de combustão. Estas zonas, que se comportam como sistemas termodinâmicos, estão separadas por uma superfície de espessura desprezível, e possuem temperatura e composição próprias, porém a pressão é igual em todas elas (Ma et al., 1993).

### 3.1.1 - Conservação da massa total.

A variação da massa total ( $m$ ) em um volume de controle é igual ao somatório de todos os fluxos mássicos entrando e saindo do mesmo, sendo que neste trabalho os fluxos mássicos que entram no volume de controle são considerados positivos e os que saem são considerados negativos. Assim, tem-se a equação abaixo, onde o índice  $i$  representa cada um destes fluxos.

$$\frac{dm}{dt} = \sum_i \dot{m}_i \quad (3.1)$$

### 3.1.2 - Conservação da massa de combustível.

A conservação da massa de combustível no volume de controle é dada pela Eq. (3.2), onde  $m_{cb}$  representa a massa total de combustível, seja na forma de combustível injetado ou na forma de produtos de combustão. O intuito do tratamento diferenciado que é dado à massa

de combustível é de facilitar o desenvolvimento de uma expressão para a variação da fração de combustível ( $F_{cb}$ ), que por sua vez é dada pela Eq. (3.3).

$$\frac{dm_{cb}}{dt} = \sum_i \dot{m}_{cb,i} \quad (3.2)$$

$$F_{cb} = \frac{m_{cb}}{m} \quad (3.3)$$

Utilizando a definição da fração mássica de combustível, pode se escrever a Eq. (3.2) de acordo com a equação abaixo, onde  $F_{cb,i}$  representa a fração de combustível do fluxo mássico  $\dot{m}_i$ , entrando ou saindo de um volume de controle.

$$\frac{d}{dt}(m F_{cb}) = \sum_i \dot{m}_i F_{cb,i} \quad (3.4)$$

A expansão da derivada, que aparece no lado esquerdo da equação acima, e a substituição do valor de  $\dot{m}$  dado pela Eq. (3.1), resulta finalmente numa expressão que fornece a derivada da fração de combustível com relação ao tempo.

$$\frac{dF_{cb}}{dt} = \sum_i \frac{\dot{m}_i}{m} (F_{cb,i} - F_{cb}) \quad (3.5)$$

Com relação ao combustível é importante definir ainda a relação de equivalência ( $\phi$ ), sendo esta definida com a razão entre a relação combustível-ar (FA) e a relação combustível-ar estequiométrica ( $FA_{EST}$ ), como mostra a equação abaixo.

$$\phi = \frac{FA}{FA_{EST}} = \frac{m_{cb}}{m_{ar}} \frac{1}{FA_{EST}} \quad (3.6)$$



Expressando a relação de equivalência ( $\phi$ ), em função da fração mássica de combustível ( $F_{cb}$ ), tem-se:

$$\phi = \frac{1}{FA_{EST}} \frac{F_{cb}}{1 - F_{cb}} \quad (3.7)$$

Derivando a Eq. (3.7) com relação ao tempo obtém-se uma expressão para a variação da relação de equivalência combustível-ar ( $\phi$ ) em função do tempo.

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{1}{FA_{EST}} \frac{\dot{F}_{cb}}{(1 - F_{cb})^2} \quad (3.8)$$

### 3.1.3 - Conservação de energia.

A primeira lei da termodinâmica, aplicada a um volume de controle formado por uma zona da câmara de combustão, admitindo-se que a energia potencial e as velocidades dos gases no interior da mesma são desprezíveis, resulta em:

$$\frac{dE}{dt} = \sum_i \dot{m}_i h_i - \dot{W} + \dot{Q}_w \quad (3.9)$$

- onde:
- $E$  é a energia interna dos gases contidos na região considerada;
  - $\sum_i \dot{m}_i h_i$  é o fluxo líquido de entalpia para a zona considerada;
  - $\dot{W} = P \frac{dV}{dt}$  é a potência devido ao movimento da fronteira da zona considerada, isto é, o trabalho devido à variação do seu volume;
  - $\dot{Q}_w$  é a transferência de calor para as paredes da câmara em contato com a zona considerada;

A Eq. (3.9), após expansão dos termos referentes à energia interna e trabalho, pode ser escrita da seguinte forma:

$$\frac{de}{dt} = \frac{1}{m} \left[ \sum_i \dot{m}_i h_i - P \frac{dV}{dt} + \dot{Q}_w - e \frac{dm}{dt} \right] \quad (3.10)$$

Como o fluido de trabalho é considerado uma mistura de gases ideais em equilíbrio químico, as suas propriedades termodinâmicas podem ser determinadas pela especificação da sua pressão (P), temperatura (T) e relação de equivalência ( $\phi$ ). Assim, para a energia interna específica (e) e para a massa molecular dos gases (M), tem-se:

$$e = e(P, T, \phi) \quad (3.11)$$

$$M = M(P, T, \phi)$$

A diferenciação das Eq. (3.11) com relação ao tempo resulta em:

$$\frac{de}{dt} = \frac{\partial e}{\partial T} \frac{dT}{dt} + \frac{\partial e}{\partial P} \frac{dP}{dt} + \frac{\partial e}{\partial \phi} \frac{d\phi}{dt} \quad (3.12)$$

$$\frac{dM}{dt} = \frac{\partial M}{\partial T} \frac{dT}{dt} + \frac{\partial M}{\partial P} \frac{dP}{dt} + \frac{\partial M}{\partial \phi} \frac{d\phi}{dt} \quad (3.13)$$

A equação de estado para um gás ideal é dada por:

$$P V = \frac{m \bar{R} T}{M} \quad (3.14)$$

A Eq. (3.14) pode ser utilizada para expressar derivada da temperatura com relação ao tempo, como mostrado abaixo:

$$\frac{dT}{dt} = T \left[ \frac{1}{P} \frac{dP}{dt} + \frac{1}{V} \frac{dV}{dt} + \frac{1}{M} \frac{dM}{dt} - \frac{1}{m} \frac{dm}{dt} \right] \quad (3.15)$$

A derivada da massa molecular do gás com relação ao tempo ( $dM/dt$ ) pode ser eliminada da equação acima através da substituição da Eq (3.13) na Eq. (3.15), o que leva à seguinte expressão:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{T \left[ \left( \frac{1}{P} + \frac{1}{M} \frac{\partial M}{\partial P} \right) \frac{dP}{dt} + \frac{1}{V} \frac{dV}{dt} + \frac{1}{M} \frac{\partial M}{\partial \phi} \frac{d\phi}{dt} - \frac{1}{m} \frac{dm}{dt} \right]}{\left( 1 - \frac{T}{M} \frac{\partial M}{\partial T} \right)} \quad (3.16)$$

A Eq. (3.16) pode ser rearranjada utilizando-se o conceito de derivada do logaritmo natural, portanto tem-se:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{T \left[ \frac{1}{P} \left( 1 + \frac{\partial \ln M}{\partial \ln P} \right) \frac{dP}{dt} + \frac{1}{V} \frac{dV}{dt} + \frac{1}{\phi} \frac{\partial \ln M}{\partial \ln \phi} \frac{d\phi}{dt} - \frac{1}{m} \frac{dm}{dt} \right]}{\left( 1 - \frac{\partial \ln M}{\partial \ln T} \right)} \quad (3.17)$$

Finalmente, substituindo-se a Eq. (3.17) e a Eq. (3.12) na Eq. (3.10), tem-se a derivada do volume de uma determinada zona com relação ao tempo, como mostrado abaixo:

$$\frac{dV}{dt} = \frac{-C1}{C3} \frac{dP}{dt} + \frac{C2}{C3} \quad (3.18)$$

onde:

$$C1 = \frac{\partial e}{\partial P} + \frac{\frac{T}{P} \frac{\partial e}{\partial T} \left(1 - \frac{\partial \ln M}{\partial \ln P}\right)}{1 + \frac{\partial \ln M}{\partial \ln T}}$$

$$C2 = T \frac{\partial e}{\partial T} \frac{\left(\frac{1}{m} \frac{dm}{dt} - \frac{1}{\phi} \frac{\partial \ln M}{\partial \ln \phi} \frac{d\phi}{dt}\right)}{1 + \frac{\partial \ln M}{\partial \ln T}} - \frac{\partial e}{\partial \phi} \frac{d\phi}{dt} + \frac{\dot{Q}_w}{m} + \frac{\sum_i \dot{m}_i h_i}{m} - \frac{e}{m} \frac{dm}{dt}$$

$$C3 = \frac{T}{V} \left( \bar{R} + \frac{\frac{\partial e}{\partial T}}{1 + \frac{\partial \ln M}{\partial \ln T}} \right)$$

As derivadas parciais da energia interna ( $e$ ) e da massa molecular do gás ( $M$ ) com relação à temperatura ( $T$ ), pressão ( $P$ ) e relação de equivalência ( $\phi$ ), que aparecem nas equações acima, são obtidas de acordo com a metodologia mostrada no apêndice B, que trata do cálculo da composição e das propriedades termodinâmicas dos produtos da combustão, considerando equilíbrio químico.

A Eq. (3.18) deve ser aplicada para cada uma das regiões (zonas) que compõem a câmara de combustão (Chan, 2000). Porém, como o volume total da câmara não varia, tem-se que o somatório das derivadas do volume de cada zona com relação ao tempo é igual a zero, como mostra a equação abaixo, onde o índice  $j$  corresponde a uma determinada zona:

$$\sum_j \frac{dV_j}{dt} = 0 \quad (3.19)$$

A partir das Eq. (3.18) e (3.19) pode-se obter uma equação que fornece a derivada da pressão, que é igual em todas as zonas da câmara de combustão, com relação ao tempo. Após algumas simplificações tem-se finalmente que:

$$\frac{dP}{dt} = \frac{\sum_j \left( \frac{C2}{C3} \right)_j}{\sum_j \left( \frac{C2}{C3} \right)_j} \quad (3.20)$$

As equações (3.1), (3.8), (3.17), (3.18) e (3.20), quando resolvidas simultaneamente, fornecem os valores da massa, relação de equivalência, temperatura, volume e pressão, para cada zona da câmara de combustão. Estas equações são válidas para todos os processos que ocorrem durante um ciclo, isto é, para os processos de admissão, combustão, descarga e lavagem, e seu comportamento deve ser verificado para cada um destes processos. No entanto, deve-se observar que são necessários modelos complementares para uma correta descrição e simulação, dos processos de combustão, transferência de calor, abertura e fechamento das válvulas e outros que serão descritos mais adiante neste capítulo.

### 3.2 - Combustão.

Para a modelagem do processo de combustão, considera-se que o combustível é injetado diretamente na câmara, após o fechamento da válvula de admissão, num processo semelhante ao que ocorre nos motores a combustão interna de ignição por centelha com injeção direta de combustível (Direct-Injection Stratified-Charge Engine - DICS), onde a injeção ocorre próximo do ponto morto superior, durante o curso de compressão do ar.

Neste tipo de injeção o jato de combustível é direcionado para a região do ignitor (vela), e se mistura com o ar à medida que é injetado. Ao atravessar a região da vela, a mistura formada é inflamada por uma centelha de longa duração e, a partir da ignição, a chama se desenvolve e se propaga através da mistura, ocorrendo uma queima completa (Heywood, 1989). A injeção direta e o direcionamento do jato de combustível permitem numa estratificação do conteúdo da câmara, isto é, da mistura combustível-ar, melhorando consideravelmente o processo de combustão (Kano et al, 1999). Uma representação esquemática do processo de injeção e ignição é mostrada na Figura 3.3 (Hiraki, 1978), onde se observa o direcionamento do combustível para a região do ignitor.

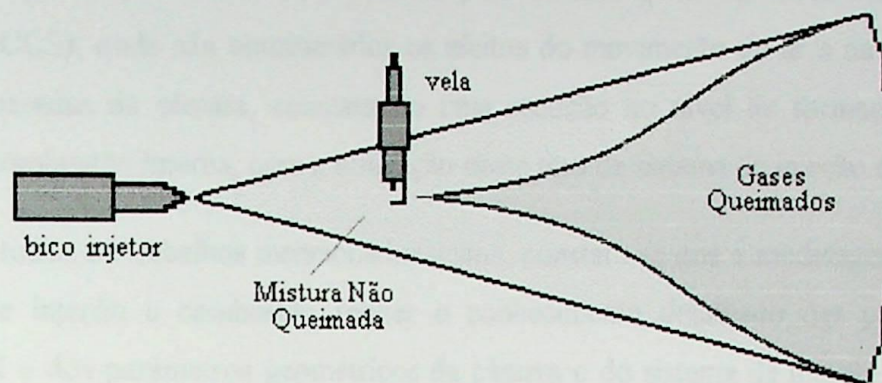


Figura 3.3 - Representação esquemática do processo de injeção e ignição do combustível.

Diversos estudos têm demonstrado que este processo de combustão é grandemente influenciado pelas características do jato de combustível e pela sua correta distribuição no interior da câmara. Neste sentido, Zhao et al (1999) faz uma descrição detalhada dos processos de injeção, atomização e evaporação do combustível para os diversos tipos de sistemas de injeção direta em uso e para os em desenvolvimento, correlacionando estes processo com diversos parâmetros, tais como: propriedades do combustível, pressão de injeção, pressão atmosférica, razão de compressão e velocidade e dimensão das gotículas no jato de combustível.

Nos trabalhos de Hanz et al (1997), Yoshizaki et al (1998), Kano et al (1999) e Kihara et al (1999) também podem ser encontradas análises experimentais e numéricas, que buscam identificar a influência dos parâmetros acima citados no processo de combustão. Estes trabalhos demonstram ainda que este sistema, por possibilitar uma combustão estratificada, pode reduzir grandemente o consumo de combustível e o nível de emissão de poluentes.

Cathcart e Zavier (2000) e Houston e Cathcart (1998), efetuam uma análise detalhada do sistema de injeção direta OCP (Orbital Combustion Process), desenvolvido por uma parceria entre a Siemens Automotive e a Orbital Engine Corporation. Neste sistema, para melhorar a atomização, é injetada uma certa quantidade de ar juntamente com o combustível, o que permite menores pressões de injeção, sem comprometer a formação da mistura e a estratificação dos gases.

Hiraki (1978) apresenta um modelo numérico para a formação do jato de combustível no sistema de injeção direta desenvolvido pela Texaco (Texaco Controlled Combustion System - TCCS), onde são considerados os efeitos do movimento do ar e da colisão do jato contra as paredes da câmara, constatando uma redução no nível de formação de  $\text{NO}_x$  em motores a combustão interna, com a utilização deste tipo de sistema de injeção e queima.

Em todos os trabalhos mencionados acima, constata-se que a modelagem precisa deste processo de injeção e combustão requer o conhecimento detalhado das propriedades do combustível e dos parâmetros geométricos da câmara e do sistema de injeção, bem como de dados experimentais que permitam o ajuste do modelo. No entanto, este processo pode ser representado de forma simplificada pelo fornecimento da fração de combustível queimada em função do tempo ( $x_B$ ), a exemplo do que ocorre nos motores a combustão interna tradicionais, isto é, nos motores onde a mistura combustível-ar é introduzida na câmara durante o processo de admissão (Hiraki, 1978; Houston e Cathcart, 1998; Yoshizaki et al, 1998).

A taxa com que o combustível é queimado, quando se utiliza ignição por centelha, varia de valores próximos de zero, imediatamente após a descarga da centelha, até seu valor máximo, no tempo equivalente à metade da duração da queima (Heywood, 1989; Chan e Zhu, 2000). Assim, o processo de combustão pode ser dividido em dois estágios principais: desenvolvimento da chama e processo de queima rápida. O primeiro estágio tem início com a descarga da centelha e termina quando uma pequena quantidade mensurável de combustível é queimada, sendo fortemente influenciado pelas condições da mistura na região do ignitor. O processo de queima rápida, que se inicia com o final do processo de desenvolvimento da chama e termina com o próprio processo de combustão, é influenciado pelas condições da mistura no interior da câmara.

A fração mássica de combustível queimado, em um dado tempo, pode ser calculada por uma função de Wiebe (Hiraki, 1978; Heywood, 1989; Chan e Zhu, 2000), representada pela Eq. (3.21), onde 'a' e 'm' são constantes que definem o formato da curva (Figura 3.4),  $\Delta t_c$  é a duração do processo de combustão e  $t_{ig}$  instante em que ocorre a ignição do combustível.

$$x_b = 1 - \exp \left[ -a \left( \frac{t - t_{ig}}{\Delta t_c} \right)^{m+1} \right] \quad (3.21)$$

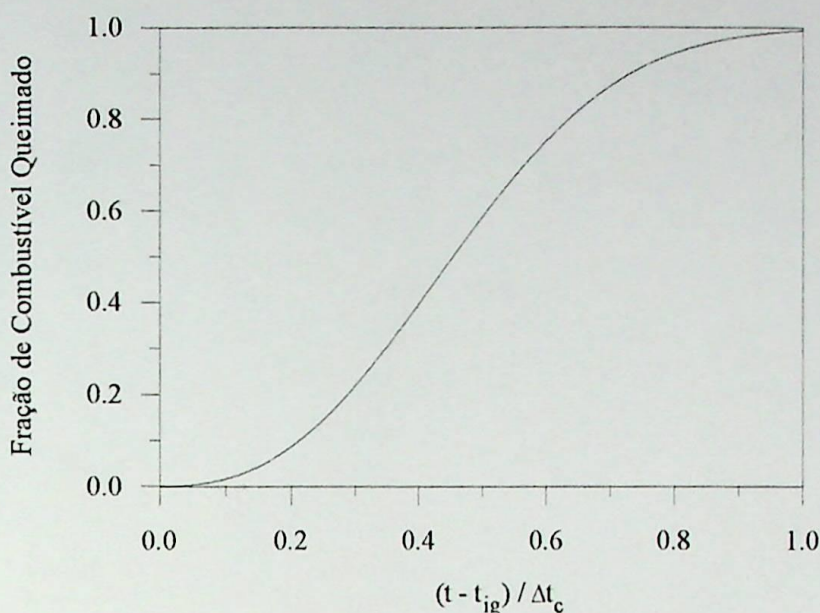


Figura 3.4 - Forma da função de Wiebe ( $a = 1,5$  e  $m = 5,0$ ).

A derivada da função de Wiebe com relação ao tempo, que é integrada, durante a simulação de um ciclo de operação, é dada por:

$$\frac{dx_b}{dt} = a \frac{(m+1)}{\Delta t_c} \left( \frac{t-t_{ig}}{\Delta t_c} \right)^m \exp \left[ -a \left( \frac{t-t_{ig}}{\Delta t_c} \right)^{m+1} \right] \quad (3.22)$$

Na simulação de motores a combustão interna de ignição por centelha, as constantes 'a' e 'm' são geralmente especificadas de forma a ajustar a forma da função de Wiebe a dados obtidos experimentalmente. No entanto, para o caso considerado, não se dispõe de dados experimentais que permitam uma correta especificação destas constantes.

A opção pela utilização da função de Wiebe, mesmo não se dispondo de dados experimentais, se deve ao fato de que a simples alteração dos valores das constantes a e m, permite modificar o perfil de queima do combustível e, portanto, identificar a influência deste perfil sobre os parâmetros de desempenho da turbina a explosão. A alteração do perfil de queima do combustível, expressa pela alteração da forma da função de Wiebe, é mostrada esquematicamente nas figuras abaixo (Figura 3.5 e Figura 3.6).



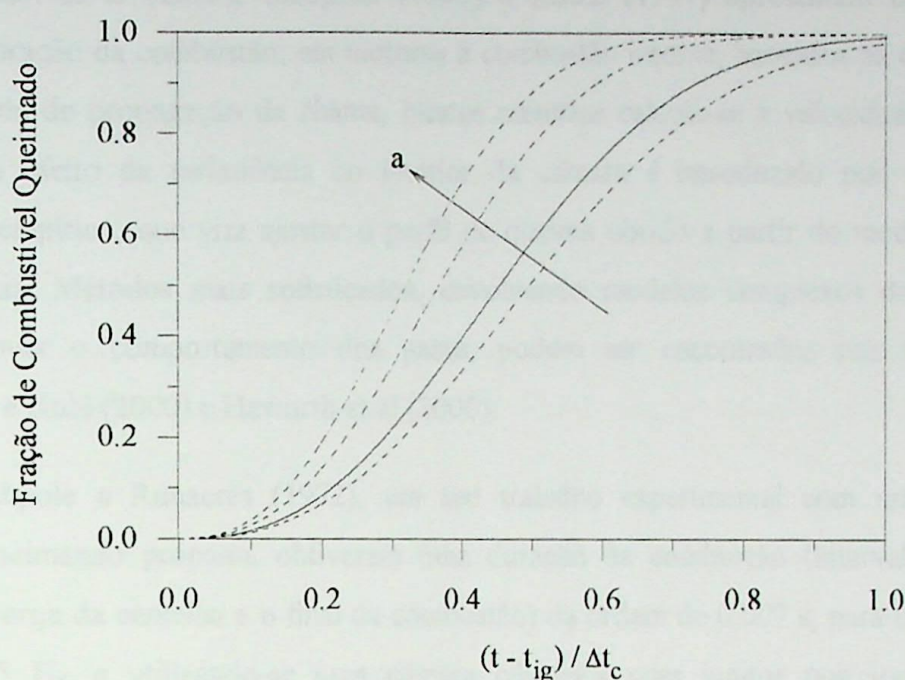


Figura 3.5 - Efeito da Variação da constante 'a' sobre a função de Wiebe.

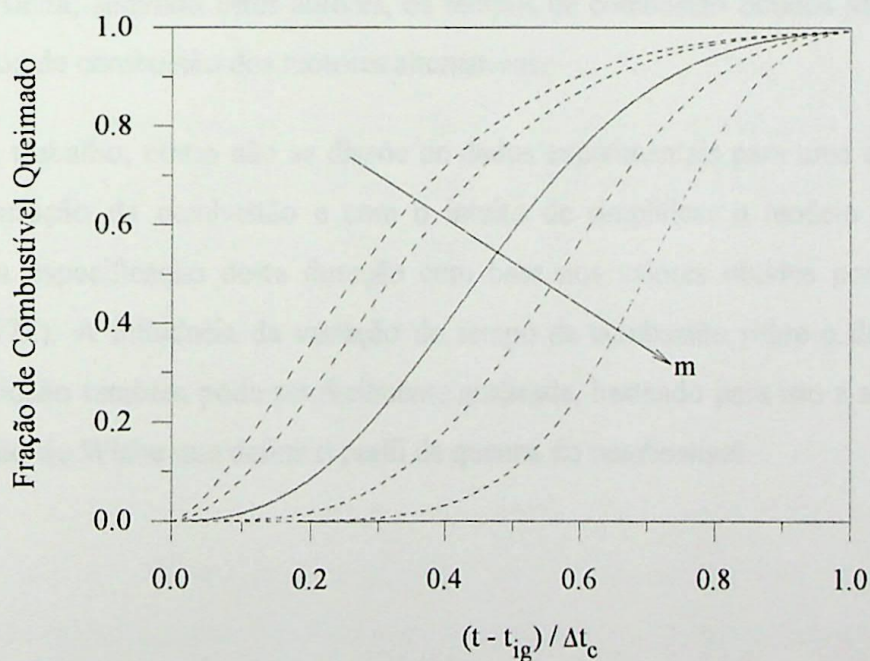


Figura 3.6 - Efeito da Variação da constante 'm' sobre a função de Wiebe.

Como pode ser observado na Eq. (3.21), para o cálculo da fração de combustível queimado deve-se conhecer também a duração do processo de combustão ( $\Delta t_c$ ), sendo que este valor depende da forma e das dimensões da câmara, da posição do ignitor (vela), da pressão, da temperatura e da composição dos gases (combustível, ar e gases residuais).

Benson et al (1975), Campbell (1985) e Hinze (1997) apresentam modelos para estimar a duração da combustão, em motores a combustão interna, baseados na determinação da velocidade de propagação da chama. Nestes métodos calcula-se a velocidade laminar da chama, e o efeito da turbulência no interior da câmara é introduzido por meio de um coeficiente empírico, que visa ajustar o perfil de queima obtido a partir do modelo, a dados experimentais. Métodos mais sofisticados, envolvendo modelos complexos de turbulência para descrever o comportamento dos gases, podem ser encontrados nos trabalhos de Oppenheim e Kuhl (2000) e Haworth et al (2000).

Catchpole e Runacres (1972), em seu trabalho experimental com uma turbina a explosão queimando propano, obtiveram uma duração da combustão (intervalo de tempo entre a descarga da centelha e o final da combustão) da ordem de 0,007 s, para frequência do ciclo de 35 Hz e utilizando-se uma câmara cilíndrica com ignitor posicionado na sua extremidade. Também foi identificado que existe um intervalo de tempo de aproximadamente 0,003 s, entre a descarga da centelha e o início de elevação da pressão na câmara de combustão. Ainda, segundo estes autores, os tempos de combustão obtidos são condizentes com os tempos de combustão dos motores alternativos.

Neste trabalho, como não se dispõe de dados experimentais para uma avaliação mais precisa da duração da combustão e com o intuito de simplificar o modelo desenvolvido, optou-se pela especificação desta duração com base nos valores obtidos por Catchpole e Runacres (1972). A influência da variação do tempo de combustão sobre o desempenho da turbina a explosão também pode ser facilmente analisada, bastando para isto a alteração deste valor na função de Wiebe que define o perfil de queima do combustível.

### **3.3 - Transferência de calor.**

O processo de transferência de calor na câmara de combustão de uma turbina a explosão também será modelado da mesma forma que nos motores a combustão interna de ignição por centelha, uma vez que, além da semelhança geométrica, os processos que ocorrem nas câmaras de combustão destas duas máquinas térmicas são praticamente os mesmos.

Para uma dada massa de combustível, a redução da transferência de calor dos produtos de combustão para as paredes da câmara, durante o processo de queima e descarga, resultará em maiores pressões e temperaturas dos gases, conseqüentemente ocorrerá um aumento na eficiência e no trabalho específico produzido. Segundo Heywood (1989), para um motor a combustão interna de ignição por centelha, uma redução de 10% na transferência de calor dos gases para as paredes da câmara, produzirá um aumento de aproximadamente 3% na eficiência do motor. Assim, a transferência de calor no interior da câmara de combustão é um aspecto que deve ser considerado, quando se almeja uma redução no consumo de combustível e um aumento do trabalho específico útil.

O processo de transferência de calor no interior da câmara de combustão de uma turbina à explosão, assim como nos motores à combustão interna, é um processo intermitente extremamente complexo, envolvendo rápidas variações de pressão, temperatura e velocidades locais dos gases. Nos motores a combustão interna o fluxo de calor assume valores próximos de zero, ou até mesmo negativos, durante o processo de admissão, e alcança valores positivos bastante altos, durante o processo de combustão. Além das variações durante um ciclo de funcionamento, o fluxo de calor para as paredes da câmara também apresenta variações espaciais, devido aos gradientes de temperatura e velocidade existentes na massa gasosa, sendo um processo que freqüentemente requer dados experimentais para a sua correta modelagem (Benson e Whitehouse, 1979; Ferguson, 1986).

Em câmaras de combustão onde a ignição ocorre através de uma centelha, a chama se propaga a partir do ponto de ignição e consome toda a mistura combustível-ar, ao se propagar pela câmara. Apesar da frente de chama ser ligeiramente luminosa, todos os processos intermediários da combustão ocorrem na forma gasosa, não havendo formação de partículas sólidas (carbono), e a radiação se deve principalmente à presença de vapor de água e dióxido de carbono nos gases, mesmo nos casos onde o combustível é injetado diretamente da câmara de combustão (Oppenheim e Kuhl, 2000). Assim, nos motores de ignição por centelha, a perda de calor por radiação pode ser desprezada, quando comparada com os valores da perda de calor por convecção (Alkidas e Myers, 1982; Ferguson, 1986). Resultados semelhantes são apresentados por Richards et al (1994) e Narayanaswami e Richards (1996), para um sistema de combustão pulsante acoplado a uma turbina a gás, onde os efeitos da transferência de calor por radiação também são desprezados em face aos efeitos da convecção.

A transferência de calor por convecção entre os gases e as paredes da câmara de combustão depende da intensidade da turbulência na câmara e do gradiente de temperatura na camada limite. No entanto, devido à dificuldade de se calcular os detalhes da movimentação turbulenta dos gases no interior da câmara, durante um ciclo, geralmente este fluxo de calor é calculado de acordo com a equação abaixo (Hiraki, 1978; Chan e Zhu, 2000):

$$\dot{Q}_w = \alpha_o \sum_{j=1}^n A_{p,j} (T_{g,j} - T_p) \quad (3.23)$$

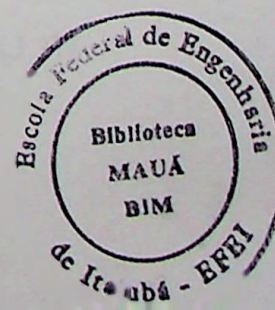
onde  $A_p$  é a área da parede em contato com a câmara de combustão,  $T_g$  é a temperatura dos gases,  $T_p$  é a temperatura da parede e o índice  $j$  se refere às zonas existentes na câmara.

Neste trabalho não é efetuado um estudo da transferência de calor das paredes da câmara para o seu meio de resfriamento, portanto, deve-se especificar a temperatura interna destas paredes para que se possa efetuar o cálculo da transferência de calor. Segundo Heywood (1989), em regiões de câmaras de combustão onde ocorrem altos fluxos de calor, deve-se limitar esta temperatura a valores que não resultem em excessiva fadiga térmica, o que, significa manter esta temperatura em torno de 400 °C, considerando como material o ferro fundido. No entanto, neste trabalho adotou-se a temperatura de 300 °C.

O coeficiente de transferência de calor por convecção ( $\alpha_o$ ), é normalmente calculado a partir do número de Nusselt (Nu), numa correlação semelhante à utilizada para escoamentos turbulentos em dutos (Incropera e DeWitt, 1990).

$$Nu = a_o Re^d Pr^e \quad (3.24)$$

Os trabalhos realizados por Woschini, demonstram que o número de Prandtl (Pr) apresenta pouca variação para os produtos de combustão e para o ar, possuindo valores próximos da unidade. Assim, com uma perda de precisão pouco significativa, pode-se escrever que (Assanis, 1985; Ferguson, 1986):



$$\text{Nu} = a_0 \text{Re}^d \quad (3.25)$$

Para o cálculo do coeficiente de transferência de calor por convecção a partir da Eq. (3.25), deve-se conhecer os valores instantâneos da velocidade dos gases, bem como de suas propriedades (apêndice C), e ainda a dimensão característica, para que se possa determinar o número de Reynolds.

Segundo Ferguson (1986), para motores a combustão interna, onde a câmara de combustão é essencialmente cilíndrica, normalmente utiliza-se como dimensão característica o diâmetro da câmara de combustão, isto é, o diâmetro do cilindro. Assim, neste trabalho a dimensão característica considerada será o diâmetro da câmara de combustão.

Com relação à velocidade dos gases no interior da câmara de combustão, está será considerada como sendo proporcional ao aumento de pressão devido à queima do combustível, a exemplo do que ocorre nos motores à combustão interna. Assim, eliminando-se o termo da velocidade causada pelo movimento do pistão, na expressão proposta por Woschini (Heywood, 1989), obtém-se a expressão abaixo, onde  $\Delta P_c$  corresponde ao aumento de pressão devido à combustão e o índice  $r$  se refere à condição de referência, neste caso, o estado dos gases na câmara antes da queima. A constante  $C_1$  que aparece na Eq. (3.26) é igual a 0,00324, para motores a combustão interna, sendo mantido este valor para o caso considerado.

$$U_g = C_1 \frac{T_r}{P_r} \Delta P_c \quad (3.26)$$

Quando as válvulas da câmara estão abertas o número de Reynolds será determinado em função da vazão mássica de gases por unidade de área da seção transversal da câmara (Ferguson, 1986), como mostrado abaixo:

$$\text{Re} = \frac{\dot{m}_g D_c}{A_c \mu_g} \quad (3.27)$$

Com relação às constantes 'a<sub>0</sub>' e 'd' que aparecem na Eq. (3.25), diversos trabalhos têm sido realizados no sentido de determiná-las a partir de ajustes efetuados nos modelos, com base em dados experimentais. Assanis (1985), afirma que o valor destas constantes varia em função da intensidade da movimentação dos gases no interior da câmara de combustão, e sugere os seguintes valores:

$$0,035 \leq a_0 < 0,13$$

$$0,700 < d \leq 0,80$$

Para a simulação de motores alternativos de ignição por centelha, Heywood (1989) e Chan e Zhu (2000), utilizam 0,035 e 0,8, como valores mais representativos para as constantes 'a<sub>0</sub>' e 'd', respectivamente. Assim em virtude da falta de dados experimentais, que permitam uma avaliação mais precisa destas constantes, serão adotados neste trabalho os valores propostos por Heywood (1989) e Chan e Zhu (2000).

### 3.4 - Lavagem e admissão.

O processo de lavagem normalmente é caracterizado pela relação de lavagem (razão de entrega), sendo esta definida como a razão entre a massa de ar fornecida à câmara em um ciclo ( $m_{sp}$ ) e uma massa de ar de referência ( $m_{ref}$ ), como mostra a Eq. (3.28). Neste trabalho considera-se como massa de referência àquela que ocuparia todo o volume da câmara, caso a pressão e a temperatura fossem iguais às da descarga do compressor.

$$R_{lav} = \frac{m_{sp}}{m_{ref}} \quad (3.28)$$

Para os processos de lavagem reais em motores a combustão interna, à medida que o ar é fornecido, ocorre a mistura do mesmo com os gases contidos na câmara e, em muitos

casos, observa-se também que uma parcela deste fluxo de ar atravessa a câmara sem se misturar com seu conteúdo. Heywood (1989) afirma que existem dois modelos que expressam condições limites para a representação do processo de lavagem. O primeiro modelo, chamado de deslocamento perfeito (perfect displacement), considera que os gases contidos na câmara são deslocados em direção à saída pelo ar fornecido, sem que ocorra a mistura entre os mesmos. O segundo modelo, conhecido como mistura completa (complete mixing), considera que o ar se mistura completamente e uniformemente com os gases contidos na câmara, à medida que é fornecido.

Benson e Whitehouse (1979) propõem um modelo intermediário aos indicados acima, baseado na hipótese de que no início da lavagem a mistura ocorre somente na região próxima da válvula de admissão. Assim, considera-se a existência de duas regiões na câmara de combustão, sendo que em uma região ocorre o deslocamento perfeito e na outra, localizada na entrada do fluxo de ar, ocorre a mistura completa. Neste modelo o processo evolui de uma condição de deslocamento perfeito para uma condição de mistura completa.

Modelos mais complexos para descrever o processo de lavagem são apresentados por Baudequin e Rochele (1980), onde a câmara de combustão do motor é dividida em regiões (zonas) de mistura completa, de deslocamento perfeito, de curto-circuito e também regiões onde não ocorre lavagem. Ainda segundo estes autores, o processo de lavagem sofre grande influência da geometria da câmara de combustão, e os modelos mencionados necessitam de confirmação e ajustes, baseados em dados experimentais.

Para o presente trabalho, como não se dispõe de valores experimentais que permitam identificar a existência de zonas onde não ocorra lavagem ou onde ocorra curto-circuito, o modelo utilizado será aquele proposto por Benson e Whitehouse (1979). Como mencionado acima, neste modelo, o processo de lavagem evolui de uma condição de deslocamento perfeito, para uma condição de mistura completa.

Para a utilização deste modelo deve-se especificar a fração do volume da câmara ocupado inicialmente pela região que passará por um processo de deslocamento perfeito ( $x_v$ ). Assim, os volumes das regiões deslocamento perfeito ( $V_{dp,i}$ ) e mistura completa ( $V_{mc,i}$ ), no instante em que se inicia o processo de lavagem e admissão, são dados pela Eq. (3.29) e (3.30), e esquematizados na Figura 3.7.

$$V_{dp,i} = x_v V_c \quad (3.29)$$

$$V_{mc,i} = (1 - x_v) V_c \quad (3.30)$$

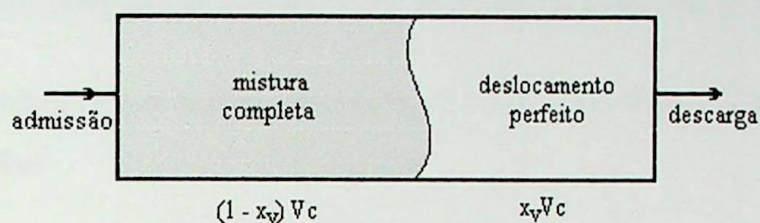


Figura 3.7 - Esquema do modelo de lavagem das câmaras

Durante o processo de lavagem e admissão o volume da região de deslocamento perfeito se torna cada vez menor e, caso o valor da relação de lavagem ( $R_{lav}$ ) permita, esta região se extingue, o que acontece na maioria dos casos. Após a extinção da região de deslocamento perfeito o processo de lavagem com mistura completa passa a predominar em toda a câmara.

Benson e Whitehouse (1979), afirmam que os valores de  $x_v$  variam de 15 a 50 % para o caso de motores a combustão interna, e para verificar a influência da forma do processo de lavagem basta alterar seu valor. É importante observar ainda que ao se adotar o valor zero para  $x_v$ , o processo de lavagem passa a ser do tipo mistura completa durante toda a sua duração.

### 3.5 - Modelagem dos dutos.

As equações que governam o escoamento no interior dos dutos (Figura 3.8), os quais conectam a descarga do compressor com as câmaras de combustão e estas com a entrada da turbina, são obtidas a partir das seguintes hipóteses simplificadoras (Chen et al, 1992; Pearson e Winterbone, 1997):



- (i) A variação da área transversal do duto ( $A$ ), ao longo do seu comprimento, é considerada contínua e suave. Caso exista uma variação brusca de seção transversal, consideram-se dois dutos conectados no ponto onde ocorre a variação de seção;
- (ii) A pressão ( $p$ ), a massa específica ( $\rho$ ) e a velocidade ( $u$ ), isto é, as propriedades do gás, são consideradas uniformes sobre uma seção transversal do duto;
- (iii) Considera-se que o fluido que escoar no interior dos dutos se comporta como um gás ideal;
- (iv) Não é considerada a transferência de calor entre parcelas adjacentes do escoamento. No entanto, considera-se que ocorre transferência de calor e atrito entre os gases e as paredes dos dutos;

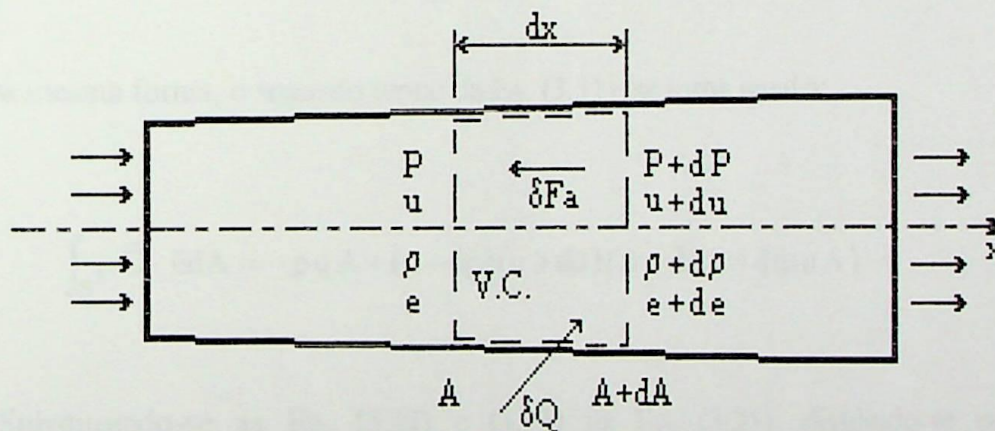


Figura 3.8 - Representação esquemática de um duto.

Para o caso considerado neste trabalho as propriedades do gás variam significativamente com relação ao tempo. Portanto, o escoamento esquematizado na Figura 3.8, quando submetido às hipóteses acima, é chamado de escoamento compressível, não permanente, quase-unidimensional.

### 3.5.1 - Equação da continuidade para o escoamento nos dutos.

A equação da continuidade, na sua forma integral, é dada pela equação abaixo (Anderson, 1995), onde  $\vec{n}$  é um vetor unitário normal à superfície de controle, apontando para fora do volume de controle.

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dV + \int_S \rho \vec{U} \cdot \vec{n} dA = 0 \quad (3.31)$$

O primeiro termo desta equação, quando aplicado ao volume de controle da Figura 3.8, no caso limite, quando  $dx$  tende a zero, resulta na Eq. (3.32), onde  $A dx$  é o volume do VC.

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dV = \frac{\partial}{\partial t} (\rho A dx) \quad (3.32)$$

Da mesma forma, o segundo termo da Eq. (3.31), se torna igual a:

$$\int_S \rho \vec{U} \cdot \vec{n} dA = -\rho u A + (\rho + d\rho)(u + du)(A + dA) = d(\rho u A) \quad (3.33)$$

Substituindo-se as Eq. (3.32) e (3.33) na Eq. (3.31), dividindo-se por  $dx$ , e considerando o caso limite onde  $dx$  tende a zero, obtém-se:

$$\frac{\partial(\rho A)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u A)}{\partial x} = 0 \quad (3.34)$$

A expansão das derivadas da área do duto ( $A$ ) com relação ao espaço ( $x$ ) e ao tempo ( $t$ ) resulta finalmente na equação da continuidade, para um escoamento considerado na Figura 3.8, na forma procurada.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} = -\rho u \frac{d \ln A}{dx} \quad (3.35)$$

### 3.5.2 - Equação da quantidade de movimento para o escoamento nos dutos.

A equação da quantidade de movimento na forma integral, para o caso do duto da Figura 3.8, é dada pela equação abaixo (Anderson, 1995).

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho u dV + \int_S (\rho u \bar{U}) \cdot \bar{n} dA = - \int_S (P dA)_x + F_a \quad (3.36)$$

As integrais do lado esquerdo da Eq. (3.36) são calculadas da mesma forma que no caso anterior, portanto:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V (\rho u) dV = \frac{\partial}{\partial t} (\rho u A dx) \quad (3.37)$$

$$\int_S (\rho u \bar{U}) \cdot \bar{n} dA = -(\rho u^2 A) + (\rho + d\rho)(u + du)^2 (A + dA) \quad (3.38)$$

O cálculo do termo referente às forças de pressão atuando na direção  $x$ , isto é, o primeiro termo do lado esquerdo da Eq. (3.36), é dado por:

$$\int_S (P dA)_x = -P A + (P + P)(A + dA) - 2P \left( \frac{dA}{2} \right) \quad (3.39)$$

Os efeitos do atrito ( $F_a$ ) manifestam-se como uma força atuando na direção oposta a do escoamento, como pode ser observado na Figura 3.8, assim pode-se escrever que:

$$F_a = -\rho g dx A \quad (3.40)$$

onde:

$$g = \frac{4f u |u|}{D 2} \quad (3.41)$$

Segundo Assanis (1985), o fator de atrito (f) é dado por:

$$f = \frac{0.046}{Re^{0.2}} \quad (3.42)$$

Substituindo as Eq. (3.37) a (3.40) na Eq. (3.36), desprezando os termos que envolvem produtos de diferenciais, dividindo-se por dx e considerando o caso limite, onde dx tende a zero, tem-se:

$$\frac{\partial(\rho u A)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u^2 A)}{\partial x} = -A \frac{\partial P}{\partial x} - \rho g A \quad (3.43)$$

Sabe-se que:  $\frac{\partial(PA)}{\partial x} = P \frac{\partial A}{\partial x} + A \frac{\partial P}{\partial x}$ , logo a Eq. (3.43) pode ser escrita como:

$$\frac{\partial(\rho u A)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u^2 A + pA)}{\partial x} = P \frac{\partial A}{\partial x} \quad (3.44)$$

Expandindo a equação acima obtém-se a forma procurada da equação da quantidade de movimento, como mostrado a seguir.

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u^2 + P)}{\partial x} = -\rho u^2 \frac{\partial \ln A}{\partial x} - \rho g \quad (3.45)$$

### 3.5.3 - Equação da energia para o escoamento nos dutos.

A equação da energia na forma integral para o escoamento mostrado na Figura 3.8, onde considera-se que existe transferência de calor somente entre os gases e as paredes do duto, é dada por (Anderson, 1995):

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \left( e + \frac{u^2}{2} \right) dV + \int_S \rho \left( e + \frac{u^2}{2} \right) \bar{U} \cdot \bar{n} dA + \mathbf{Q} = \int_S (P\bar{U}) \cdot \bar{n} dA \quad (3.46)$$

Quando considerando o volume de controle mostrado na Figura 3.8, as integrais da equação acima podem ser calculadas de forma análoga à dos casos anterior, portanto, o desenvolvimento destas integrais resulta em:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left[ \rho \left( e + \frac{u^2}{2} \right) A dx \right] - \rho \left( e + \frac{u^2}{2} \right) u A + \\ & + (\rho + d\rho) \left[ e + de + \frac{(u + du)^2}{2} \right] (u + du)(A + dA) - \rho q A dx = \quad (3.47) \\ & - \left[ -P u A + (P + dP)(u + du)(A + dA) - 2 \left( P u \frac{dA}{2} \right) \right] \end{aligned}$$

Desprezando os termos que envolvem produtos de diferenciais, dividindo por  $dx$  e considerando o caso limite, onde  $dx$  tende a zero, tem-se:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[ \rho \left( e + \frac{u^2}{2} \right) A \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \rho \left( e + \frac{u^2}{2} \right) u A + p u A \right] = \rho q A \quad (3.48)$$

Para um gás perfeito, a energia interna ( $e$ ), é dada por:  $e = \frac{RT}{\gamma - 1} = \frac{P}{\rho(\gamma - 1)}$  (3.49)

Substituindo a Eq. (3.49) na (3.48), obtém-se:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[ \left( \frac{\rho u^2}{2} + \frac{P}{\gamma-1} \right) A \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \left( \frac{\rho u^2}{2} + \frac{\gamma P}{\gamma-1} \right) u A \right] = \rho q A \quad (3.50)$$

Finalmente, expandindo as derivadas da área do duto chega-se à equação da energia para o escoamento mostrado esquematicamente na Figura 3.8.

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\rho u^2}{2} + \frac{P}{\gamma-1} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left[ u \left( \frac{\rho u^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma-1} P \right) \right] = -u \left( \frac{\rho u^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma-1} P \right) \frac{d \ln A}{dx} + \rho q \quad (3.51)$$

Segundo Morimune et al (1982), o termo referente à transferência de calor para as paredes dos dutos ( $q$ ), é dado por:

$$q = \frac{2f}{D} c_{p,g} |u| (T_p - T) \quad (3.52)$$

#### 3.5.4 - Composição dos gases.

Segundo Takizawa et al (1982) e Bozza et al (1995), a composição dos gases, nos coletores de descarga de motores a combustão interna, pode ser expressa em função da relação de equivalência combustível-ar ( $\phi$ ), ou das frações mássicas de gases e combustível. Portanto, como a função dos dutos em questão é muito semelhante a destes coletores, a equação de transporte para os gases, utilizada neste trabalho, será a proposta por Takizawa et al (1982).

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u\phi)}{\partial x} = -\rho u\phi \frac{d \ln A}{dx} \quad (3.53)$$

As equações (3.35), (3.45), (3.51) e (3.53) que regem o escoamento quase-unidimensional, não permanente, esquematizado na Figura 3.8, formam um sistema hiperbólico, não-linear, de equações diferenciais parciais de primeira ordem. Este sistema pode ser escrito da seguinte forma:

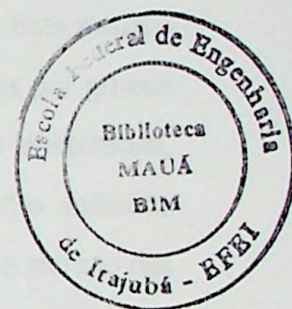
$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} = \mathbf{S} \quad (3.54)$$

onde:

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \frac{\rho u^2}{2} + \frac{p}{\gamma-1} \\ \rho \phi \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{F} = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ u \left( \frac{\rho u^2}{2} + \frac{\gamma p}{\gamma-1} \right) \\ \rho u \phi \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{S} = - \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ u \left( \frac{\rho u^2}{2} + \frac{\gamma p}{\gamma-1} \right) \\ \rho u \phi \end{bmatrix} \frac{d \ln A}{dx} + \begin{bmatrix} 0 \\ -\rho g \\ \rho q \\ 0 \end{bmatrix}$$



Como o sistema de equações descrito acima, isto é, o sistema formado pelas equações da continuidade, quantidade de movimento, energia e transporte para os gases, não possui solução analítica conhecida, o mesmo deve ser resolvido através de um método numérico (Anderson, 1995).

O desenvolvimento de métodos numéricos para o estudo de escoamentos unidimensionais, não permanentes, começou a receber uma atenção especial, por volta de

1960, visando a modelagem de coletores de admissão e descarga de motores alternativos superalimentados e, desde então, uma grande variedade de métodos com esta finalidade têm sido propostos por pesquisadores, em empresas e universidades, de todo o mundo.

Inicialmente o método conhecido como "Filling and Emptying" era largamente utilizado para modelar os motores a combustão interna, sendo que neste método o motor é tratado como uma série de volumes que podem trocar massa e energia. No entanto, tal método não considera os efeitos da dinâmica dos gases nos dutos que conectam os elementos do motor, o que acabou por restringir sua aplicação (Vandevoorde et al, 2000).

O método das Características foi o primeiro método baseado na técnica de diferenças finitas, a ser utilizado para a simulação dos efeitos da dinâmica dos gases em coletores de admissão e descarga de motores a combustão interna (Bullaty e Niessner, 1985). Este método se tornou a base para o desenvolvimento de programas computacionais utilizados por grupos de pesquisa e empresas ligadas à área automotiva de todo o mundo (Pearson e Winterbone, 1997). Sua importância não é somente histórica, pois na grande maioria dos métodos utilizados hoje em dia o tratamento das condições de contorno utiliza como base o método das Características, como será descrito mais adiante neste capítulo.

Nos últimos vinte anos diversos métodos de diferenças finitas, utilizando as equações governantes na forma conservativa, têm substituído o método das Características, sendo que os métodos baseados em diferenças centrais, de precisão de segunda ordem no tempo e no espaço, se tornaram os mais populares (Azuma, et al, 1983; Zhang e Tabarrok, 1999).

Heywood (1989) afirma que os métodos de diferenças finitas têm se mostrado mais eficiente e flexíveis que o método das Características, para a simulação de escoamentos não permanentes no interior de dutos. Os estudos de Onorati et al (1993) e Pearson e Winterbone (1997), mostraram que os esquemas de diferenças finitas centrais possuem maior capacidade de identificar a existência de pequenas oscilações de pressão, quando comparados com métodos de precisão de primeira ordem, como é o caso do método das Características.

Dentre os métodos de diferenças finitas, os métodos de Lax-Wendroff de 1 Passo, o de Lax-Wendroff de 2 Passos e o de MacCormack são os mais difundidos (Zhang e Tabarrok, 1999), sendo que diversos trabalhos apresentam comparações entre os resultados obtidos pela aplicação destes métodos, na simulação de escoamento em coletores de admissão e exaustão



de motores (Takizawa et al, 1982; Poloni et al, 1987, Chen et al, 1992; Monteiro e Barbosa, 2000).

No trabalho de Chen et al (1992) é feita uma comparação entre os métodos “Filling and Emptying”, Lax-Wendroff de 2 Passos, Acústico e Harten-Lax-Leer. Entre as conclusões apresentadas, pode-se citar a de que o método de Lax-Wendroff de 2 Passos é o mais lento de todos os métodos comparados, porém é o que apresenta melhores resultados em termos de precisão. Ainda com relação à velocidade, Poloni et al (1987) apresentam uma comparação entre o método de Lax-Wendroff de 2 Passos e o método das Características, e afirmam que o método de Lax-Wendroff é até duas vezes mais rápido que o método das Características.

Em seus estudos, Pearson e Winterbone (1997) e Vandevoorde et al (2000) concluem que os métodos de Lax-Wendroff de 1 e 2 Passos e o método de MacCormack, que são métodos de precisão de segunda ordem, apresentam oscilações numéricas em regiões próximas a descontinuidades, isto é, regiões próximas a grandes gradientes. Porém, afirmam que estas oscilações podem ser minimizadas pela utilização de um algoritmo apropriado.

Pearson e Winterbone (1997) e Bulaty e Niessner (1985) sugerem a utilização do método denominado “Flux Corrected Transport (FCT)” para a eliminação das oscilações numéricas mencionadas acima. Segundo estes autores, a utilização do método de Lax-Wendroff de 1 Passo com posterior correção das oscilações pelo método FCT, produz bons resultados em termos do compromisso entre precisão e tempo, portanto este será o método de diferenças finitas adotado neste trabalho.

Deve-se observar que para facilitar a manipulação de descontinuidades, como por exemplo, ondas de choque, na aplicação dos métodos de diferenças finitas, as equações que governam o escoamento devem ser utilizadas na sua forma conservativa, como apresentado no sistema de Eq. (3.54) (Chen et al, 1992).

### **3.5.5 - Método de Lax-Wendroff.**

Este método é obtido pelo desenvolvimento de  $U$ , na Eq. (3.54), em séries de Taylor, com relação ao tempo, o que resulta na Eq. (3.55), onde os índices  $t$  e  $i$ , fazem referência à malha utilizada na discretização, como pode ser observado na Figura 3.9.

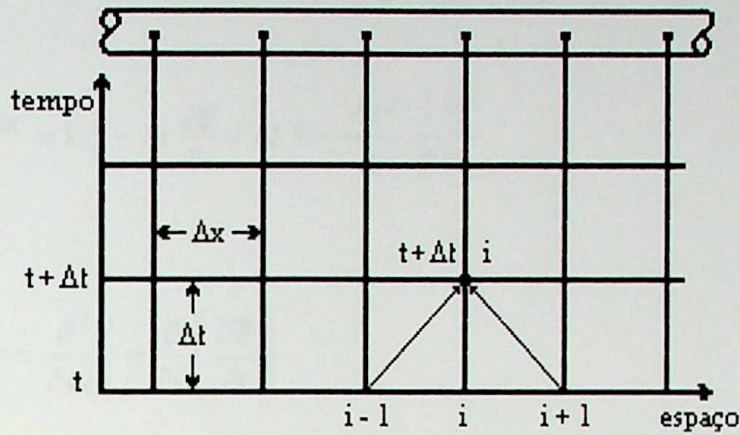


Figura 3.9 - Malha utilizada na discretização dos dutos para o método de Lax-Wendroff de 1 Passo.

$$U_i^{t+\Delta t} = U_i^t + \Delta t \left( \frac{\partial U}{\partial t} \right)_i^t + \frac{\Delta t^2}{2} \left( \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} \right)_i^t + O \Delta t^3 \quad (3.55)$$

Isolando a derivada de  $U$ , com relação ao tempo na Eq. (3.54), resulta em:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = -\frac{\partial F}{\partial x} + S \quad (3.56)$$

Segundo (Bulaty e Niessner, 1985; Zhang e Tabarrok, 1999) os efeitos do termo fonte ( $S$ ) podem ser desprezados para o cálculo da derivada de segunda ordem de  $U$ , portanto tem-se que:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial U}{\partial t} \right) = \frac{\partial}{\partial t} \left( -\frac{\partial F}{\partial x} \right) \quad (3.57)$$

Substituindo-se as Eq. (3.56) e (3.57) na Eq. (3.55), obtém-se:

$$U_i^{t+\Delta t} = U_i^t + \Delta t \left( -\frac{\partial F}{\partial x} + S \right) + \frac{\Delta t^2}{2} \frac{\partial}{\partial t} \left( -\frac{\partial F}{\partial x} \right) = \quad (3.58)$$

$$U_i^{t+\Delta t} = U_i^t - \Delta t \frac{\partial F}{\partial x} + \Delta t S - \frac{\Delta t^2}{2} \frac{\partial^2 F}{\partial t \partial x}$$

mas:

$$\frac{\partial^2 F}{\partial t \partial x} = \frac{\partial^2 F}{\partial x \partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial F}{\partial t} \right) \quad (3.59)$$

Como F é dado em função somente de U, tem-se que:

$$\frac{\partial F}{\partial t} = \frac{\partial F}{\partial U} \frac{\partial U}{\partial t} \quad (3.60)$$

Portanto, a substituindo-se da Eq. (3.60) na (3.59), desprezando-se os efeitos do termo fonte (S), obtém-se:

$$\frac{\partial^2 F}{\partial t \partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial F}{\partial U} \frac{\partial U}{\partial t} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left[ \mathbf{B} \left( -\frac{\partial F}{\partial x} \right) \right] \quad (3.61)$$

onde B é o jacobiano de F com relação a U, que é dado pela matriz abaixo, com seus respectivos elementos (Chen et al, 1992; Hoffman e Chiang, 1993):

$$\mathbf{B} = \frac{\partial F}{\partial U} = \begin{bmatrix} b_{1,1} & b_{1,2} & b_{1,3} & b_{1,4} \\ b_{2,1} & b_{2,2} & b_{2,3} & b_{2,4} \\ b_{3,1} & b_{3,2} & b_{3,3} & b_{3,4} \\ b_{4,1} & b_{4,2} & b_{4,3} & b_{4,4} \end{bmatrix} \quad (3.62)$$

$$b_{1,1} = 0$$

$$b_{1,2} = 1$$

$$b_{1,3} = 0$$

$$b_{1,4} = 0$$

$$b_{2,1} = u^2 \frac{\gamma - 3}{2}$$

$$b_{2,2} = (3 - \gamma)u$$

$$b_{2,3} = \gamma - 1$$

$$b_{2,4} = 0$$

$$b_{3,1} = u^3 \left( \frac{\gamma}{2} - 1 \right) - \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{P}{\rho} u$$

$$b_{3,2} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{P}{\rho} - \left( \gamma - \frac{3}{2} \right) u^2$$

$$b_{3,3} = \gamma u$$

$$b_{3,4} = 0$$

$$b_{4,1} = -u\phi$$

$$b_{4,2} = \phi$$

$$b_{4,3} = 0$$

$$b_{4,4} = u$$

Substituindo as Eq. (3.61) na Eq. (3.58), tem-se:

$$\mathbf{U}_i^{t+\Delta t} = \mathbf{U}_i^t - \Delta t \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \Delta t \mathbf{S} - \frac{\Delta t^2}{2} \frac{\partial}{\partial x} \left[ \mathbf{B} \left( -\frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} \right) \right] \quad (3.63)$$

Utilizando diferenças centrais, para expressar as derivadas com relação à  $x$ , tem-se (Chen et al, 1992):

$$\frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} = \frac{\mathbf{F}_{i+1}^t - \mathbf{F}_{i-1}^t}{2\Delta x} \quad (3.64)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \mathbf{B} \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} \right) = \frac{1}{2 \Delta x^2} \left[ \left( \mathbf{B}_{i+1}^t + \mathbf{B}_i^t \right) \left( \mathbf{F}_{i+1}^t - \mathbf{F}_i^t \right) - \left( \mathbf{B}_i^t + \mathbf{B}_{i-1}^t \right) \left( \mathbf{F}_i^t - \mathbf{F}_{i-1}^t \right) \right] \quad (3.65)$$

A substituição das Eq. (3.64) e (3.65) na Eq. (3.63), resulta finalmente na equação, em diferenças finitas, para representar a Eq. (3.54), segundo o método de Lax-Wendroff de 1 Passo.

$$\begin{aligned} \mathbf{U}_i^{t+\Delta t} = & \mathbf{U}_i^t - \frac{\lambda}{2} \left( \mathbf{F}_{i+1}^t - \mathbf{F}_{i-1}^t \right) + \Delta t \mathbf{S}_i^t + \\ & + \frac{\lambda}{4} \left[ \left( \mathbf{B}_{i+1}^t + \mathbf{B}_i^t \right) \left( \mathbf{F}_{i+1}^t - \mathbf{F}_i^t \right) - \left( \mathbf{B}_i^t + \mathbf{B}_{i-1}^t \right) \left( \mathbf{F}_i^t - \mathbf{F}_{i-1}^t \right) \right] \end{aligned} \quad (3.66)$$

onde:  $\lambda = \frac{\Delta t}{\Delta x}$

### 3.5.6 - Método “Flux Corrected Transport (FCT)”.

Segundo Chen et al (1992) e Monteiro e Barbosa (2000), este método pode ser utilizado com grande eficiência na minimização das oscilações da solução numérica, em regiões próximas de descontinuidades, portanto optou-se por sua utilização neste trabalho. Para a aplicação do método, devem ser seguidos os passos descritos a seguir.

Primeiramente utiliza-se um método de diferenças finitas, no caso o método de Lax-Wendroff de 1 Passo, para calcular o vetor  $\mathbf{U}$ , no instante  $t+\Delta t$ , como descrito no item anterior. Este estágio é comumente denominado de “Transport Stage”, e o vetor  $\mathbf{U}$ , obtido pela aplicação do método de Lax-Wendroff, é representado aqui por  $\mathbf{U}^{t+\Delta t}$ .

O objetivo do estágio seguinte, estágio de difusão (“Diffusion Stage”), é a redução das oscilações causadas pela dispersão numérica. Para tal, define-se um operador linear de difusão de segunda ordem, que impõe um amortecimento numérico na solução, da seguinte forma (Bullaty e Niessner, 1985; Hoffman e Chiang, 1993):

$$\tilde{U}^{t+\Delta t} = U^{t+\Delta t} + D(U^t) \quad (3.67)$$

sendo que o operador do estágio de difusão  $D(U^t)$ , é dado por:

$$D(U^t) = \Phi_{i+1/2}(U) - \Phi_{i-1/2}(U) \quad (3.68)$$

e, por sua vez,  $\Phi$  é calculado pela equação abaixo, onde  $\omega$  é uma constante positiva, com valor próximo de 1.

$$\Phi_{i+1/2}(U) = \frac{\omega}{4}(U_{i+1} - U_i) \quad (3.69)$$

A parte essencial deste método é o estágio de antidifusão (“anti-diffusion stage”), que consiste de uma operação não-linear para a remoção do excesso de difusão, introduzido no estágio anterior. Segundo Pearson e Winterbone (1997), a operação de antidifusão é dada por:

$$\bar{U}^{t+\Delta t} = \tilde{U}^{t+\Delta t} + A(\tilde{U}^{t+\Delta t}) \quad (3.70)$$

O operador  $A(\tilde{U}^{t+\Delta t})$  é calculado pela Eq. (3.71).

$$A(U^{t+\Delta t}) = -\Psi(U_{i+1/2}) + \Psi(U_{i-1/2}) \quad (3.71)$$

O cálculo do operador não linear  $\Psi(U_{i+1/2})$ , que envolve o fator  $q$ , é dado por:

$$\Psi(U_{i+1/2}) = s \text{Max} \left[ 0.0, \text{Min} \left( q s \Delta \tilde{U}_{i-1/2}, \frac{q}{5} |\Delta \tilde{U}_{i+1/2}|, q s \Delta \tilde{U}_{i+3/2} \right) \right] \quad (3.72)$$

onde: 
$$s = \frac{\Delta U_{i+1/2}}{|\Delta U_{i+1/2}|}$$

$$\Delta U_{i+1/2} = \tilde{U}_{i+1}^{t+\Delta t} - \tilde{U}_i^{t+\Delta t}$$

$$\Delta U_{i+3/2} = \tilde{U}_{i+2}^{t+\Delta t} - \tilde{U}_{i+1}^{t+\Delta t}$$

A Eq (3.72) toma a forma das Eq. (3.73) e (3.74), respectivamente, para o segundo e penúltimo pontos da malha em que foi dividido o duto (Pearson e Winterbone, 1997).

$$\Psi(U_{i-1/2}) = s \text{ Max} \left[ 0.0, \text{Min} \left( \frac{q}{5} |\Delta \tilde{U}_{i-1/2}|, q s |\Delta \tilde{U}_{i+1/2}| \right) \right] \quad (3.73)$$

$$\Psi(U_{i+1/2}) = s \text{ Max} \left[ 0.0, \text{Min} \left( q s |\Delta \tilde{U}_{i-1/2}|, \frac{q}{5} |\Delta \tilde{U}_{i+1/2}| \right) \right] \quad (3.74)$$

Bulaty e Niessner (1985) afirmam que as oscilações numéricas podem ser completamente eliminadas utilizando-se um valor de  $\omega$  igual ou maior que 1/2. O valor utilizado, por estes autores, para a constante  $q$  é igual 5/8.

### 3.5.7 - Critério de estabilidade.

A estabilidade da solução do sistema de equações diferenciais parciais hiperbólicas, que rege o escoamento nos dutos, geralmente é determinada através do número de Courant (C), o qual deve ser menor que 1, conforme a Eq. (3.75) (Hirsch, 1994).

$$C = (c + |u|) \frac{\Delta t}{\Delta x} \leq 1 \quad (3.75)$$

A condição de estabilidade utilizada, também conhecida como condição de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL), determina que o passo de tempo ( $\Delta t$ ) não seja superior ao mínimo passo de tempo, determinado pelo número de Courant, para todas as malhas utilizadas na solução do problema. Assim, como os valores de  $u$  e  $c$  são conhecidos para cada ponto da malha utilizada, para que o valor do incremento temporal satisfaça a condição de Courant-Friedrichs-Lewy, deve-se obedecer à seguinte expressão:

$$\Delta t \leq \text{Min} \left( \frac{\Delta x}{c + |u|} \right) \quad (3.76)$$

Chen et al (1992) menciona que a diminuição do número de Courant, ao mesmo tempo em que melhora a estabilidade do método, provoca um aumento da difusão numérica, comprometendo os resultados obtidos, no que diz respeito ao formato das ondas de pressão. Estes mesmos autores afirmam que um passo de tempo, selecionado de forma que  $C$  esteja entre 0,7 e 0,8, resulta em um bom compromisso entre a estabilidade do método e a preservação do formato das ondas.

### 3.5.8 - Condições de contorno utilizadas na modelagem dos dutos.

O método de Lax-Wendroff descrito anteriormente não pode ser utilizado para o cálculo das propriedades de um ponto da malha localizado sobre a extremidade de um duto, portanto devem ser especificadas condições de contorno de acordo com o tipo de extremidade. Neste trabalho utiliza-se o método das características, juntamente com um equacionamento particular para cada caso, para a solução do escoamento nos pontos da malha localizados sobre a extremidade do duto.

Neste trabalho, para a utilização do método das características considera-se que o escoamento é quase-unidimensional e que o fluido se comporta como um gás perfeito, logo as equações que governam este escoamento são as Eq. (3.35), (3.45) e (3.51). No entanto, para a aplicação do método das características, estas equações necessitam ser colocadas de uma forma mais conveniente, como é mostrado abaixo:



A expansão de todos os termos da equação da continuidade (Eq. (3.35)) e da equação da quantidade de movimento (Eq. (3.45)), resulta nas Eq. (3.77) e (3.78), respectivamente:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} = -\rho u \delta \quad (3.77)$$

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial P}{\partial x} = -\rho g \quad (3.78)$$

onde: 
$$\delta = \frac{d \ln A}{dx}$$

Para um gás perfeito, a energia interna é dada pela Eq. (3.49), reescrita e renumerada, abaixo:

$$e = \frac{P}{\rho(\gamma - 1)} \quad (3.79)$$

Substituindo-se a Eq. (3.79) na equação da energia e efetuando algumas manipulações algébricas, obtém-se:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\rho u^2}{2} + \frac{P}{\gamma - 1} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left( \rho u \frac{u^2}{2} + \frac{uP}{\gamma - 1} + uP \right) = \rho q - \left( \rho u \frac{u^2}{2} + \frac{uP}{\gamma - 1} + uP \right) \delta \quad (3.80)$$

A expansão de todos os termos da equação acima e a substituição das Eq. (3.77) e (3.78), resulta em:

$$\frac{\partial P}{\partial t} + u \frac{\partial P}{\partial x} - \frac{\gamma P}{\rho} \left( \frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) = (\gamma - 1)(\rho u g + \rho q) \quad (3.81)$$

A velocidade do som, considerando-se um gás perfeito sofrendo um processo isentrópico, é dada por:

$$c^2 = \left( \frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_s = \frac{\gamma P}{\rho} \quad (3.82)$$

Introduzindo-se a Eq. (3.82) na Eq. (3.81), obtém-se finalmente:

$$\frac{\partial P}{\partial t} + u \frac{\partial P}{\partial x} - c^2 \left( \frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) = (\gamma - 1)(\rho u g + \rho q) \quad (3.83)$$

O sistema formado pelas equações diferenciais (3.77), (3.78) e (3.83), pode ser convertido em um conjunto de equações diferenciais ordinárias definidas ao longo de linhas no plano físico espaço-tempo (x-t), conhecidas como curvas características. Para o sistema de equações considerado, as curvas características são dadas por (Benson et al, 1975; Zucrow e Hoffman, 1977; Velásquez, 1998):

$$\left( \frac{dt}{dx} \right)_{\pm} = \lambda_{\pm} = \frac{1}{u \pm c} \quad (\text{linhas características de Mach, } C_{\pm}) \quad (3.84)$$

$$\frac{dt}{dx} = \lambda_0 = \frac{1}{u} \quad (\text{linha característica da trajetória, } C_0) \quad (3.85)$$

Uma propriedade das curvas características de Mach ( $C_{\pm}$ ) é que elas constituem o caminho através do qual as informações se propagam em um escoamento. Assim, a velocidade de propagação ao longo de  $C_+$  e  $C_-$  é dada por:

$$\left( \frac{dx}{dt} \right)_{\pm} = u \pm c \quad (3.86)$$

Combinando as equações da continuidade, quantidade de movimento e energia com as equações das curvas características, obtém-se as equações de compatibilidade física ao longo das curvas características.

$$\frac{dP}{dt} + \rho c \frac{du}{dt} = -\rho u c^2 \delta + c\beta + \psi \quad \text{ao longo de } C_+ \quad (3.87)$$

$$\frac{dP}{dt} - \rho c \frac{du}{dt} = -\rho u c^2 \delta - c\beta + \psi \quad \text{ao longo de } C_- \quad (3.88)$$

$$\frac{dP}{dx} - c^2 \frac{d\rho}{dx} = \frac{\psi}{u} \quad \text{ao longo de } C_0 \quad (3.89)$$

onde:  $\beta = -\rho g$  e  $\psi = (\gamma - 1)(\rho u g + \rho q)$

Para a determinação das propriedades em um determinado ponto do escoamento devem ser identificadas as três curvas características que interceptam o mesmo, pois desta forma, através da solução simultânea das equações de compatibilidade, obtém-se os valores das propriedades no ponto especificado (Vianna et al, 1996).

### 3.5.8.1 - Solução numérica pelo método das características.

A solução numérica é obtida através da discretização das equações das curvas características e de compatibilidade por diferenças finitas e utilizando um processo de evolução temporal inversa, sendo que o algoritmo numérico utilizado é baseado no método Predictor-Corrector de Euler (Zucrow e Hoffman, 1977).

A Figura 3.10 mostra esquematicamente a malha utilizada, que é formada pela divisão do comprimento do duto, através do qual ocorre o escoamento, em  $n$  nós. Nesta figura pode-se visualizar a interseção das três curvas características sobre o ponto 6 no instante  $t + \Delta t$ , cujas propriedades desejam ser determinadas.

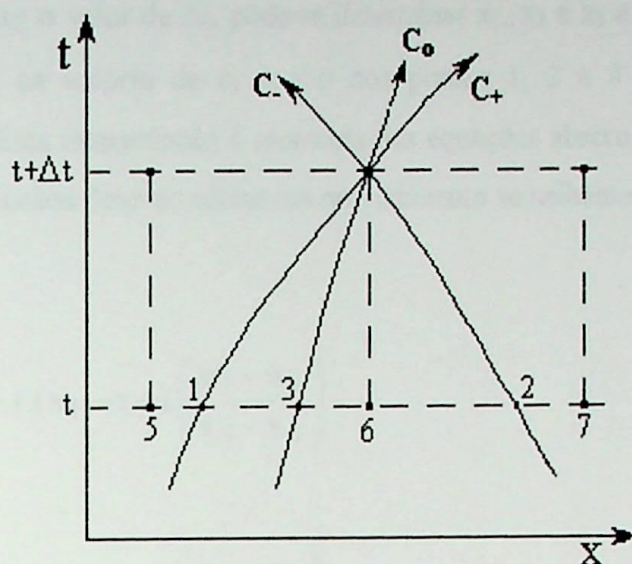
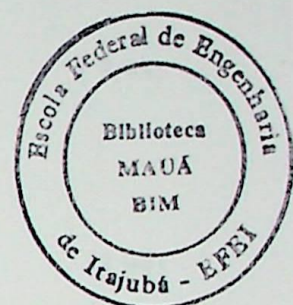


Figura 3.10 - Curvas características para um escoamento quase-unidimensional.



As propriedades nos pontos 1, 2 e 3 (Figura 3.10), de onde partem as curvas características  $C_+$ ,  $C_-$  e  $C_0$ , respectivamente, não são conhecidas e devem ser determinadas por interpolação linear, a partir das propriedades dos nós 5, 6 e 7. Assim deve-se escrever as Eq. (3.84) e (3.85) na forma de diferenças finitas, em função dos pontos 1, 2, 3 e 6, como mostrado abaixo:

$$\Delta t = \lambda_0 (x_6 - x_3) \quad (3.90)$$

$$\Delta t = \lambda_+ (x_6 - x_1) \quad (3.91)$$

$$\Delta t = \lambda_- (x_6 - x_2) \quad (3.92)$$

Os valores de  $\lambda_0$ ,  $\lambda_+$  e  $\lambda_-$  não são conhecidos, portanto a localização dos pontos 1, 2 e 3 requer um processo iterativo. Na fase do Predictor do algoritmo, admiti-se inicialmente que as propriedades nestes pontos são iguais às dos nós 5, 7 e 6 no instante  $t$ , respectivamente, o que resulta em:

$$\lambda_0 = \frac{1}{u_6} \quad \lambda_+ = \frac{1}{u_5 + c_5} \quad \lambda_- = \frac{1}{u_7 + c_7}$$

Conhecendo-se o valor de  $\Delta t$ , pode-se determinar  $x_1$ ,  $x_2$  e  $x_3$  a partir das Eq. (3.90) a (3.92), em seguida, os valores de  $u$ ,  $p$  e  $\rho$  nos pontos 1, 2 e 3 são determinados por interpolação linear. Esta interpolação é mostrada nas equações abaixo para o ponto 1, sendo que para os demais pontos deve-se adotar um procedimento semelhante.

$$u_1 = u_6 + (x_1 - x_6) \left( \frac{u_5 - u_6}{x_5 - x_6} \right) \quad (3.93)$$

$$p_1 = p_6 + (x_1 - x_6) \left( \frac{p_5 - p_6}{x_5 - x_6} \right) \quad (3.94)$$

$$\rho_1 = \rho_6 + (x_1 - x_6) \left( \frac{\rho_5 - \rho_6}{x_5 - x_6} \right) \quad (3.95)$$

A partir das propriedades nos pontos 1, 2 e 3, obtidas pela interpolação descrita acima, são calculados novos valores para  $\lambda_0$ ,  $\lambda_+$  e  $\lambda_-$ , da seguinte forma:

$$\lambda_0 = \frac{1}{u_3} \quad \lambda_+ = \frac{1}{u_1 + c_1} \quad \lambda_- = \frac{1}{u_2 + c_2}$$

Repete-se todo o procedimento, obtendo novos valores para  $x_1$ ,  $x_2$ ,  $x_3$  e suas respectivas propriedades, até que a variação da posição destes pontos seja menor que a tolerância especificada.

A discretização das equações de compatibilidade ao longo das linhas de Mach (Eq. (3.87) e (3.88)), na forma de diferenças finitas, em função dos pontos 1, 2 e 6, produz:

$$P_6^{t+\Delta t} + Q_+ u_6^{t+\Delta t} = T_+ \quad T_+ = S_+ \Delta t + P_1 + Q_+ u_1 \quad (3.96)$$

$$P_6^{t+\Delta t} - Q_- u_6^{t+\Delta t} = T_- \quad T_- = S_- \Delta t + P_2 - Q_- u_2 \quad (3.97)$$

onde, para a fase do predictor, tem-se:  $Q_+ = \rho_1 c_1 \quad S_+ = -\rho_1 u_1 c_1^2 \delta + c_1 \beta_1 + \psi_1$

$$Q_- = \rho_2 c_2 \quad S_- = -\rho_2 u_2 c_2^2 \delta - c_2 \beta_2 + \psi_2$$

Resolvendo as Eq. (3.96) e (3.97) para os valores de  $u_6^{t+\Delta t}$  e  $P_6^{t+\Delta t}$ , obtém-se:

$$u_6^{t+\Delta t} = \frac{T_+ - T_-}{Q_+ + Q_-} \quad (3.98)$$

$$P_6^{t+\Delta t} = T_+ - Q_+ u_6^{t+\Delta t} \quad (3.99)$$

O valor de  $\rho_6^{t+\Delta t}$  é obtido a partir da equação de compatibilidade ao longo da linha da trajetória (Eq. (3.89)), expressa em diferenças finitas em função dos pontos 3 e 6, como mostrado abaixo:

$$P_6^{t+\Delta t} - C \rho_6^{t+\Delta t} = T_0 \quad T_0 = B_0 (x_6 - x_3) + P_3 - C \rho_3 \quad (3.100)$$

onde, para a fase do predictor, tem-se:  $C = c_3^2 \quad B_0 = \frac{\psi_3}{u_3}$

O procedimento apresentado acima deve ser repetido de acordo com a fase do corrector do método de Euler, fornecendo valores mais precisos das propriedades no ponto 6 para o instante de tempo  $t+\Delta t$ . Os coeficientes utilizados nas equações de compatibilidade (Eq. (3.96), (3.97) e (3.100)) na fase do corrector, devem ser calculados utilizando-se valores

médios da pressão, velocidade e massa específica, entre os instantes de tempo  $t$  e  $t+\Delta t$ , o que resulta em:

$$\lambda_0 = \frac{1}{u_0} \quad \lambda_+ = \frac{1}{u_+ + c_+} \quad \lambda_- = \frac{1}{u_- + c_-}$$

onde:

$$u_0 = \frac{u_3 + u_6^{t+\Delta t}}{2} \quad u_+ = \frac{u_1 + u_6^{t+\Delta t}}{2} \quad u_- = \frac{u_2 + u_6^{t+\Delta t}}{2}$$

$$c_+ = \sqrt{\frac{\gamma P_+}{\rho_+}} \quad c_- = \sqrt{\frac{\gamma P_-}{\rho_-}}$$

$$P_+ = \frac{P_1 + P_6^{t+\Delta t}}{2} \quad \rho_+ = \frac{\rho_1 + \rho_6^{t+\Delta t}}{2} \quad P_- = \frac{P_2 + P_6^{t+\Delta t}}{2} \quad \rho_- = \frac{\rho_2 + \rho_6^{t+\Delta t}}{2}$$

Os demais coeficientes, isto é,  $Q_+$ ,  $Q_-$ ,  $S_+$ ,  $S_-$ ,  $T_+$ ,  $T_-$ ,  $C$  e  $B_0$  devem ser determinados de forma semelhante e a fase do corrector deve ser repetida até que se alcance a tolerância especificada para a convergência.

O procedimento descrito acima pode ser utilizado para a determinação das propriedades de pontos, cujas três curvas características que o interceptam partem do interior do duto, porém, quando o nó de interesse se localiza sobre uma das extremidades do duto uma ou mais curvas características podem se originar na região externa. Assim, deve-se considerar também o tipo de fronteira e o regime de escoamento, isto é, se o escoamento é subsônico, sônico ou supersônico.

A seguir são apresentadas as condições de contorno consideradas para os dutos. Estas condições de contorno surgem da configuração proposta para a turbina à explosão, onde existem dutos de aspiração, de exaustão e dutos conectados a válvulas de admissão ou descarga, como ocorre nos motores a combustão interna.

### 3.5.8.2 - Escoamento saindo de um duto completamente aberto.

Como pode ser observado na Figura 3.11 para extremidade completamente aberta e escoamento subsônico saindo do duto, o curva característica  $C_+$  se localiza fora da malha em que foi dividido o duto, portanto somente as equações de compatibilidade ao longo de  $C_+$  e  $C_0$  podem ser utilizadas para determinar as propriedades do ponto 6 no instante  $t+\Delta t$ , o que fornece somente duas propriedades para este nó. A terceira propriedade deve ser especificada.

Neste trabalho considera-se que a pressão estática na extremidade aberta do duto é igual à pressão externa (Woollatt, 1976; Zucrow e Hoffman, 1977). Assim, a pressão em  $t+\Delta t$  é dada por:

$$P_6^{t+\Delta t} = P_e^{t+\Delta t} \quad (3.101)$$

A velocidade e a massa específica são determinadas através das Eq. (3.99) e (3.100), de acordo com o método descrito anteriormente, isto é, utilizando-se o método das características, com a pressão dada pela Eq. (3.101).

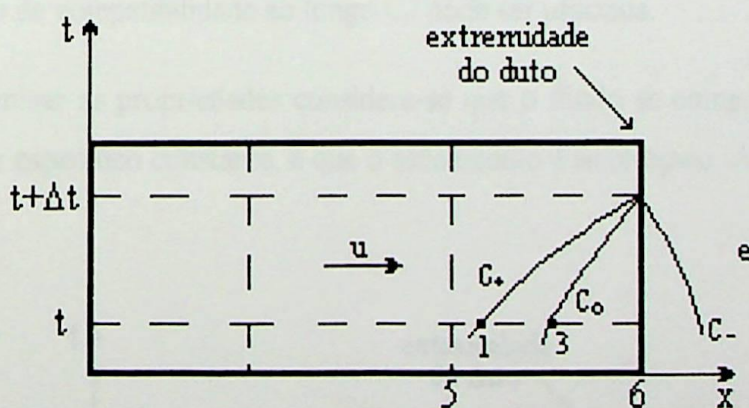


Figura 3.11 - Escoamento subsônico saindo de um duto completamente aberto.

Na Figura 3.12 estão mostradas esquematicamente as curvas características para o caso de extremidade completamente aberta e escoamento supersônico saindo do duto. Como pode ser observado, as características  $C_+$ ,  $C_-$  e  $C_0$  se encontram dentro do duto, portanto a



pressão, a velocidade e a massa específica do ponto 6 em  $t+\Delta t$  podem ser determinadas pela aplicação do método descrito no item 3.5.8.1 .

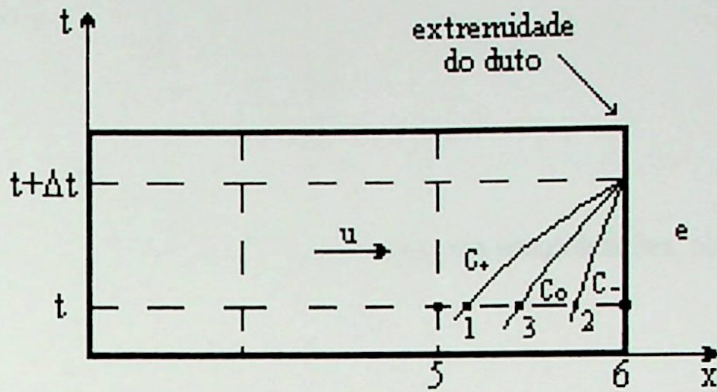


Figura 3.12 - Escoamento supersônico saindo de um duto completamente aberto.

### 3.5.8.3 - Escoamento entrando em um duto completamente aberto.

As curvas características para o escoamento subsônico entrando no duto, através de uma extremidade completamente aberta, são mostradas na figura abaixo. Somente a curva característica  $C_+$  passa pelo ponto 6 em  $t+\Delta t$ , vindo do interior do duto, conseqüentemente somente a equação de compatibilidade ao longo  $C_+$  pode ser utilizada.

Para determinar as propriedades considera-se que o fluido se comporta como um gás perfeito, com calor específico constante, e que o escoamento é isentrópico. Assim tem-se que:

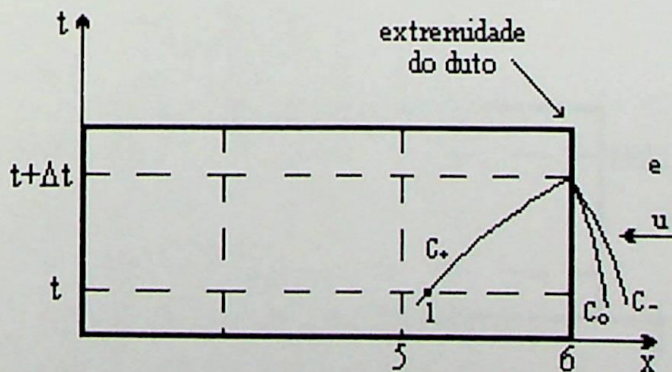


Figura 3.13 - Escoamento subsônico entrando em um duto completamente aberto.

$$\frac{P_6}{P_e} = \left( \frac{\rho_6}{\rho_e} \right)^\gamma \quad (3.102)$$

$$c_e^2 = \left( c_6^{t+\Delta t} \right)^2 + \frac{\gamma-1}{2} \left( u_6^{t+\Delta t} \right)^2 \quad (3.103)$$

A partir das Eq. (3.102) e (3.103), após algumas simplificações, obtém-se:

$$P_6^{t+\Delta t} = P_e \left[ 1 - \frac{1}{2 c_p T_e} \left( u_6^{t+\Delta t} \right)^2 \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (3.104)$$

As Eq. (3.96) e (3.104) são então resolvidas simultaneamente, através de um processo iterativo, para a obtenção dos valores de  $u_6^{t+\Delta t}$  e  $P_6^{t+\Delta t}$ , calculando-se também  $\rho_6^{t+\Delta t}$ .

#### 3.5.8.4 - Duto com extremidade fechada.

Quando a extremidade do duto está completamente fechada a velocidade sobre a fronteira é igual a zero, portanto, para o caso mostrado na Figura 3.14, tem-se

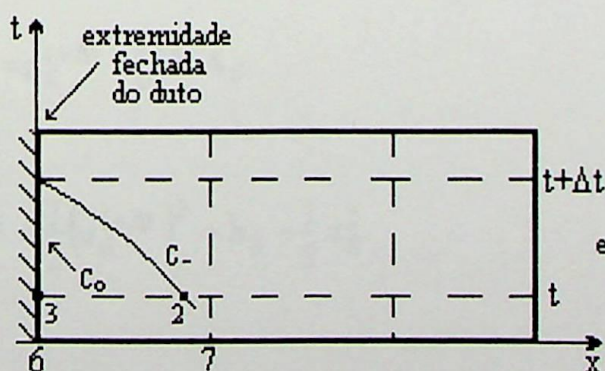


Figura 3.14 - Duto com extremidade completamente fechada.

$$u_6^{t+\Delta t} = 0 \quad (3.105)$$

$$p_6^{t+\Delta t} = T_- \quad (3.106)$$

A massa específica é determinada através da Eq. (3.100), de acordo com o método do Predictor-Corrector de Euler descrito no item 3.5.8.1, com a velocidade dada pela Eq. (3.105) e a pressão pela Eq. (3.106).

### 3.5.8.5 - escoamento entrando em um duto através de uma válvula.

A existência de uma válvula na entrada de um duto provoca uma restrição ao escoamento. Se o escoamento é subsônico somente a curva característica C. passa pelo ponto 6 em  $t+\Delta t$ , vindo do interior do duto, como pode ser observado na Figura 3.15, portanto somente a equação de compatibilidade referente a esta curva característica pode ser utilizada, o que fornece somente uma propriedade para o nó considerado.

As demais propriedades são determinadas a partir das seguintes hipóteses: escoamento isentrópico desde a região externa (e) até a garganta da válvula (g), pressão estática na garganta igual à pressão estática na fronteira do duto e comportamento de gás ideal, com propriedades constantes (Almeida, et al, 1990; Azuma et al, 1980). Assim, pode se escrever que:

$$\rho_g u_g A_g = \rho_6^{t+\Delta t} u_6^{t+\Delta t} A_6 \quad (3.107)$$

$$h_e = h_6^{t+\Delta t} + \frac{1}{2} (u_6^{t+\Delta t})^2 = h_g + \frac{1}{2} u_g^2 \quad (3.108)$$

$$\frac{P_e}{P_g} = \left( \frac{\rho_e}{\rho_g} \right)^\gamma \quad (3.109)$$

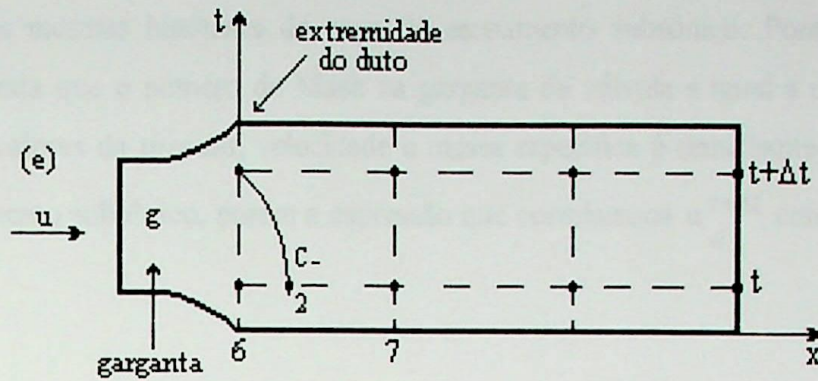


Figura 3.15- Escoamento subsônico entrando em um duto através de uma válvula.

A partir das equações acima pode-se obter uma expressão que correlaciona  $u_6^{t+\Delta t}$  com  $P_6^{t+\Delta t}$ , em função de propriedades definidas fora do domínio do duto (Eq. (3.110)). Esta expressão é resolvida em conjunto com a Eq. (3.97), através de um processo iterativo.

$$\frac{A_g}{A_6} \left( \frac{P_e}{P_6^{t+\Delta t}} \right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} \sqrt{\frac{2}{\gamma-1} \left[ \left( \frac{P_e}{P_6^{t+\Delta t}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right]} =$$

$$= \sqrt{\frac{\rho_e}{\gamma P_e} \frac{u_6^{t+\Delta t}}{1 - \frac{\gamma-1}{2} \frac{\rho_e (u_6^{t+\Delta t})^2}{\gamma P_e}}}$$
(3.110)

Uma vez calculados os valores da velocidade e pressão, calcula-se o valor da massa específica pela equação abaixo, que é obtida a partir da Eq. (3.108), considerando-se que os gases têm comportamento ideal.

$$\rho_6^{t+\Delta t} = \frac{2(\gamma-1)\rho_e P_6^{t+\Delta t}}{2\gamma P_e - (\gamma-1)\rho_e u_6^{t+\Delta t}}$$
(3.111)

Para o caso de escoamento sônico entrando em um duto através de uma restrição, são consideradas as mesmas hipóteses do caso de escoamento subsônico. Porém, neste caso, considera-se ainda que o número de Mach na garganta da válvula é igual a um. O processo para obter os valores da pressão, velocidade e massa específica é semelhante ao adotado no caso de escoamento subsônico, porém a expressão que correlaciona  $u_6^{t+\Delta t}$  com  $P_6^{t+\Delta t}$  é dada por:

$$\frac{P_6^{t+\Delta t}}{P_c} = \frac{A_g}{A_6} \left( \frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \sqrt{\frac{\gamma P_c}{\rho_c}} \frac{1}{u_6^{t+\Delta t}} \left[ 1 - \frac{\gamma-1}{2} \frac{\rho_c (u_6^{t+\Delta t})^2}{\gamma P_c} \right] \quad (3.112)$$

### 3.5.8.6 - Escoamento saindo de um duto através de uma válvula.

Para este caso também são consideradas duas possibilidades: escoamento subsônico e escoamento sônico. Como pode ser observado na Figura 3.16, para o caso de escoamento subsônico, existem duas curvas características ( $C_+$  e  $C_o$ ) que partem do interior do duto e interceptam o ponto 6, em  $t+\Delta t$ . Portanto, as equações de compatibilidade ao longo destas características podem ser utilizadas para calcular as propriedades neste ponto.

Considerando escoamento isentrópico desde extremidade do duto (6) até a garganta da válvula (g), pressão estática na garganta igual à pressão estática externa e que o gás tem comportamento ideal, com propriedades constantes, pode se escrever que.

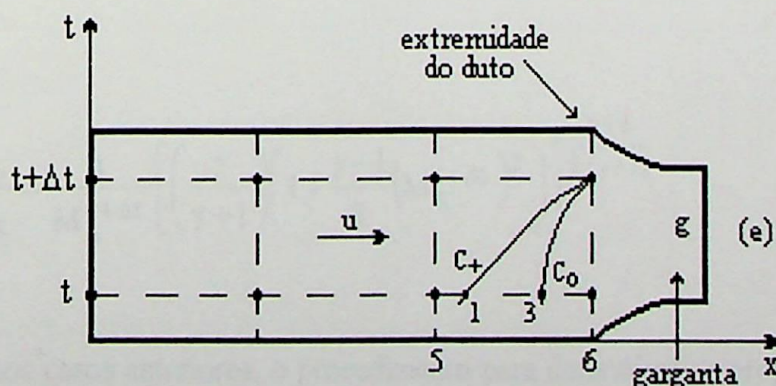


Figura 3.16 - Escoamento subsônico saindo de um duto através de uma válvula.

$$h_6^{t+\Delta t} + \frac{1}{2} (u_6^{t+\Delta t})^2 = h_g + \frac{1}{2} u_g^2 \quad (3.113)$$

$$\frac{P_6^{t+\Delta t}}{P_g} = \left( \frac{\rho_6^{t+\Delta t}}{\rho_g} \right) \quad (3.114)$$

Combinando as equações acima, juntamente com a equação da continuidade, tem-se:

$$\frac{(u_6^{t+\Delta t})^2}{2} \left[ \left[ \left( \frac{A_6}{A_1} \right)^2 \left( \frac{P_6^{t+\Delta t}}{P_e} \right)^{\frac{2}{\gamma}} - 1 \right] \right] = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{P_6^{t+\Delta t}}{\rho_6^{t+\Delta t}} \left[ 1 - \left( \frac{P_6^{t+\Delta t}}{P_e} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] \quad (3.115)$$

Da mesma forma que nos casos anteriores, as Eq. (3.96), (3.100) e (3.115) devem ser resolvidas simultaneamente, por um processo iterativo, para a obtenção das propriedades no ponto 6, no instante de tempo  $t+\Delta t$ .

Segundo Bozza et al (1995), para o caso de escoamento sônico saindo de um duto, através de uma válvula, pode se adotar as mesmas hipóteses efetuadas para o caso de escoamento subsônico, porém observando-se que o número de Mach na garganta da válvula é igual a um. Portanto, o número de Mach na fronteira do duto pode ser determinado em função da relação entre a área do duto e a área da garganta da válvula, pela expressão abaixo (Zucrow e Hoffman, 1977):

$$\frac{A_6}{A_g} = \frac{1}{M_6^{t+\Delta t}} \left[ \left( \frac{2}{\gamma+1} \right) \left( 1 + \frac{\gamma-1}{2} (M_6^{t+\Delta t})^2 \right) \right]^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \quad (3.116)$$

Como nos casos anteriores, o procedimento para determinar as propriedades no ponto 6, em  $t+\Delta t$ , é iterativo e consiste em se estimar um valor para  $P_6^{t+\Delta t}$  e, utilizando as Eq.

(3.96) e (3.100), calcular os valores de  $u_6^{t+\Delta t}$  e  $\rho_6^{t+\Delta t}$ . De posse destes valores calcula-se o número de Mach na extremidade do duto, sendo que este valor deve ser comparado com o fornecido pela Eq. (3.116). Se a diferença entre estes valores for maior que a tolerância especificada, repete-se o procedimento com um novo valor de  $P_6^{t+\Delta t}$ .

Caso a extremidade de interesse ou a direção do escoamento seja oposta à das condições de contorno apresentadas acima, aplica-se o mesmo procedimento, porém utilizando-se as equações de compatibilidade correspondentes as curvas características que se originam dentro do domínio do duto.

### 3.5.8.7 - Dutos conectados a um compressor ou a uma turbina.

A determinação das propriedades do escoamento em um ponto, localizado na extremidade de um duto que se conecta a um compressor ou a uma turbina, deve ser efetuada em conjunto com a determinação das condições de operação destes equipamentos (Almeida et al, 1990).

As condições de operação do compressor e da turbina são normalmente obtidas a partir de curvas características que correlacionam relação de pressão de estagnação, rotação e vazão, como será mostrado nos itens 3.6 e 3.7 (Cohen et al, 1987).

Utilizando-se as equações de compatibilidade ao longo das curvas características para definir o escoamento no duto (Eq. (3.87), (3.88) e (3.89)) e determinando-se a relação de pressão de estagnação e a vazão mássica através das curvas de operação do compressor ou da turbina, pode se determinar, através de um processo iterativo, as propriedades do escoamento no ponto considerado.

### 3.5.8.8 - Junções.

Dentre as diversas condições de contorno utilizadas para a modelagem dos coletores de descarga da turbina à explosão, a junção de dutos é a que requer maior atenção, pois o seu comportamento tem influência sobre todos os ramais a ela conectados.

Devido à sua freqüente ocorrência nos coletores de admissão e descarga, dos motores alternativos a combustão interna, diversos modelos têm sido desenvolvidos para descrever o comportamento do escoamento em junções de dutos (Azuma et al, 1983). O modelo mais simples, que faz um tratamento unidimensional do escoamento, é o chamado método de pressões constantes, onde se considera que a pressão estática, no ponto de junção, é igual em todos os ramais. Segundo Takizawa et al (1982) este modelo, por não considerar os efeitos das perdas na junção, não produz resultados satisfatórios quando aplicado na simulação de coletores de admissão e descarga.

Com o intuito de considerar as perdas nas junções foram desenvolvidos modelos, baseados na solução da equação da quantidade de movimento, onde são utilizados coeficientes de perda empíricos (Morimune et al, 1982). Segundo William-Louis e Tournier (1996), estes modelos, apesar de produzirem bons resultados, requerem um grande número de coeficientes empíricos, o que torna a sua aplicação difícil para junções com vários ramais, além de apresentarem problemas de convergência.

William-Louis et al (1998), propõem um método alternativo chamado de Método de Superposição de Ramais (Branch Superposition Method - BSM), de fácil aplicação para junções com diversos ramais e que também utiliza coeficientes empíricos de perda, sendo este o método adotado para descrever o comportamento das junções no presente trabalho.

O método da superposição considera que uma junção com 'N' ramais pode ser representada pela superposição de ' $N_E \cdot N_S$ ' junções elementares formada por dois ramais, sendo ' $N_E$ ' o número de ramais alimentando a junção (ramal do tipo E) e ' $N_S$ ' o número de ramais sendo alimentados pela junção (ramal do tipo S), como mostra a figura abaixo.

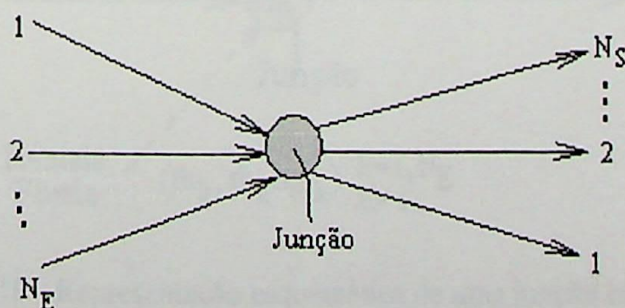


Figura 3.17 - Representação esquemática de uma junção.



Cada junção elementar é formada por um ramal do tipo 'E' e por um ramal do tipo 'S', sendo que os demais ramais são considerados como fontes ou sumidouros de massa e entalpia de estagnação, de acordo com a direção do escoamento nos mesmos. As propriedades nestes últimos ramais, isto é, nos ramais considerados como fontes ou sumidouros são consideradas constantes durante o cálculo de uma determinada junção elementar.

Para o cálculo da junção como um todo, utiliza-se um processo iterativo, através do qual os ramais do tipo 'E' e do tipo 'S' são combinados um a um, formando um conjunto de junções elementares, sendo que as propriedades do escoamento, nos dois ramais de cada junção elementar, são calculadas de acordo com o equacionamento apresentado abaixo.

Este processo iterativo é repetido diversas vezes, baseado no método do Predictor-Corrector, até que as diferenças entre as propriedades do fluido em cada ramal, calculadas entre duas iterações consecutivas, sejam menores que uma determinada tolerância especificada.

#### 3.5.8.8.1 - Equacionamento para uma junção elementar.

Considere a representação esquemática de uma junção elementar, como mostrado na figura abaixo. Para o ramal  $E_i$ , que apresenta um fluxo em direção à junção, admitindo-se que o escoamento é unidimensional, as equações da compatibilidade física ao longo das curvas características  $C_+$  e  $C_-$ , fornecem as seguintes equações:

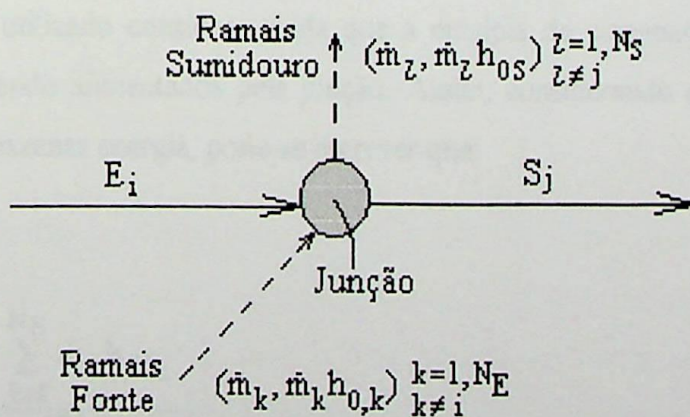


Figura 3.18 - Representação esquemática de uma junção elementar.

$$\left(\frac{dP}{dt}\right)_{E_i} + \rho_{E_i} c_{E_i} \left(\frac{du}{dt}\right)_{E_i} = -\rho_{E_i} u_{E_i} c_{E_i}^2 \delta + c_{E_i} \beta_{E_i} + \psi_{E_i} \quad (3.117)$$

$$\left(\frac{dP}{dt}\right)_{E_i} - c_{E_i}^2 \left(\frac{d\rho}{dt}\right)_{E_i} = \psi_{E_i} \quad (3.118)$$

Para o ramal  $S_j$ , que é alimentado pela junção, a equação de compatibilidade física ao longo da linha característica C., fornece:

$$\left(\frac{dP}{dt}\right)_{S_j} - \rho_{S_j} c_{S_j} \left(\frac{du}{dt}\right)_{S_j} = -\rho_{S_j} u_{S_j} c_{S_j}^2 \delta + c_{S_j} \beta_{S_j} + \psi_{S_j} \quad (3.119)$$

Neste modelo, admite-se que a junção não possui capacidade de armazenar massa, portanto, a partir da equação da continuidade, tem-se:

$$\sum_{i=1}^{N_E} \dot{m}_i = \sum_{j=1}^{N_S} \dot{m}_j \quad (3.120)$$

O modelo utilizado considera ainda que a entalpia de estagnação ( $h_{0S}$ ) é igual para todos os ramais sendo alimentados pela junção. Assim, considerando que a junção também não é capaz de armazenar energia, pode-se escrever que:

$$h_{0S} = \frac{\sum_{i=1}^{N_E} \dot{m}_i h_{0E_i}}{\sum_{j=1}^{N_S} \dot{m}_j} \quad (3.121)$$

A última equação necessária para a modelagem da junção é a perda de pressão de estagnação entre o ramal de entrada e o ramal de saída. Conforme mencionado, esta perda de pressão é calculada por meio de um coeficiente empírico. Assim, tem-se:

$$P_{0,E_i} - P_{0,S_j} = \frac{1}{2} \rho_{S_j} u_{S_j}^2 \xi_{E_i,S_j} \quad (3.122)$$

Neste trabalho, devido à configuração do sistema de descarga, a junção é composta de dois ou mais ramais (ramais secundários), dependendo no número de câmaras de combustão, que estão conectados a um único duto (ramal principal), o qual, por sua vez, está conectado à turbina (Figura 3.19). Esta configuração facilita o cálculo do escoamento na junção, pois existe somente um ramal sendo alimentado pela junção, exceto nos casos onde ocorre reversão do escoamento em um ramal secundário, o que deve ser evitado.

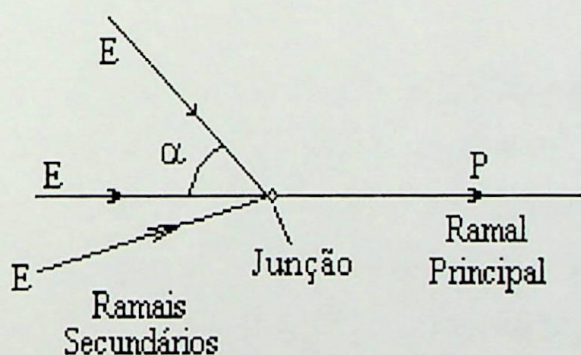


Figura 3.19 - Representação esquemática da junção considerada.

Com relação aos coeficientes de perda ( $\xi$ ), William-Louis e Tournier (1996) afirmam que estes variam em função do número de Mach, da relação entre as secções dos ramais e principalmente do ângulo formado entre o ramal principal e os ramais secundários (Figura 3.19). Para o tipo de junção considerada neste trabalho e para uma relação de secções dos ramais igual a um, estes autores fornecem os seguintes coeficientes:

Tabela 3.1 - Coeficientes de perda de pressão de estagnação.

$\alpha$	$\xi_{E,P}$
160°	0,08
90°	0,83
45°	1,20
20°	1,62

Neste trabalho, são utilizados os coeficientes listados acima e, caso sejam necessários ângulos diferentes dos fornecidos na Tabela 3.1, os coeficientes são obtidos por meio de interpolação linear a partir dos ângulos disponíveis.

### 3.6 - Compressor.

Neste trabalho utiliza-se o mapa do compressor centrífugo apresentado por Campanari (2000), sendo que a opção por este compressor se deve ao fato do mesmo ter sido desenvolvido para a aplicação em microturbinas. As características deste compressor centrífugo são mostradas na Figura 3.20 e na Figura 3.21, onde a vazão adimensional ( $\dot{m}_{c,ad}$ ), a relação de pressão adimensional ( $\Pi_{c,ad}$ ) e a rotação adimensional ( $n_{c,ad}$ ), são dadas em função do ponto de projeto do compressor, de acordo com as equações abaixo.

$$\dot{m}_{c,ad} = \frac{\dot{m}_{c,cor}}{(\dot{m}_{c,cor})_{proj}} \quad (3.123)$$

$$\dot{m}_{c,cor} = \frac{\dot{m}_{ar} \sqrt{T_{01}}}{P_{01}} \quad (3.124)$$

$$\Pi_{c,ad} = \frac{\Pi_c}{(\Pi_c)_{proj}} \tag{3.125}$$

$$\Pi_c = \frac{P_{02}}{P_{01}} \tag{3.126}$$

$$n_{c,ad} = \frac{n_{c,cor}}{(n_{c,cor})_{proj}} \tag{3.127}$$

$$n_{c,cor} = \frac{n_c}{\sqrt{T_{01}}} \tag{3.128}$$

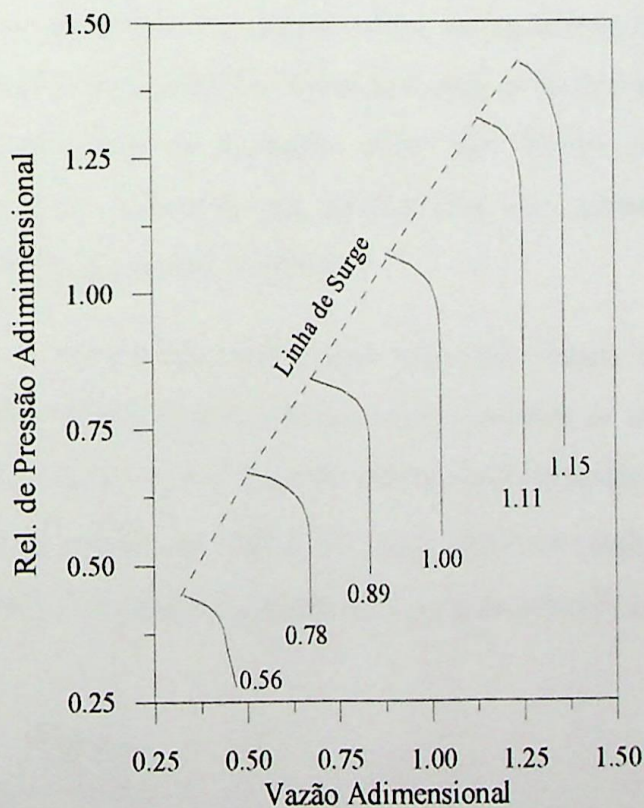


Figura 3.20 - Relação de pressão adimensional no compressor em função da vazão adimensional.

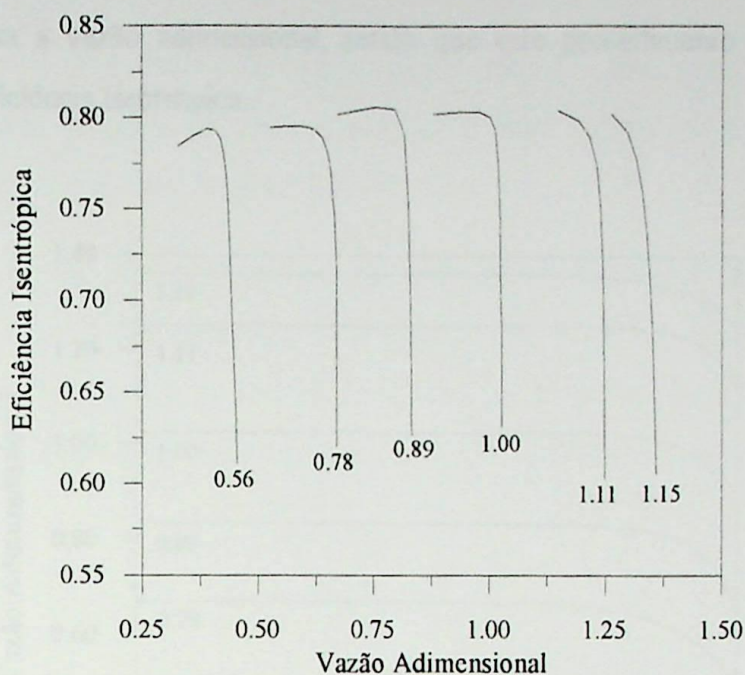


Figura 3.21 - Eficiência isentrópica do compressor em função da vazão adimensional.

Como pode ser observado nas figuras acima, as características do compressor são apresentadas para rotações adimensionais específicas, para as quais é possível a obtenção de uma equação que correlaciona as grandezas envolvidas. Porém, podem ser necessárias propriedades para rotações diferentes das apresentados nos mapas, o que requer uma interpolação entre as curvas de rotação disponíveis.

Para facilitar a interpolação dos dados lidos nos mapas de funcionamento do compressor e, ao mesmo tempo, manter a precisão para os valores de vazão a baixa rotação, a relação de pressão no compressor ( $\Pi_c$ ) pode ser normalizada em função da relação de pressão de “surge” ( $\Pi_{surge}$ ) e da relação de “choke” ( $\Pi_{choke}$ ), para uma dada rotação adimensional (ITA/IPD - PMO, 1978). O parâmetro utilizado para normalização ( $\beta$ ) é dado por:

$$\beta = \frac{\Pi_c - \Pi_{choke}}{\Pi_{surge} - \Pi_{choke}} \quad (3.129)$$

Quanto à variação do parâmetro  $\beta$ , valores entre 0 e 1, são obtidos para funcionamento em condições normais, valores maiores que 1, para condições de “surge” e, menores que zero,

condições de “choke”. Na figura abaixo é mostrada, a título de exemplificação, a aplicação do parâmetro  $\beta$ , para a vazão adimensional, sendo que este procedimento também pode ser aplicado para a eficiência isentrópica..

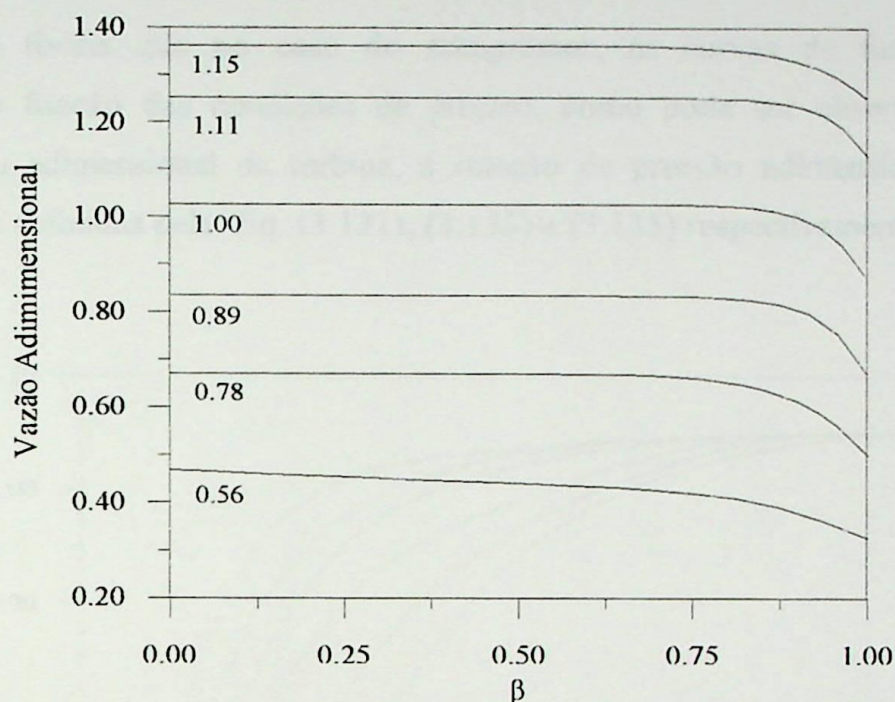


Figura 3.22 - Vazão adimensional em função de  $\beta$ .

Uma vez determinadas as características de funcionamento do compressor, pode-se então calcular o trabalho consumido pelo mesmo, em um intervalo de tempo, conforme a equação abaixo.

$$W_c = \frac{\dot{m}_c \bar{c}_{p,ar}}{\eta_c} \left[ \left( \Pi_c^{(\gamma_{ar}-1)/\gamma_{ar}} \right) - 1 \right] \Delta t \quad (3.130)$$

### 3.7 - Turbina.

Neste trabalho serão utilizadas curvas de desempenho de dois tipos de turbinas: uma do tipo radial e outra do tipo axial, sendo que suas curvas de desempenho são mostradas nos itens a seguir.

### 3.7.1 - Turbina Radial.

As curvas de funcionamento da turbina radial utilizada neste trabalho também foram obtidas do mapa de Campanari (2000), por se tratar de uma turbina projetada para pequenas capacidades, o que é o interesse deste trabalho.

Da mesma forma que no caso do compressor, as curvas de funcionamento são apresentadas em função das condições de projeto, como pode ser observado nas figuras abaixo. A vazão adimensional da turbina, a relação de pressão adimensional e a rotação adimensional são definidas pelas Eq. (3.131), (3.133) e (3.135) respectivamente.

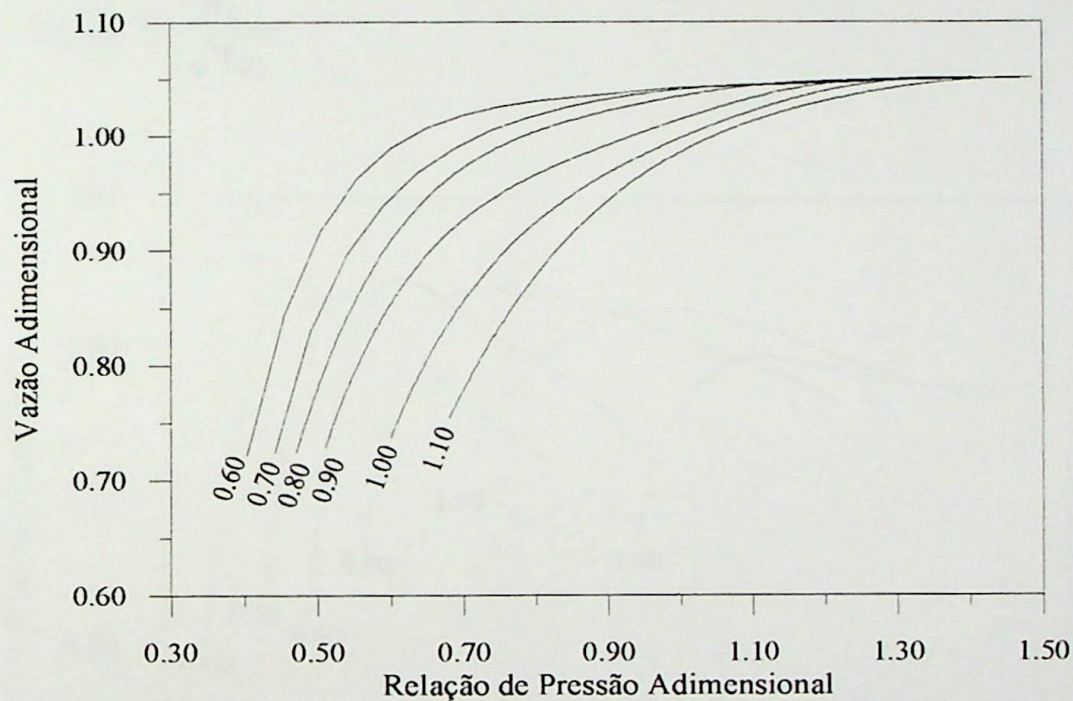


Figura 3.23 - Vazão adimensional em função da relação de pressão adimensional (turbina radial).

$$\dot{m}_{t,ad} = \frac{\dot{m}_{t,cor}}{(\dot{m}_{t,cor})_{proj}} \quad (3.131)$$

$$\dot{m}_{t,cor} = \frac{\dot{m}_t \sqrt{T_{03}}}{P_{03}} \quad (3.132)$$



$$\Pi_{t,ad} = \frac{\Pi_t}{(\Pi_t)_{proj}} \quad (3.133)$$

$$\Pi_t = \frac{P_{03}}{P_{04}} \quad (3.134)$$

$$n_{t,ad} = \frac{n_{t,cor}}{(n_{t,cor})_{proj}} \quad (3.135)$$

$$n_{t,cor} = \frac{n_t}{\sqrt{T_{01}}} \quad (3.136)$$

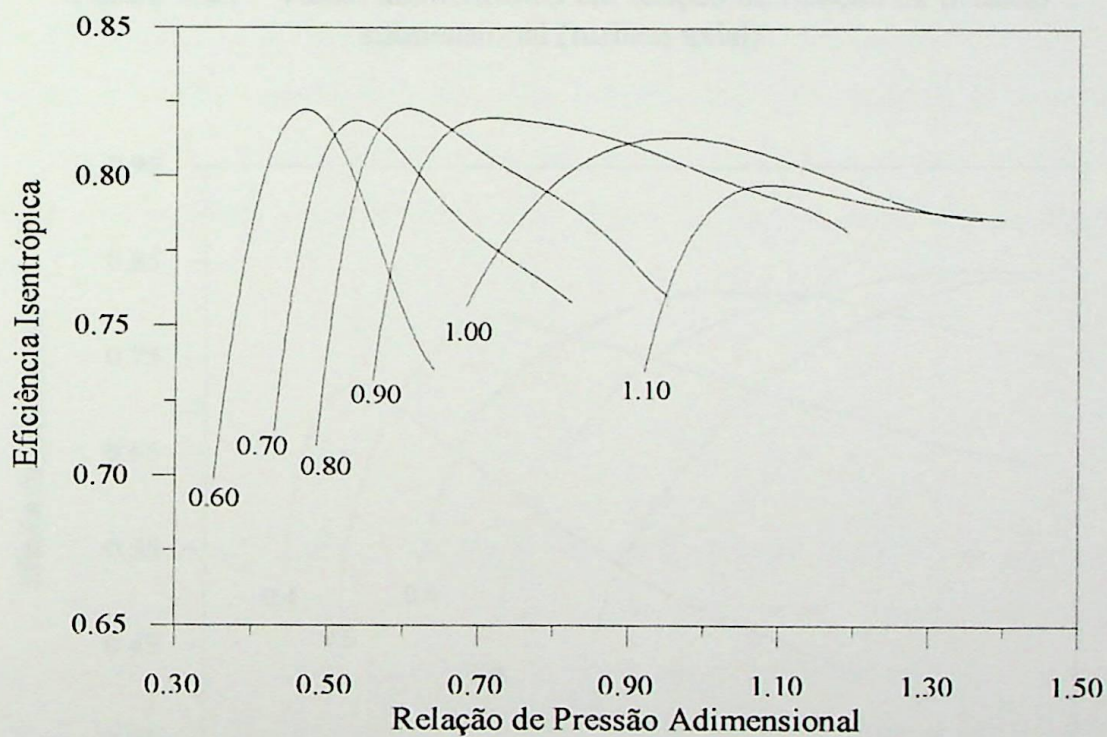


Figura 3.24 - Eficiência em função da vazão adimensional (turbina radial).

### 3.7.2 - Turbina Axial.

As curvas de funcionamento da turbina axial, apresentadas abaixo, foram obtidas do mapa fornecido por Wilson (1984).

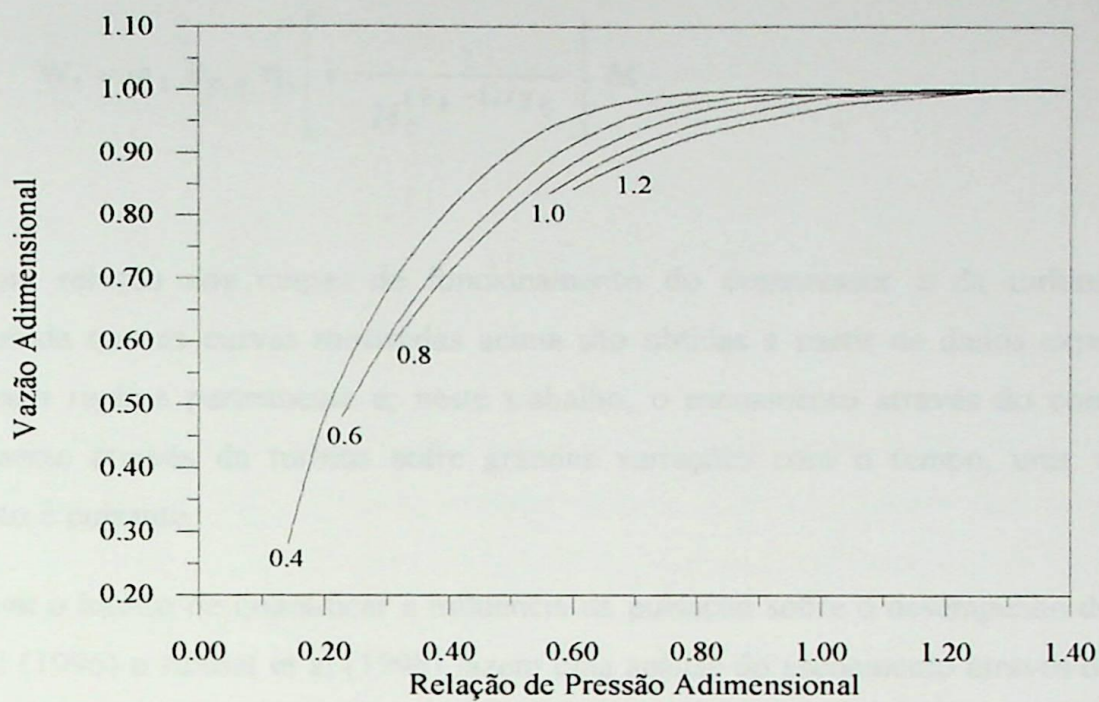


Figura 3.25 - Vazão adimensional em função da relação de pressão adimensional (turbina axial)

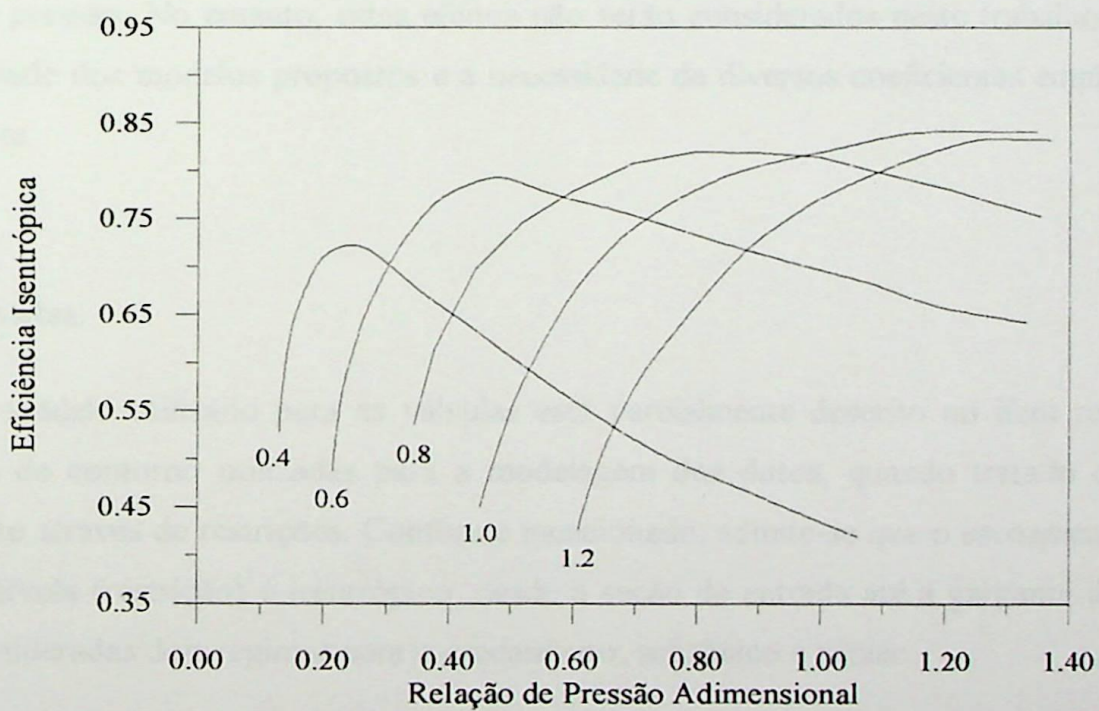


Figura 3.26 - Eficiência em função da vazão adimensional (turbina axial)

Definidas as condições de operação da turbina calcula-se então o trabalho produzido pela mesma em um intervalo de tempo, de acordo com a Eq. (3.137).

$$W_t = \dot{m}_t \bar{c}_{p,g} \eta_t \left[ 1 - \frac{1}{\Pi_c^{(\gamma_g - 1)/\gamma_g}} \right] \Delta t \quad (3.137)$$

Com relação aos mapas de funcionamento do compressor e da turbina, deve-se ressaltar ainda que as curvas mostradas acima são obtidas a partir de dados experimentais, considerando regime permanente e, neste trabalho, o escoamento através do compressor e principalmente através da turbina sofre grandes variações com o tempo, uma vez que o escoamento é pulsante.

Com o intuito de quantificar a influência da pulsação sobre o desempenho de turbinas, Chen et al (1996) e Abidat et al (1998) fazem uma análise do escoamento através do rotor da mesma, utilizando modelos computacionais para escoamento em regime não permanente, e concluem que a capacidade de engolimento (swallowing) da turbina aumenta sob condições de escoamento pulsante, sendo este aumento influenciado pela frequência e amplitude dos pulsos de pressão. No entanto, estes efeitos não serão considerados neste trabalho, devido à complexidade dos modelos propostos e a necessidade de diversos coeficientes empíricos para o seu ajuste.

### 3.8 - Válvulas.

O modelo utilizado para as válvulas está parcialmente descrito no item referente às condições de contorno utilizadas para a modelagem dos dutos, quando tratado o caso do escoamento através de restrições. Conforme mencionado, admite-se que o escoamento através de uma válvula (restrição) é isentrópico, desde a seção de entrada até a garganta da válvula, sendo consideradas dois regimes para o escoamento: subsônico e sônico.

A distinção entre estes dois regimes de escoamento é feita através de uma comparação entre a relação de pressão na válvula e a relação de pressão crítica, como mostrado pela equação abaixo, onde  $P_0$  é pressão de estagnação na entrada da válvula e  $P_s$  é a pressão estática na saída.

$$\frac{P_s}{P_0} > \left( \frac{2}{\gamma+1} \right)^{(\gamma+1)/2(\gamma-1)} \quad \text{escoamento subsônico} \quad (3.138)$$

$$\frac{P_s}{P_0} \leq \left( \frac{2}{\gamma+1} \right)^{(\gamma+1)/2(\gamma-1)} \quad \text{escoamento sônico}$$

As vazões mássicas para os dois casos, isto é, escoamento subsônico e sônico, são calculadas pelas Eq (3.139) e (3.140), respectivamente, onde  $T_0$  é temperatura de estagnação na entrada da válvula,  $A_R$  é uma área de referência, que pode ser calculada de acordo com a Eq. (3.141), e  $C_d$  é um coeficiente de descarga.

$$\dot{m} = C_d \frac{A_R P_0}{\sqrt{R T_0}} \left( \frac{P}{P_0} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \left[ 1 - \left( \frac{P}{P_0} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} \right]} \quad (3.139)$$

$$\dot{m} = C_d A_R P_0 \sqrt{\frac{\gamma}{R T_0}} \left( \frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \quad (3.140)$$

$$A_R = \pi D_v h_v \quad (3.141)$$

Segundo Benajes et al (1996), o coeficiente de descarga  $C_d$  depende de características geométricas da válvula e do regime de escoamento através da mesma, sendo que sua correta avaliação depende de dados experimentais. Ferguson (1986), por sua vez, afirma que este coeficiente sofre influência do número de Reynolds somente para valores muito baixos da relação entre a elevação instantânea e o diâmetro da válvula ( $h_v/D_v < 0,09$ ), e baseado em dados experimentais conclui que o coeficiente de descarga assume valores entre 0,4 (para as piores válvulas) e 0,8 (para as melhores válvulas).



A área da válvula pode ser obtida, de forma mais simplificada, através de curvas de operação típicas que fornecem a área em função do tempo (Heywood, 1987), como a da figura abaixo, sendo que a abertura relativa e o tempo relativo de abertura são dados pelas Eq. (3.142) e (3.143), respectivamente.

$$(A_v)_{rel} = \frac{A_v}{(A_v)_{max}} \quad (3.142)$$

$$(t_{ab})_{rel} = \frac{t - t_{a,i}}{\Delta t_{ab}} \quad (3.143)$$

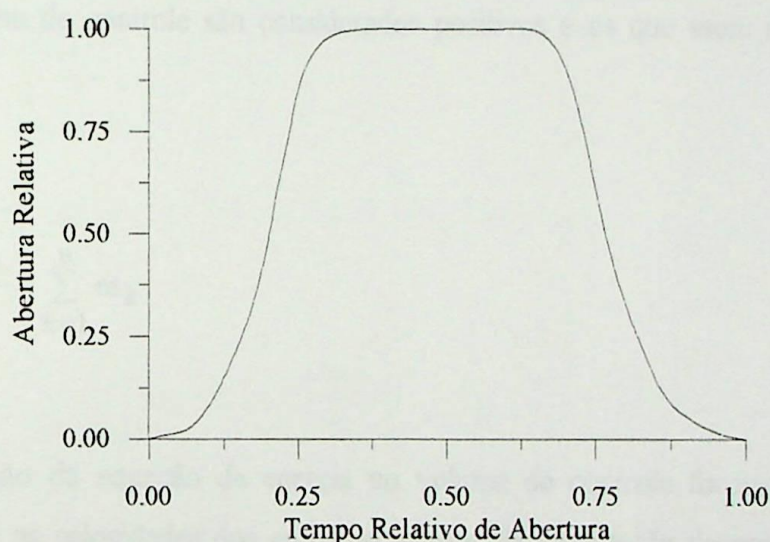


Figura 3.27 - Abertura relativa das válvulas.

### 3.9 Plenum.

O modelo utilizado para o plenum é muito semelhante ao utilizado para as câmaras de combustão, sendo este tratado como um volume de controle onde não existe fluxo de calor através de suas fronteiras. Considera-se também que o fluido de trabalho, no caso ar, se comporta como um gás ideal e que suas propriedades são homogêneas em todo o volume de controle.

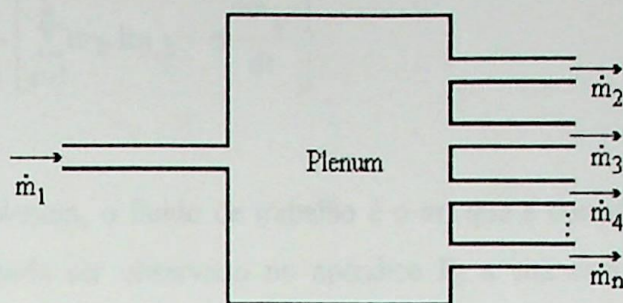


Figura 3.28 - Representação esquemática do plenum.

Com base na representação esquemática do plenum, mostrada na Figura 3.28, a equação da continuidade pode ser escrita de acordo com a Eq. (3.144), onde o índice  $k$  faz referência a todos os fluxos mássicos entrando ou saindo do plenum, sendo que os fluxos que entram no volume de controle são considerados positivos e os que saem são considerados negativos.

$$\frac{dm_p}{dt} = \sum_{k=1}^n \dot{m}_k \quad (3.144)$$

A aplicação da equação da energia no volume de controle formado pelo plenum, admitindo-se que as velocidades dos gases no interior da mesma são desprezíveis e que não existe fluxo de calor através das paredes do mesmo, resulta em:

$$\frac{dE}{dt} = \sum_{k=1}^n \dot{m}_k h_{0,k} \quad (3.145)$$

Utilizando a energia interna específica e a massa de ar no plenum para expressar a energia do mesmo, em um dado instante de tempo, tem-se:

$$\frac{de}{dt} = \frac{1}{m_p} \left[ \sum_{i=1}^k \dot{m}_k h_{0,k} - e \frac{dm_p}{dt} \right] \quad (3.146)$$

No caso do plenum, o fluido de trabalho é o ar, que é considerado com composição fixa. Assim, como pode ser observado no apêndice B, a sua energia interna específica é calculada somente em função da sua temperatura, portanto, pode se escrever que:

$$e = e(T) \quad (3.147)$$

Diferenciando a Eq. (3.147) com relação ao tempo, tem-se:

$$\frac{de}{dt} = \frac{\partial e}{\partial T} \frac{dT}{dt} \quad (3.148)$$

Substituindo-se a Eq. (3.148) na Eq. (3.146), obtém-se:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\frac{1}{m_p} \left[ \sum_{i=1}^k \dot{m}_k h_{0,k} - e \frac{dm_p}{dt} \right]}{\frac{\partial e}{\partial T}} \quad (3.149)$$

Conforme mencionado, o fluido de trabalho (ar) se comporta como um gás ideal, sendo a sua equação de estado dada por:

$$P V = m R_{ar} T \quad (3.150)$$

Derivando a Eq. (3.150) com relação ao tempo, sabendo-se que o volume do plenum é constante, pode-se obter a derivada da pressão com relação ao tempo, como mostra a equação abaixo:

$$\frac{dP}{dt} = P \left[ \frac{1}{T} \frac{dT}{dt} + \frac{1}{m_p} \frac{dm_p}{dt} \right] \quad (3.151)$$

As equações (3.144), (3.149) e (3.151), quando resolvidas simultaneamente, fornecem os valores da massa, pressão e temperatura no plenum, para cada instante de tempo. Deve-se observar que o plenum está conectado a dutos, e que os valores dos fluxos mássicos através de suas fronteiras são obtidos da solução do escoamento nas extremidades destes dutos.



#### 4 - Resultados.

No capítulo anterior foram apresentados modelos individuais que permitem descrever o comportamento de cada um dos componentes da turbina a explosão. Estes modelos individuais devem ser utilizados em conjunto, formando um modelo global da turbina e possibilitando a análise do seu comportamento. Deve-se observar que embora os modelos dos componentes da turbina sejam independentes, eles trocam massa e energia através de suas fronteiras, de acordo com a forma que estão interligados.

Os modelos apresentados para o compressor e para a turbina são relativamente simples e consistem basicamente na determinação da sua vazão e rendimento, a partir de curvas de operação, para uma dada relação de pressão, temperatura de admissão e rotação. Para os dutos, é utilizado um modelo de escoamento quase-unidimensional, que é resolvido pelo método de diferenças finitas de Lax-Wendroff de 1 Passo, discutido no capítulo anterior.

Segundo Chan e Zhu (2000) e Ferguson (1986), o sistema de equações resultante da descrição dos processos que ocorrem no interior das câmaras de combustão, pode ser resolvido satisfatoriamente por um processo de integração numérica de Runge-Kutta. Portanto, neste trabalho será utilizada a rotina baseada no método de Runge-Kutta-Verner de 5ª e 6ª ordem, disponível na biblioteca numérica IMSL, para Fortran. É importante mencionar também, que os fluxos mássicos de gases, através das fronteiras das câmaras, são calculados de forma explícita neste trabalho, seguindo a metodologia utilizada por Bozza et al (1995).

Nem todas as equações que governam os processos, no interior de uma câmara de combustão, se aplicam durante a totalidade do seu ciclo de operação, como por exemplo, a equação que define a taxa de queima de combustível é aplicada somente durante o processo de combustão. Assim deve ser analisado o ciclo de operação de uma determinada câmara, verificando a aplicabilidade das equações apresentadas no capítulo anterior, de acordo com processo que está ocorrendo no interior da mesma.

O procedimento adotado para a análise do comportamento da turbina a explosão parte da especificação das condições de operação, para as quais se deseja obter os parâmetros de desempenho. Estas condições de operação são: pressão ( $P_{amb}$ ) e temperatura ( $T_{amb}$ ) ambiente, relação de pressões no compressor ( $\Pi_c$ ) e temperatura média na entrada da turbina ( $T_{3M}$ ).

A seguir são calculadas as condições na câmara, cujo ciclo se inicia com fechamento da válvula de admissão, sendo que a pressão no interior da mesma ( $P_{02'}$ ) é calculada em função da perda de carga na válvula de admissão. Inicialmente, a temperatura na câmara ( $T_{02'}$ ) não pode ser determinada e, portanto, assume-se que ela é igual à temperatura do ar contido no interior do plenum de admissão.

A partir deste ponto tem início a solução numérica do modelo correspondente a câmara. Esta solução se inicia com o processo de combustão, cuja duração é especificada pelo tempo de queima. Após a combustão, tem início o processo de descarga, que termina quando a pressão no interior da câmara se iguala a pressão na descarga do compressor. Por último, é realizado o processo de lavagem e admissão, cuja duração é determinada pela relação de lavagem ( $R_{lav}$ ).

Ao término de um ciclo de operação deve-se comparar o valor final obtido para a temperatura da câmara ( $T_{02'}$ ), com aquele que foi admitido no início dos cálculos. Se o erro entre estes valores não estiver dentro dos limites estabelecidos, repete-se todo o procedimento com um novo valor de  $T_{02'}$ , até que ocorra concordância entre o valor admitido e o valor calculado. Também é efetuado um teste de convergência nos dutos de admissão e exaustão, aplicando-se a equação da continuidade e verificando se a variação das propriedades dos gases entre dois ciclos consecutivos está dentro da tolerância especificada.

A seguir são calculados os valores da temperatura média na entrada da turbina, a temperatura média na descarga da turbina, o trabalho líquido total produzido durante o ciclo, a massa de combustível injetada, a duração do ciclo, o trabalho específico útil, o consumo específico de combustível e por último a eficiência térmica do ciclo. Se o valor obtido para a temperatura média na entrada da turbina, não é igual ao valor especificado, deve-se alterar a relação combustível-ar e repetir todo o procedimento, até que ocorra concordância entre o valor especificado e o calculado.

Com relação aos erros considerados, tanto para a temperatura na câmara de combustão antes da explosão ( $T_{02'}$ ), quanto para a temperatura média na entrada da turbina ( $T_{3M}$ ), calculada com relação ao tempo ou calculada com relação à massa de gases, foram utilizados os seguintes erros máximos.

$$\frac{|T_{02'}^1 - T_{02'}^2|}{T_{02'}^1} \leq 0,5 \cdot 10^{-4} \quad (4.1)$$

$$\frac{|T_{3M}^1 - T_{3M}^2|}{T_{3M}^1} \leq 0,5 \cdot 10^{-4} \quad (4.2)$$

onde o índice 1, se refere ao valor estimado no início de uma sequência de cálculos e o índice 2, se refere ao valor obtido ao final da respectiva sequência de cálculos.

São calculados dois valores para a temperatura média na entrada da turbina, sendo um valor ponderado com relação ao tempo e o outro com relação a vazão mássica de gases (Kanamaru et al, 1994), como mostrado nas equações abaixo, onde  $n$  é o número de intervalos de tempo utilizados na análise de um ciclo,  $T_{3,i}$ ,  $dt_i$  e  $\dot{m}_{turb,i}$  são a temperatura na entrada da turbina, a duração do intervalo de tempo e a vazão mássica pela turbina, para o intervalo de tempo  $i$ .

$$(T_{3M})_t = \frac{\sum_{i=1}^n T_{3,i} dt_i}{\sum_{i=1}^n dt_i} \quad (4.3)$$

$$(T_{3M})_m = \frac{\sum_{i=1}^n T_{3,i} \dot{m}_{t,i} dt_i}{\sum_{i=1}^n \dot{m}_{t,i} dt_i} \quad (4.4)$$

#### 4.1 - Comparação entre os resultados do método analítico e do modelo numérico simplificado.

No Cap. 2 foi efetuado um estudo analítico da turbina a explosão, baseado em certas simplificações, onde o calor específico e o rendimento do compressor e da turbina são

considerados constantes durante o ciclo de operação, a combustão é considerada como sendo instantânea e o processo de lavagem acontecendo com mistura completa.

A seguir será efetuada uma comparação entre os valores obtidos com o estudo analítico e os obtidos a partir do modelo apresentado no Cap. 3, quando submetido às hipóteses mencionadas acima. Deve-se observar que todos os cálculos são efetuados considerando-se como combustível o  $C_8H_{18}$  e para as condições ISO.

No estudo analítico da turbina operando sob o ciclo Holzwarth não são considerados os efeitos das perdas por atrito na tubulação de conexão entre componentes, e nem o efeito da operação defasada das câmaras de combustão. Assim, optou-se por utilizar, nesta comparação inicial, uma configuração simplificada da turbina, onde não são considerados o plenum de admissão e os dutos de conexão entre componentes. A opção por esta configuração simplificada permite avaliar também a influência do passo de tempo ( $dt$ ), utilizado no modelo das câmaras, sobre os resultados obtidos.

Para esta comparação os valores dos rendimentos isentrópicos do compressor ( $\eta_c$ ) e da turbina ( $\eta_t$ ), rendimento mecânico ( $\eta_m$ ), eficiência de combustão ( $\eta_b$ ), relação de lavagem ( $R_{lav}$ ), fração do volume da câmara sujeita a lavagem com deslocamento perfeito ( $x_v$ ) e perdas de carga foram considerados como sendo iguais aos listados na Tabela 4.1.

Tabela 4.1 - Valores dos parâmetros utilizados para a comparação entre os métodos considerados.

Parâmetro	Valor
$\eta_c$	80,0%
$\eta_t$	80,0%
$\eta_m$	99,0%
$\eta_b$	98,0%
$R_{lav}$	1,0
$x_v$	0,0
$\Delta P_{adm}$	0,0%
$\Delta P_{exs}$	0,0%
$\Delta P_{cam}$	4,0%

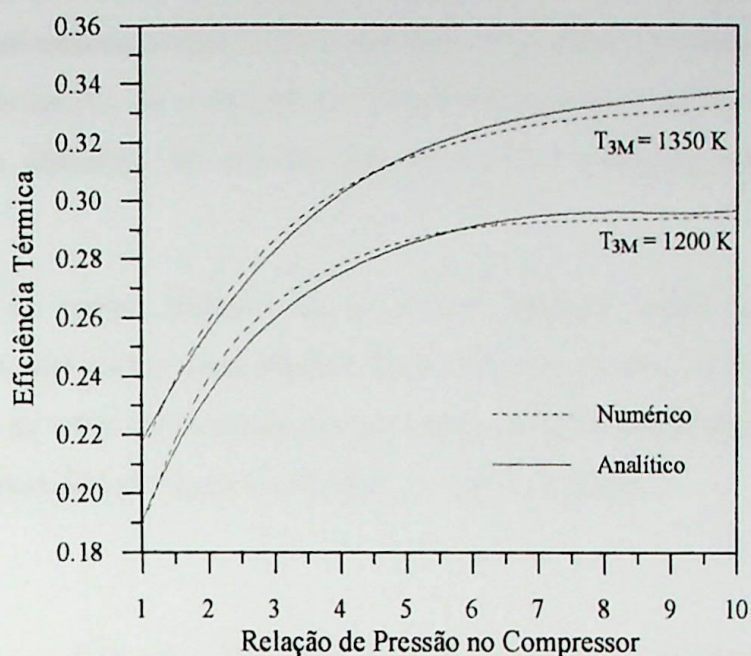


Figura 4.1 - Eficiência térmica calculada pelo método analítico e pelo modelo apresentado.

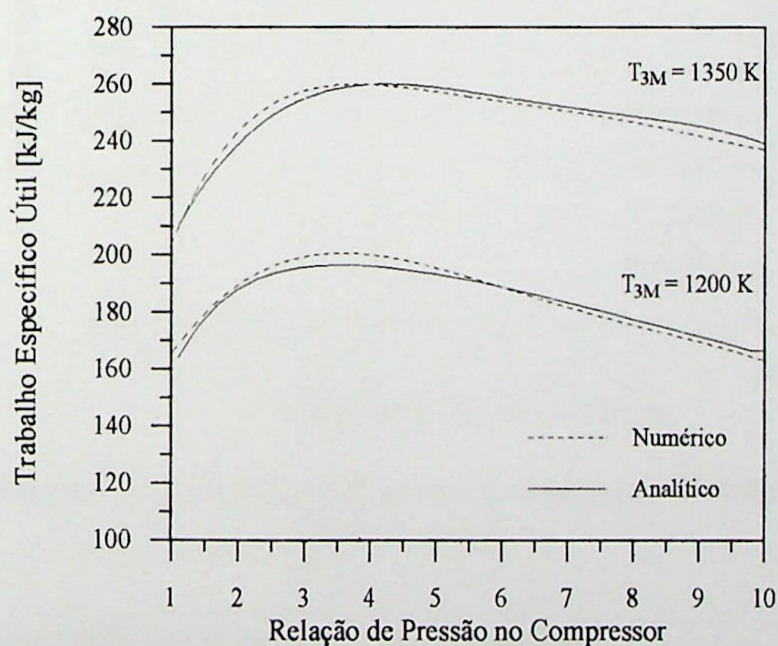


Figura 4.2 - Trabalho específico útil calculado pelo método analítico e pelo modelo apresentado.

Como pode ser observado na Figura 4.1 e na Figura 4.2, os dois métodos considerados produzem resultados bastante semelhantes, tanto para a eficiência térmica quanto para o

trabalho específico útil. No entanto, o modelo apresentado no Cap. 3, que utiliza o princípio de equilíbrio quase estático, possui ainda a vantagem de se poder considerar as variações dos rendimentos isentrópicos, da utilização de curvas reais de desempenho da turbina e do compressor e da utilização de mais de uma câmara de combustão, operando de forma defasada.

O passo de tempo utilizado foi de 0,0005 segundo, sendo que o mesmo foi determinado após uma análise considerando vários passos de tempos, onde constatou-se que valores inferiores ao valor citado acima, não produzem variações significativas nos resultados, como pode ser observado na Figura 4.3, onde  $dt$  é o passo de tempo.

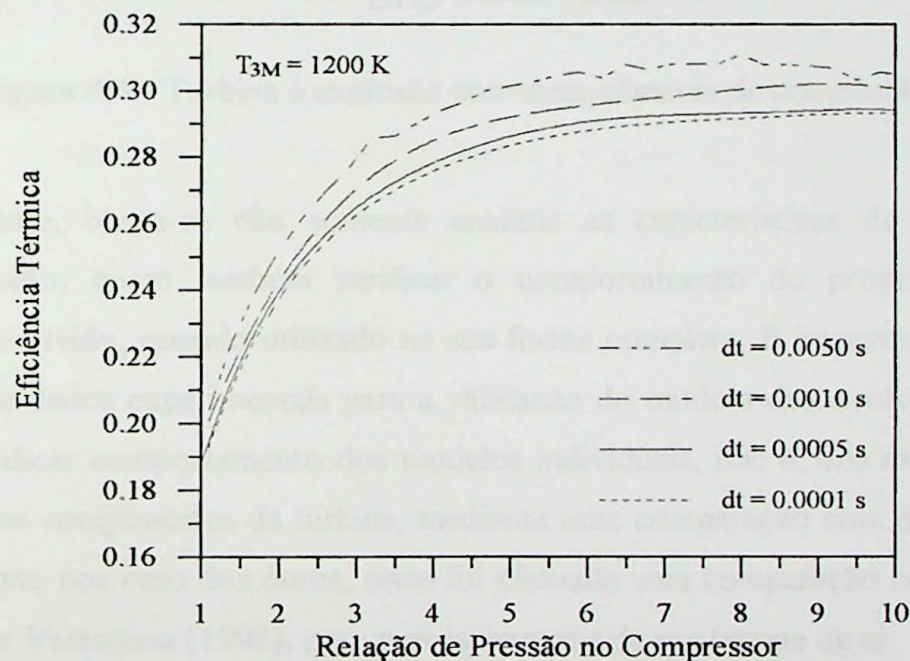


Figura 4.3 - Convergência da eficiência térmica para diferentes passos de tempo.

#### 4.2 - Turbina a explosão com duas câmaras de combustão.

Neste item efetua-se a introdução no modelo global da turbina a explosão, dos modelos utilizados para a simulação do plenum de admissão, dos dutos, do compressor e da turbina, sendo que para estes últimos componentes, além da utilização de suas curvas características para obtenção do rendimento, também foi considerada a hipótese de operarem com rendimento isentrópico constante.

A turbina à explosão utilizada nesta análise é composta de duas câmaras de combustão, conectadas ao compressor e à turbina através do plenum e dos dutos de admissão e exaustão, como mostrado na figura abaixo. Deve-se observar que quando se utilizam duas ou mais câmaras de combustão, operando de forma defasada, deve-se introduzir uma pausa nos seus ciclos de operação. Esta pausa tem a função de seu evitar a interferência entre os ciclos de câmaras diferentes (Stodola, 1945), como será descrito mais adiante neste capítulo.

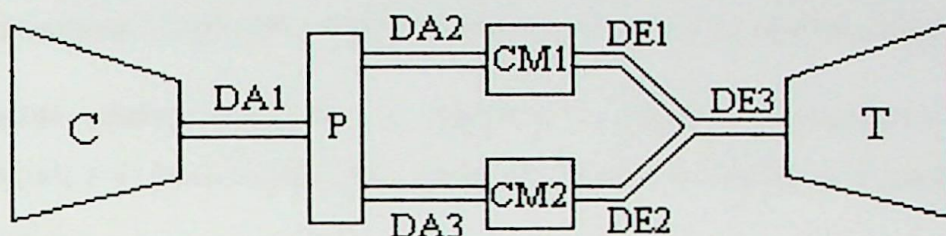


Figura 4.4 - Turbina à explosão com duas câmaras de combustão.

Inicialmente, busca-se não somente analisar as características de desempenho da turbina a explosão, como também verificar o comportamento do próprio programa de simulação desenvolvido, quando utilizado na sua forma completa. É importante observar que não se dispõe de dados experimentais para a validação do modelo desenvolvido. No entanto, procurou-se verificar comportamento dos modelos individuais, isto é, dos modelos utilizados para cada um dos componentes da turbina, mediante uma comparação com dados disponíveis na literatura, como no caso dos dutos, onde foi efetuada uma comparação com os resultados apresentados por Velásquez (1998), para o esvaziamento de um tanque de ar.

Com relação ao passo de tempo utilizado nesta simulação, este foi determinado como sendo o menor valor entre aquele fixado com base na Figura 4.3, que é de 0,0005 segundo, e o valor obtido a partir do critério de estabilidade de Courant-Friedrichs-Lewy, requerido para a simulação do escoamento nos dutos.

Para cada condição de operação, o volume das câmaras foi definido de forma que a frequência dos seus ciclos fosse da mesma ordem das frequências sugeridas por Holzwarth (Stodola, 1945) e Catchpole e Runacres (1972). Segundo estes autores o volume das câmaras de combustão deve ser o menor possível, o que se consegue mantendo a máxima frequência de ciclos, compatível com os limites impostos pelo tempo de queima.

Conforme mencionado no Cap. 3, o perfil de queima do combustível é determinado pela forma da função de Wiebe, que por sua vez é definida através das constantes 'a' e 'm'. Os resultados abaixo foram obtidos com valores de 1,5 e 5,0, para as constantes 'a' e 'm', respectivamente.

As dimensões dos dutos foram determinadas durante as simulações onde, tanto no caso da área da seção transversal quanto no caso do comprimento dos dutos, procurou-se obter as menores dimensões possíveis, para cada caso, sem que houvesse perdas significativas de eficiência da turbina à explosão, porém considerando-se as dimensões das câmaras.

As figuras abaixo mostram os resultados obtidos utilizando-se a configuração mostrada na Figura 4.4, para o caso onde são considerados os mesmos valores dos parâmetros listados Tabela 4.1.

Como pode ser observado na Figura 4.5 e na Figura 4.6 tanto os valores da eficiência térmica quanto do trabalho específico útil, calculados a partir do modelo completo, isto é, a partir do modelo que considera todos os componentes da turbina, apresentam a mesma tendência daqueles obtidos com o método analítico, o que fornece uma boa indicação da sua validade, embora dados experimentais sejam necessários para uma validação mais realista.

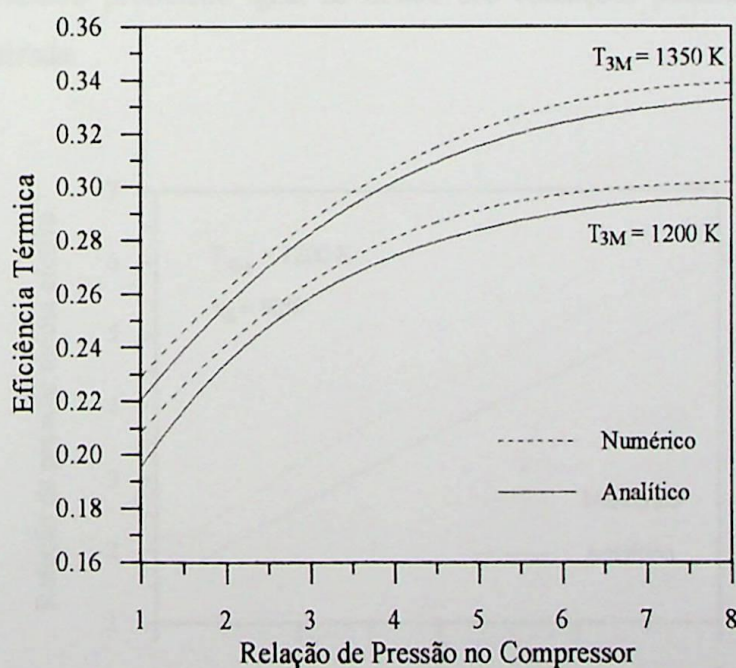


Figura 4.5 - Eficiência térmica calculada pelo método analítico e pelo modelo completo.



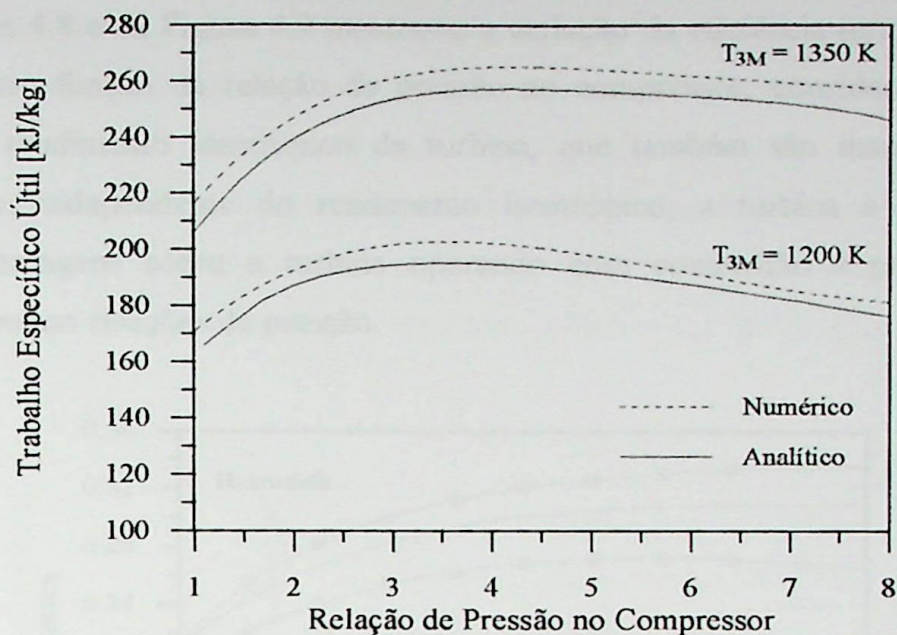


Figura 4.6 - Trabalho específico útil calculado pelo método analítico e pelo modelo completo.

Observa-se também, que os valores obtidos quando se considera o efeito de defasagem entre a operação das câmaras é superior aos obtidos com o modelo analítico, que não considera tais efeitos. A Figura 4.7 mostra que ocorre um aumento da relação de pressão média efetiva na turbina, a qual é definida como sendo a relação de pressão constante, que resulta em um trabalho produzido igual ao obtido sob condições pulsantes, para a mesma temperatura na entrada.

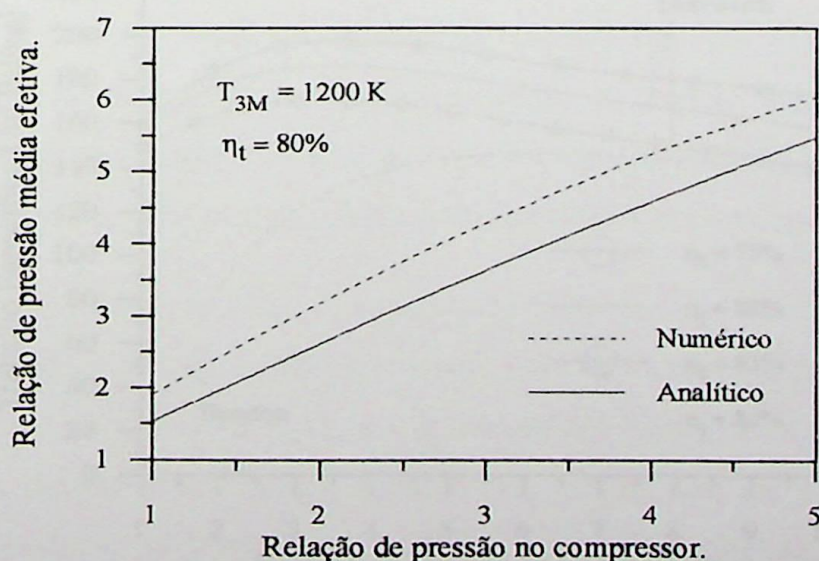
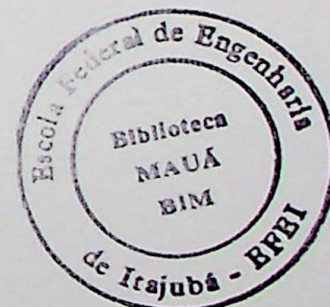


Figura 4.7 - Variação da relação pressão média efetiva na turbina em função da relação de pressão no compressor.



Na Figura 4.8 e na Figura 4.9 mostra-se a variação da eficiência térmica e do trabalho específico útil, em função da relação de pressão no compressor, considerando outros dois valores para o rendimento isentrópico da turbina, que também são mantidos constantes. Constata-se que, independente do rendimento isentrópico, a turbina à explosão mostra consideráveis vantagens sobre a turbina operando com combustão a pressão constante, sobretudo para baixas relações de pressão.

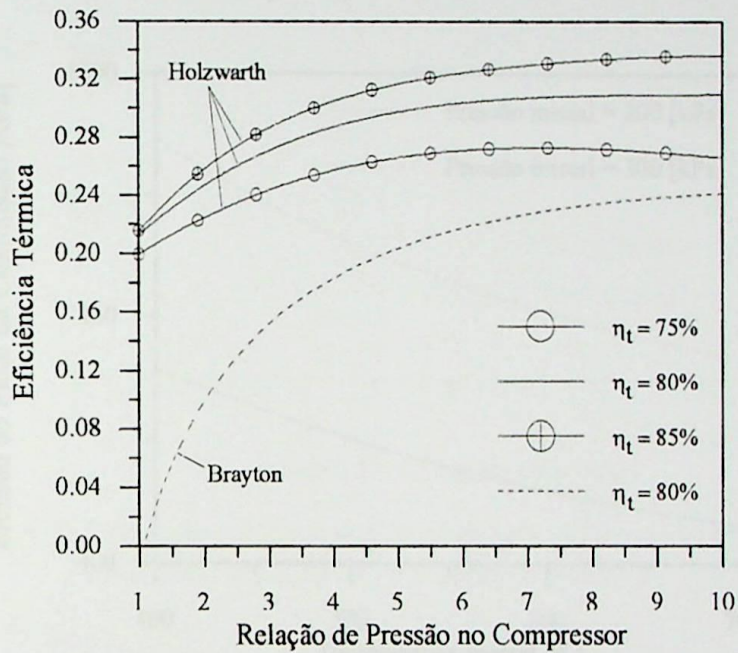


Figura 4.8 - Influência do rendimento isentrópico da turbina na eficiência térmica do ciclo Holzwarth ( $T_{3M} = 1200$  K).

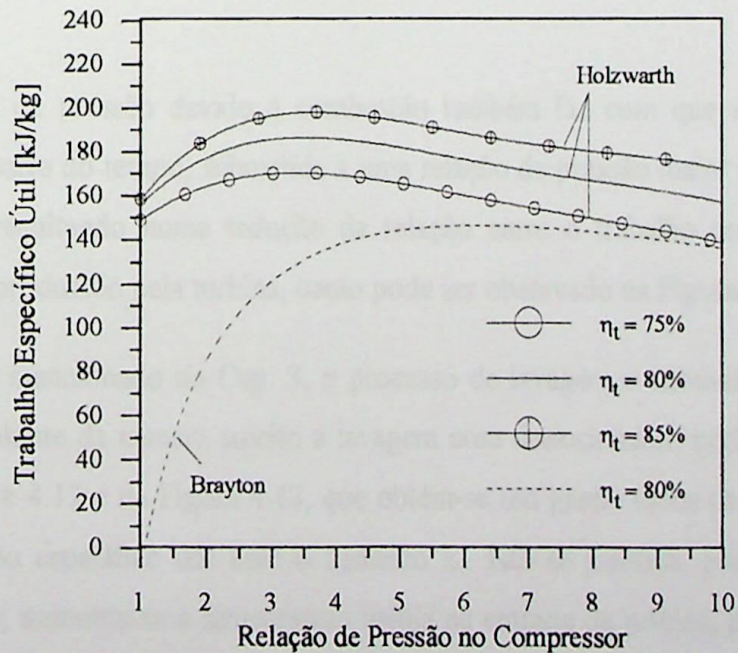


Figura 4.9 - Influência do rendimento isentrópico da turbina no trabalho específico útil do ciclo Holzwarth ( $T_{3M} = 1200$  K).

O comportamento descrito acima é influenciado pelo fato de que baixas relações de pressão no compressor resultam em menores temperaturas na câmara de combustão antes da queima e, quanto menor esta temperatura, maior será a relação de pressão devido à combustão. Isto pode ser observado na Figura 4.10, onde é mostrada a pressão máxima obtida com combustão a volume constante, para diferentes valores da temperatura antes da queima, considerando uma relação de equivalência constante e igual a 0,2 ( $\phi = 0,2$ ).

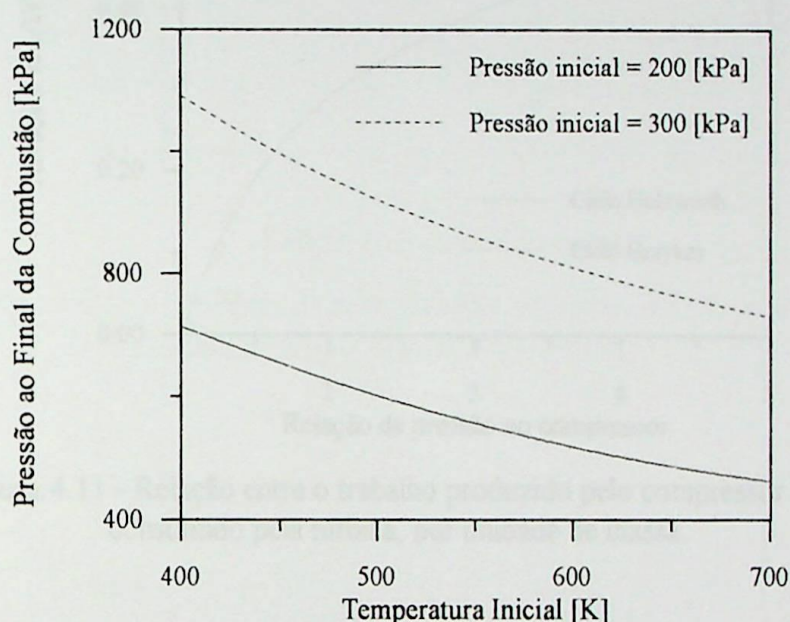


Figura 4.10 - Pressão alcançada com combustão a volume constante.

O aumento de pressão devido à combustão também faz com que a turbina trabalhe, durante a maior parte do tempo, submetida a uma relação de pressão maior do que a existente no compressor, resultando numa redução da relação entre o trabalho consumido por este equipamento e o produzido pela turbina, como pode ser observado na Figura 4.11.

Conforme mencionado no Cap. 3, o processo de lavagem e admissão é caracterizado pela fração do volume da câmara sujeito a lavagem com deslocamento perfeito ( $x_v$ ). Pode-se observar na Figura 4.12 e na Figura 4.13, que obtém-se um ganho tanto da eficiência térmica quanto do trabalho específico útil com o aumento  $x_v$ . Isto se justifica, pois à medida que o valor de  $x_v$  cresce, aumenta-se a temperatura média na entrada da turbina, já que uma parcela maior dos gases contidos na câmara não se mistura com o ar que entra na mesma. Maiores

valores de  $x_v$  também resultam em menores temperaturas na câmara antes da queima (final do processo de lavagem e admissão), resultando numa maior relação de pressão devido à combustão.

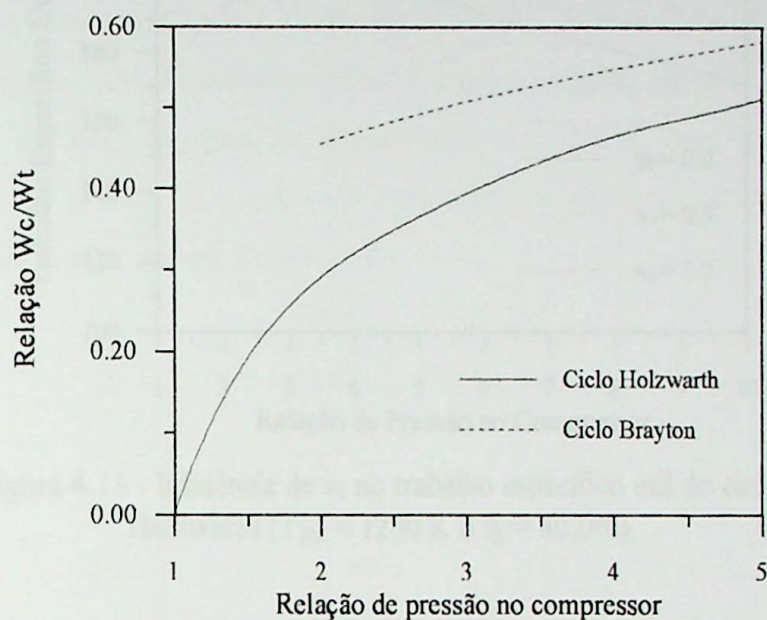


Figura 4.11 - Relação entre o trabalho produzido pelo compressor e o consumido pela turbina, por unidade de massa.

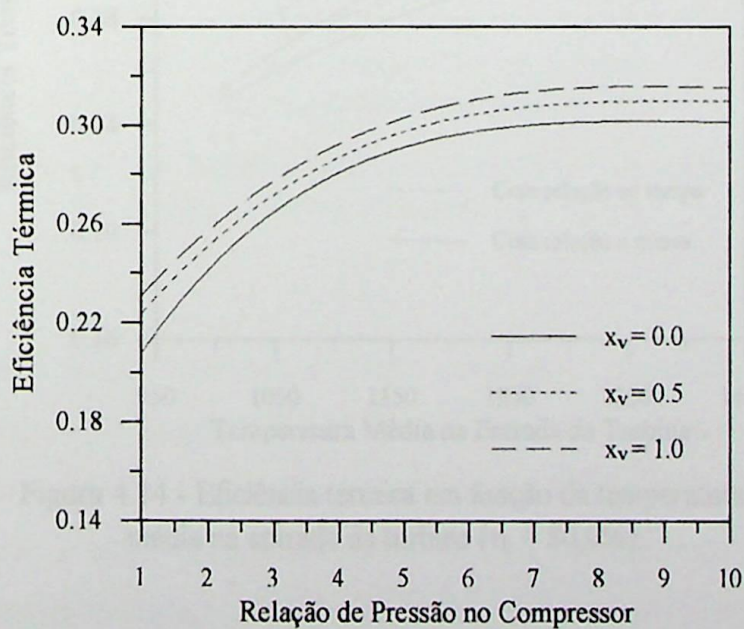


Figura 4.12 - Influência de  $x_v$  na eficiência térmica do ciclo Holzwarth

( $T_{3M} = 1200 \text{ K}$  e  $\eta_t = 80,0\%$ ).

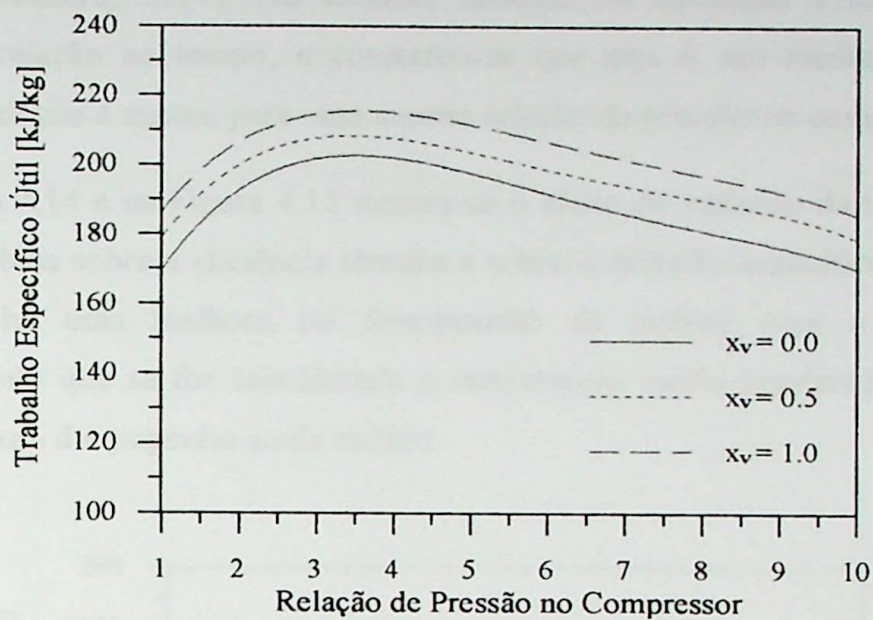


Figura 4.13 - Influência de  $x_v$  no trabalho específico útil do ciclo Holzwarth ( $T_{3M} = 1200$  K e  $\eta_t = 80,0\%$ ).

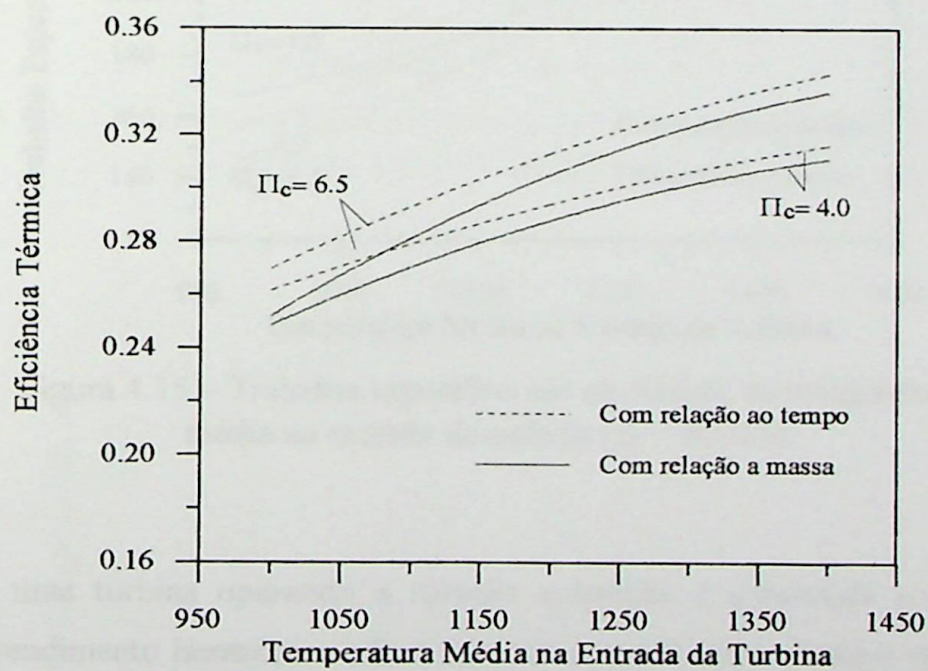


Figura 4.14 - Eficiência térmica em função da temperatura média na entrada da turbina ( $\eta_t = 80,0\%$ ).

O processo de combustão intermitente provoca uma variação cíclica da temperatura na entrada da turbina, portanto, para se estabelecer uma base de comparação com o ciclo

Brayton, foi utilizada a temperatura média ponderada com relação à massa de gases que escoam pela turbina (Kanamaru, 1994). No entanto, também foi calculada a temperatura média, ponderada com relação ao tempo, e constatou-se que esta é, em média, 60 K inferior a ponderada com relação à massa, para uma mesma relação de pressão no compressor.

Na Figura 4.14 e na Figura 4.15 mostra-se o efeito da variação da temperatura média na entrada da turbina sobre a eficiência térmica e sobre o trabalho específico útil. Como pode ser observado, há uma melhora no desempenho da turbina com o aumento destas temperaturas, sendo que se for considerada a temperatura média ponderada com relação ao tempo, obtém-se um desempenho ainda melhor.

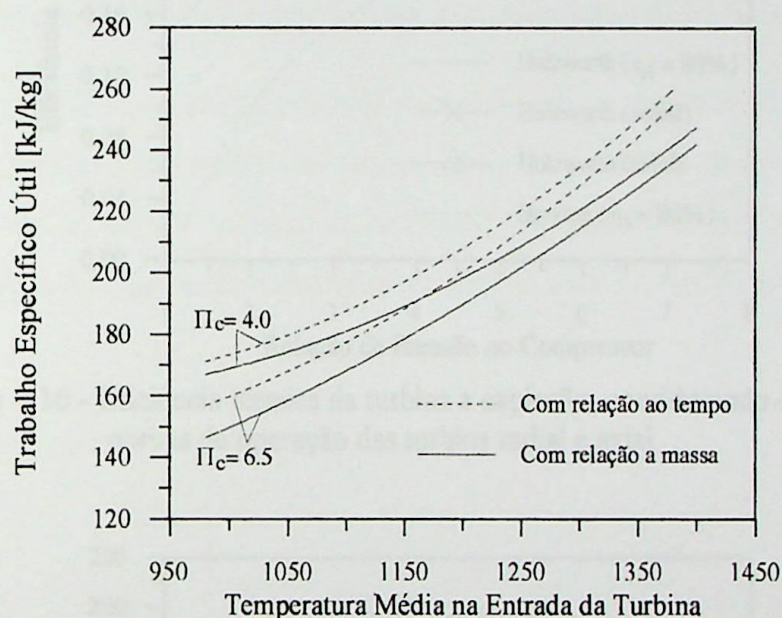


Figura 4.15 – Trabalho específico útil em função da temperatura média na entrada da turbina ( $\eta_t = 80,0\%$ ).

Quando uma turbina operando a rotação constante é submetida a um escoamento pulsante o seu rendimento isentrópico não é constante, sendo que o mesmo varia, durante um ciclo, de acordo com o perfil de pressão e temperatura na entrada da turbina. Quanto maior a variação de pressão e temperatura, maior será a variação do rendimento isentrópico, o que afeta os parâmetros de desempenho da turbina operando de acordo com o ciclo Holzwarth.

Na Figura 4.16 e na Figura 4.17, pode-se observar a influência da variação do rendimento isentrópico da turbina, sobre o desempenho da máquina a explosão. A utilização

das curvas de operação para a obtenção do rendimento isentrópico resulta numa redução da eficiência térmica e do trabalho específico útil, sobretudo para baixas relações de pressão no compressor. Isto ocorre, pois a baixas relações de pressão, o aumento de pressão com a combustão é ainda maior, aumentando-se o efeito da variação do rendimento isentrópico devido ao aumento da amplitude dos pulsos de pressão.

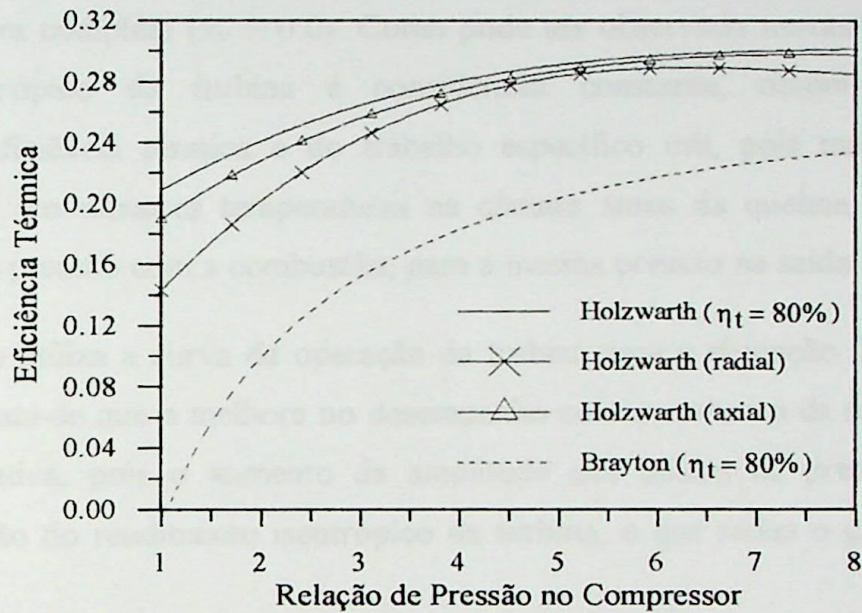


Figura 4.16 - Eficiência térmica da turbina a explosão, considerando-se as curvas de operação das turbina radial e axial.

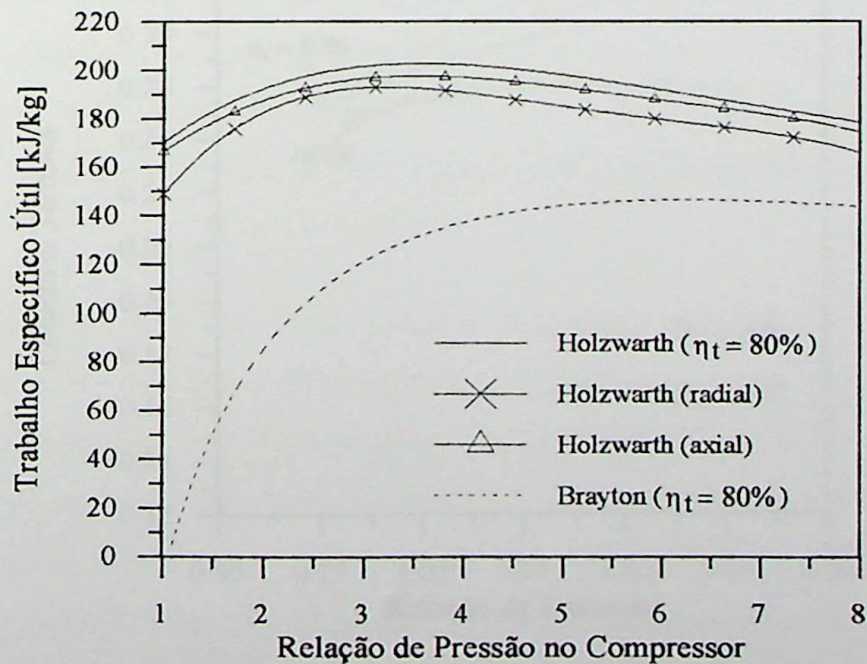


Figura 4.17 - Trabalho específico útil da turbina a explosão, considerando-se as curvas de operação das turbina radial e axial.

Se comparado o desempenho da máquina operando sob o ciclo Holzwarth que utiliza turbina axial com a que utiliza turbina radial, observa-se que, neste caso, a utilização da turbina axial resultou em menor redução de desempenho, já que a turbina apresentada possui menor variação do seu rendimento isentrópico com a relação de pressão.

A Figura 4.18 e a Figura 4.19 mostram a influência da relação de lavagem ( $R_{lav}$ ) sobre o desempenho do ciclo Holzwarth, considerando que o processo de lavagem e admissão ocorre com mistura completa ( $x_v = 0.0$ ). Como pode ser observado nestas figuras, quando o rendimento isentrópico da turbina é considerado constante, obtém-se um aumento significativo da eficiência térmica e do trabalho específico útil, pois maiores relações de lavagem resultam em menores temperaturas na câmara antes da queima, resultando numa maior elevação de pressão com a combustão, para a mesma pressão na saída do compressor.

Quando se utiliza a curva de operação da turbina para a obtenção do seu rendimento isentrópico, constata-se que a melhora no desempenho com o aumento da relação de lavagem é menos significativa, pois o aumento da amplitude dos pulsos de pressão tem o efeito adverso da redução do rendimento isentrópico da turbina, o que reduz o ganho de eficiência térmica.

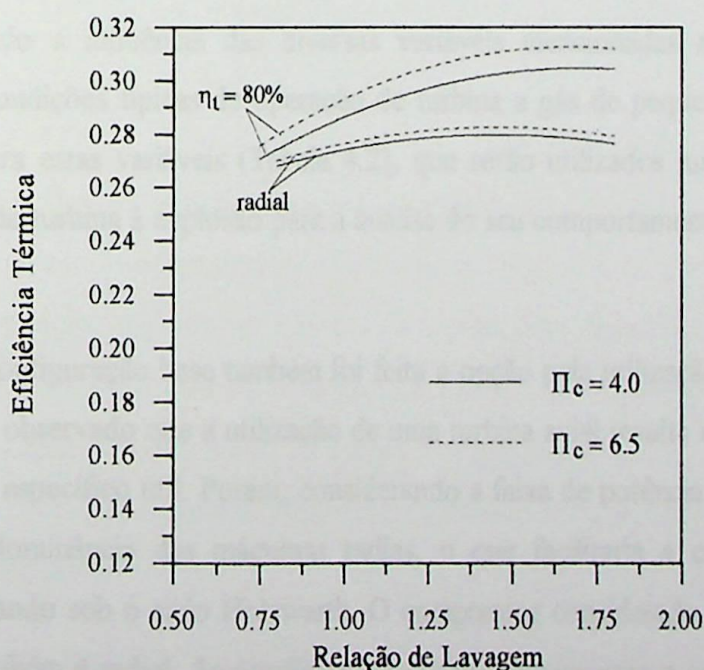


Figura 4.18 - Eficiência térmica do ciclo Holzwarth em função da relação de lavagem ( $T_{3M} = 1200$  K).



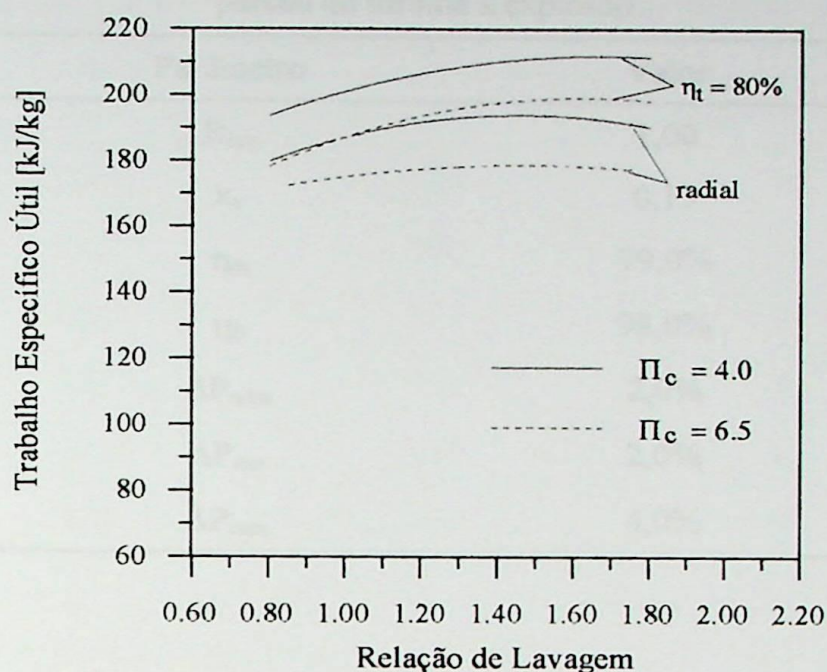


Figura 4.19 - Trabalho específico útil do ciclo Holzwarth em função da relação de lavagem ( $T_{3M} = 1200 \text{ K}$ ).

#### 4.2.1 - Operação em carga parcial.

Considerando a influência das diversas variáveis mencionadas acima e visando a aproximação de condições típicas de operação de turbina a gás de pequena potência, foram fixados valores para estas variáveis (Tabela 4.2), que serão utilizados juntamente com uma configuração fixa da turbina à explosão para a análise do seu comportamento em condições de carga parcial.

Para esta configuração base também foi feita a opção pela utilização da turbina radial, mesmo tendo sido observado que a utilização de uma turbina axial resulta em maior eficiência térmica e trabalho específico útil. Porém, considerando a faixa de potência das microturbinas, constata-se a predominância das máquinas radiais, o que facilitaria a construção de uma turbina a gás operando sob o ciclo Holzwarth. O compressor considerado é aquele mostrado no Cap. 3, que também é radial. As condições de projeto fixadas para o compressor e para a turbina são mostradas na Tabela 4.3.

Tabela 4.2 - Valores utilizados para a análise em carga parcial da turbina à explosão.

Parâmetro	Valor
$R_{lav}$	1,00
$x_v$	0,15
$\eta_m$	99,0%
$\eta_b$	98,0%
$\Delta P_{adm}$	2,0%
$\Delta P_{exs}$	2,0%
$\Delta P_{cam}$	4,0%

Tabela 4.3 – Condições de projeto fixadas para utilização das curvas do compressor e da turbina.

	Compressor	Turbina
Relação de pressão	4,0	3,9
Vazão [kg/s]	0,6	0,6
Temperatura na entrada [K]	288,15	1200

As dimensões dos dutos utilizados para a conexão dos componentes estão listadas na Tabela 4.4, que segue a denominação mostrada na Figura 4.4. Para a simulação do escoamento nos dutos foi utilizado um número de seções, para cada duto, que resultasse em um comprimento de 0,005 m para cada divisão da malha ( $\Delta x$ ). O número de Courant (C), utilizado para a determinação do passo de tempo, foi fixado em 0,8. É importante ressaltar que o erro relativo obtido ao se aplicar a equação da continuidade, durante um ciclo completo da turbina, foi da ordem de 0,76 %.

Os coeficientes de perda ( $\xi$ ), utilizados para a análise do escoamento na junção dos dutos, foram calculados considerando-se um ângulo de 150°, entre os dutos DE1 e DE3 e entre DE2 e DE3.



Para o funcionamento adequado da turbina a explosão com duas câmaras de combustão, deve-se efetuar o defasamento entre os ciclos de operação das mesmas, de forma que não ocorram simultaneamente os processos de lavagem e admissão em uma câmara e a descarga em outra, pois a simultaneidade destes processos impediria a realização adequada da lavagem. Assim, deve-se introduzir uma pausa no ciclo de funcionamento das câmaras, com mostra a Figura 4.20.

Nas figuras abaixo mostra-se a variação da pressão e da temperatura nas câmaras de combustão da turbina, durante um ciclo de operação, para a relação de pressão e temperatura de projeto. Nestas figuras podem ser identificados os instantes correspondentes ao início da combustão (1), final da combustão (2), início do processo de lavagem e admissão (3), final do processo de lavagem e admissão (4) e início de um novo ciclo (5). O intervalo de tempo de 0,005 s entre os instantes (4) e (5), corresponde a uma pausa no funcionamento da câmara em questão, que foi necessária para evitar a interferência com o processo de descarga da outra câmara.

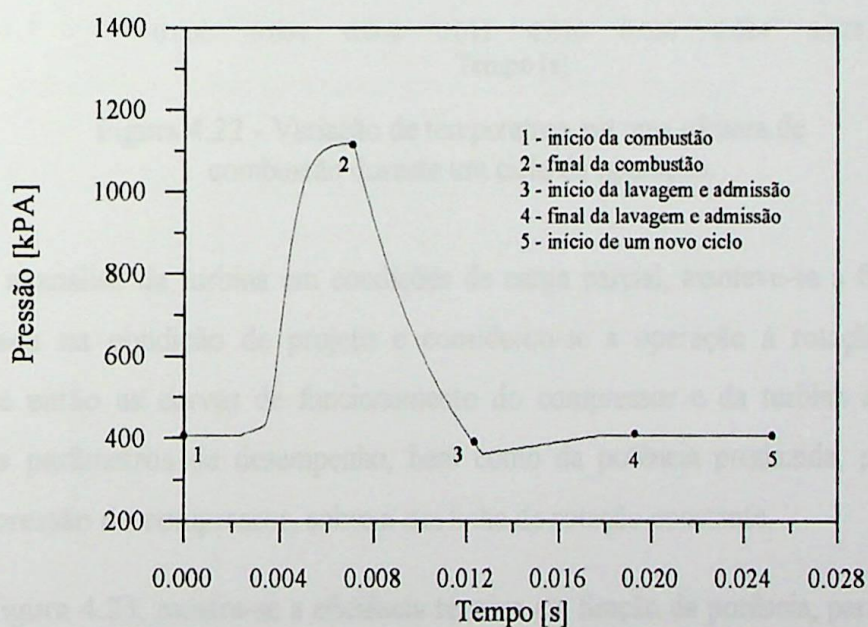


Figura 4.21 - Variação de pressão em uma câmara de combustão durante um ciclo de operação.

Na Figura 4.21 pode-se observar que no início do processo de lavagem, durante um pequeno intervalo de tempo onde acontece a abertura da válvula de admissão, ocorre uma

pequena queda de pressão na câmara de combustão. Esta queda de pressão acontece devido à forma da curva utilizada para definir a abertura da válvula, que faz com que a massa de ar que entra na câmara, nos instantes iniciais do processo de lavagem, seja inferior a massa de gases que deixa a mesma, provocando esta queda de pressão. Esta característica gera mais um desvio com relação ao modelo analítico apresentado no Cap. 2, onde foi considerado que o processo de lavagem e admissão ocorre a pressão constante.

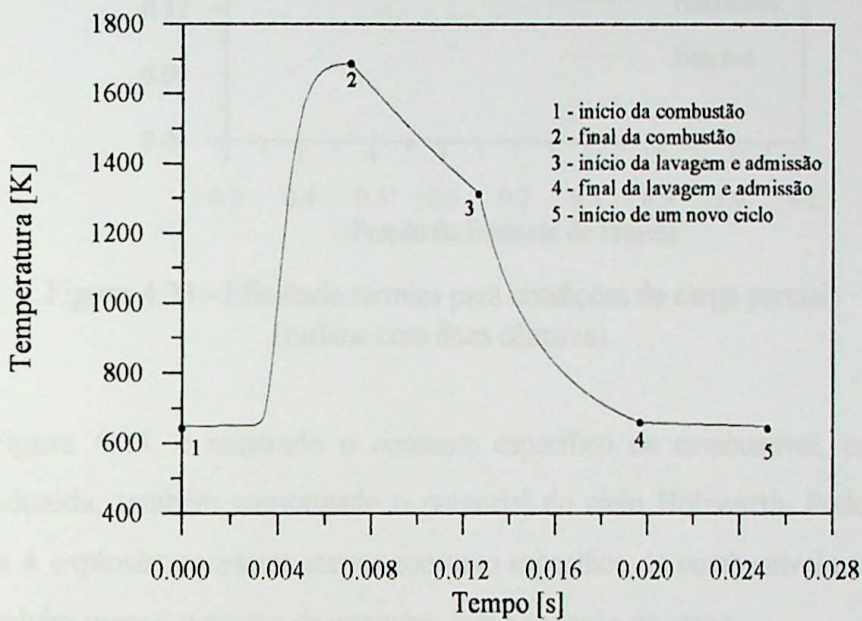


Figura 4.22 - Variação de temperatura em uma câmara de combustão durante um ciclo de operação.

Para a análise da turbina em condições de carga parcial, manteve-se a frequência de ciclos utilizada na condição de projeto e considerou-se a operação à rotação constante. Utilizando-se então as curvas de funcionamento do compressor e da turbina analisou-se a variação dos parâmetros de desempenho, bem como da potência produzida, para diversas relações de pressão do compressor, sobre a sua linha de rotação constante.

Na Figura 4.23, mostra-se a eficiência térmica em função da potência, para operação a rotação constante, podendo ser observado que a eficiência do ciclo Holzwarth também é significativamente maior que a da turbina operando sob o ciclo Brayton, mesmo para operação em cargas parciais. Este comportamento é influenciado pelo melhor desempenho da turbina à explosão a baixas relações de pressão, aliado ao fato de que a redução da relação de pressão leva ao aumento da vazão do compressor e, como a frequência de ciclos é constante, obtém-se relações de lavagem ligeiramente superiores.

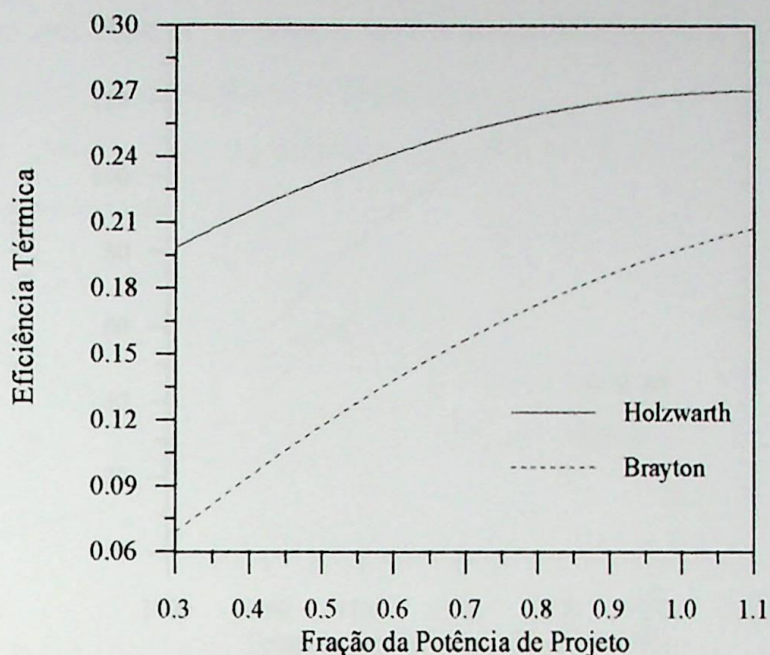


Figura 4.23 - Eficiência térmica para condições de carga parcial (turbina com duas câmaras).

Na Figura 4.24, é mostrado o consumo específico de combustível, em função da potência produzida, também constatando o potencial do ciclo Holzwarth. Pode-se observar que a turbina à explosão apresenta menor consumo específico de combustível na condição de projeto, e também menor aumento de consumo com a redução da carga.

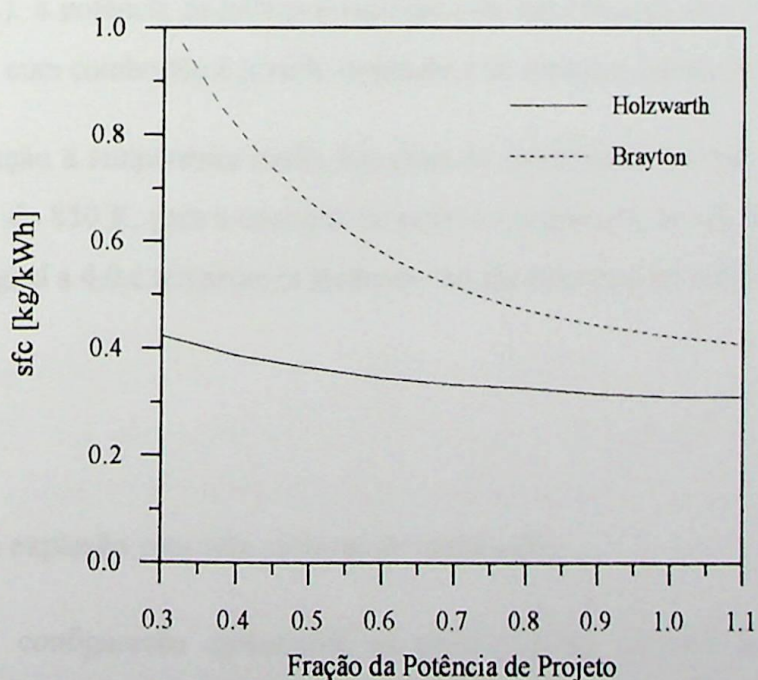


Figura 4.24 - Consumo específico de combustível para condições de carga parcial (turbina com duas câmaras).

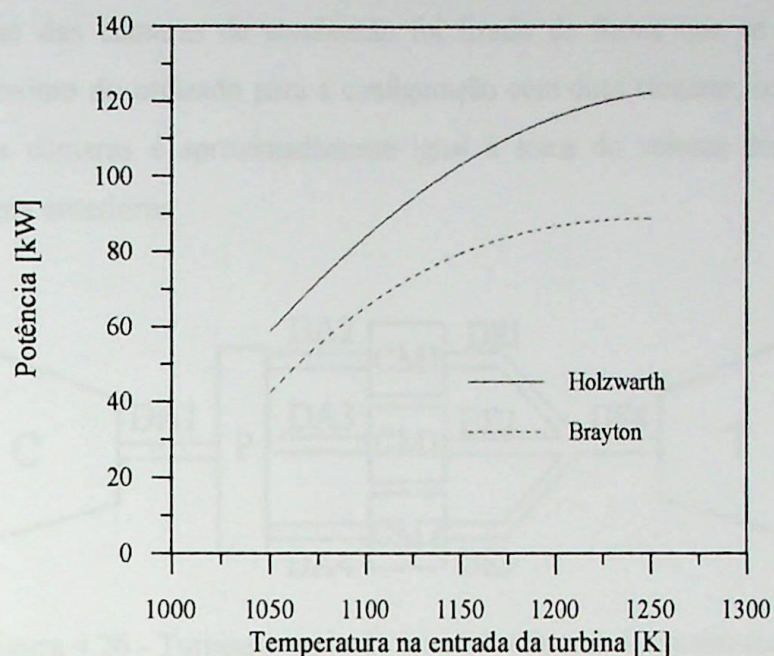


Figura 4.25 - Potência em função da temperatura média na entrada da turbina.

Na Figura 4.25 é mostrada a potência produzida, em função da temperatura na entrada da turbina, considerando operação a rotação constante. Observa-se que a potência produzida pela turbina operando sob o ciclo Holzwarth é bastante superior à da turbina operando sob o ciclo Brayton, para as mesmas condições. Por exemplo, considerando a temperatura de projeto (1200 K), a potência da turbina a explosão é da aproximadamente 112 kW, enquanto que a da turbina com combustão à pressão constante é de aproximadamente 85 kW.

Com relação à temperatura média dos gases na descarga da turbina, constatou-se que esta é da ordem de 850 K, para a condição de projeto considerada, isto é, relação de pressão no compressor igual a 4,0 e temperatura média na entrada da turbina de 1200 K.

### 4.3 - Turbina a explosão com três câmaras de combustão.

Além da configuração apresentada na seção anterior, também foi analisada uma configuração da turbina a explosão dotada de três câmaras de combustão, como mostra a Figura 4.26.

O volume das câmaras de combustão foi fixado de forma que se mantivesse um volume total próximo do utilizado para a configuração com duas câmaras, isto é, a soma do volume das três câmaras é aproximadamente igual à soma do volume das duas câmaras utilizadas nos itens anteriores.

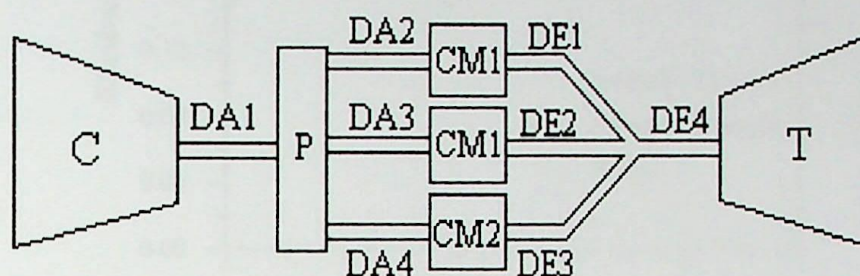


Figura 4.26 - Turbina à explosão com três câmaras de combustão.

Tabela 4.5 - Valores utilizados para a análise da turbina com três câmaras de combustão.

Parâmetro	Valor
$R_{lav}$	1,00
$x_v$	0,15
$\eta_m$	99,0%
$\eta_b$	98,0%
$\Delta P_{adm}$	2,0%
$\Delta P_{exs}$	2,0%
$\Delta P_{cam}$	4,0%

Na Figura 4.27 e a Figura 4.28, mostra-se a variação da eficiência térmica e do trabalho específico útil em função da relação de pressão no compressor, utilizando-se a configuração da Figura 4.26 e os valores dos parâmetros listados na Tabela 4.5. Como pode ser observado, a utilização de três câmaras de combustão resulta em um pequeno aumento da eficiência térmica e do trabalho específico útil, com relação à utilização de duas câmaras de combustão. Porém este aumento é menor do que o obtido quando se compara a turbina com duas câmaras e o modelo analítico, que não considera os efeitos de defasagem entre mesmas.



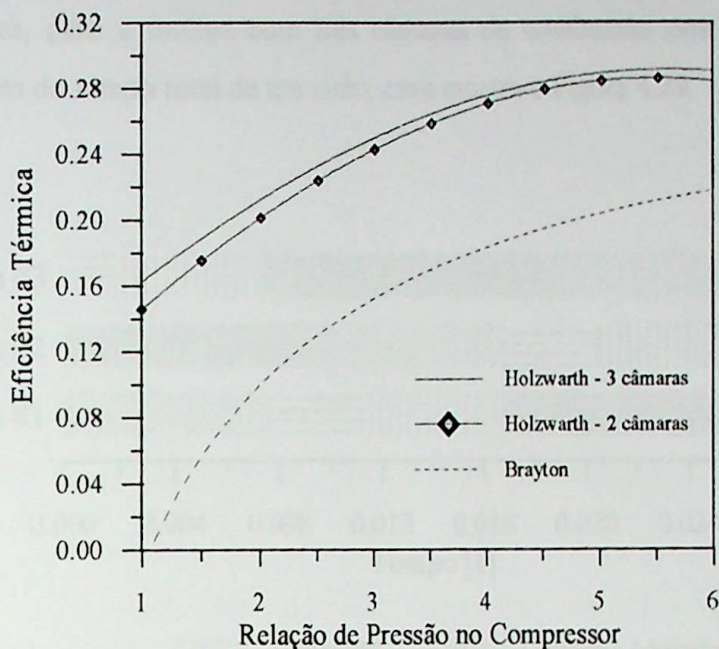


Figura 4.27 - Eficiência térmica em função da relação de pressão para a turbina com três câmaras de combustão ( $T_{3M}=1200$  K).

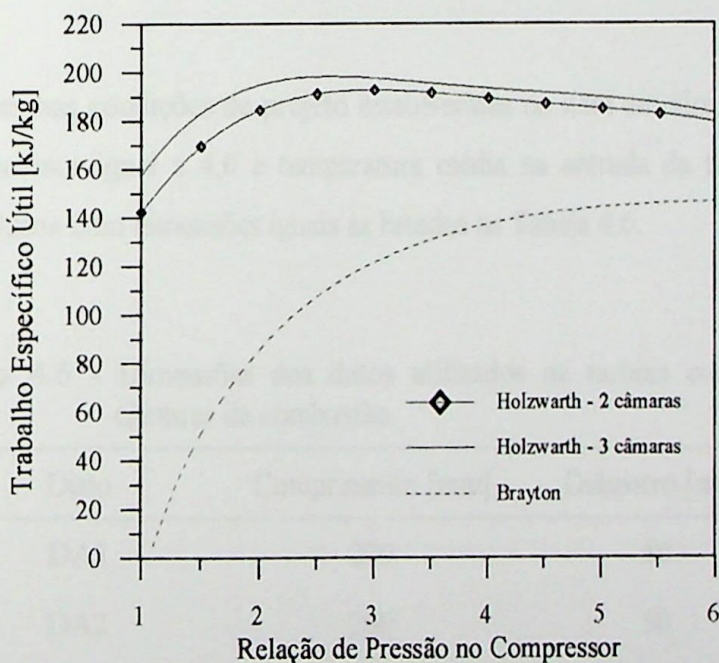


Figura 4.28 - Trabalho específico útil em função da relação de pressão para a turbina com três câmaras de combustão ( $T_{3M}=1200$  K).

Como no caso anterior, para que não ocorra interferência entre os processos de lavagem e admissão, devido à defasagem dos seus ciclos de operação, é necessária a utilização de uma pausa na sequência de eventos que ocorrem no interior das câmaras de

combustão. Porém, para a turbina com três câmaras de combustão esta pausa ocupa uma maior percentagem do tempo total de um ciclo, com mostra a Figura 4.29.

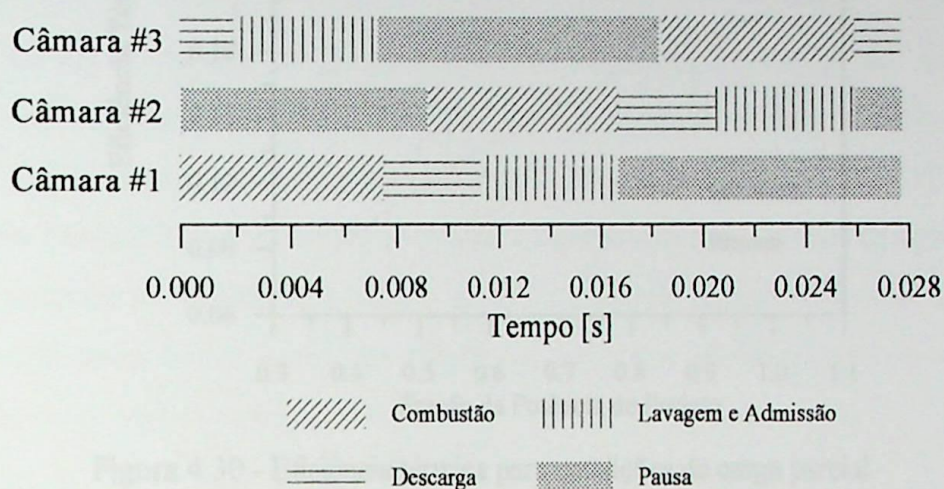


Figura 4.29 - Seqüência de eventos em uma câmara de combustão da turbina com três câmaras.

Para as mesmas condições de projeto estabelecidas no item anterior, isto é, relação de pressão no compressor igual a 4,0 e temperatura média na entrada da turbina de 1200 K, foram utilizados dutos com dimensões iguais às listadas na Tabela 4.6.

Tabela 4.6 - Dimensões dos dutos utilizados na turbina com três câmaras de combustão.

Duto	Comprimento [mm]	Diâmetro [mm]
DA1	200	50
DA2	200	50
DA3	200	50
DA4	200	50
DE1	450	50
DE2	400	50
DE3	450	50
DE4	400	60

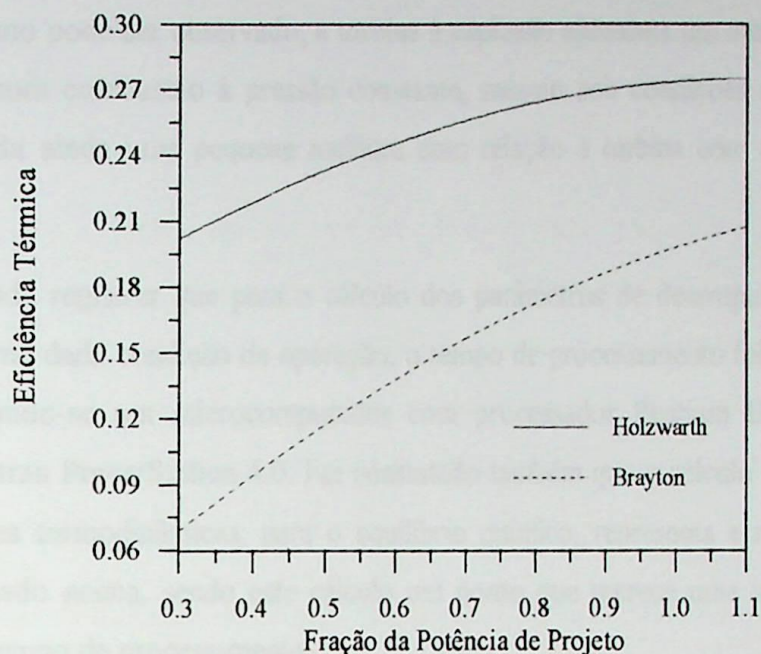


Figura 4.30 - Eficiência térmica para condições de carga parcial (turbina com três câmaras).

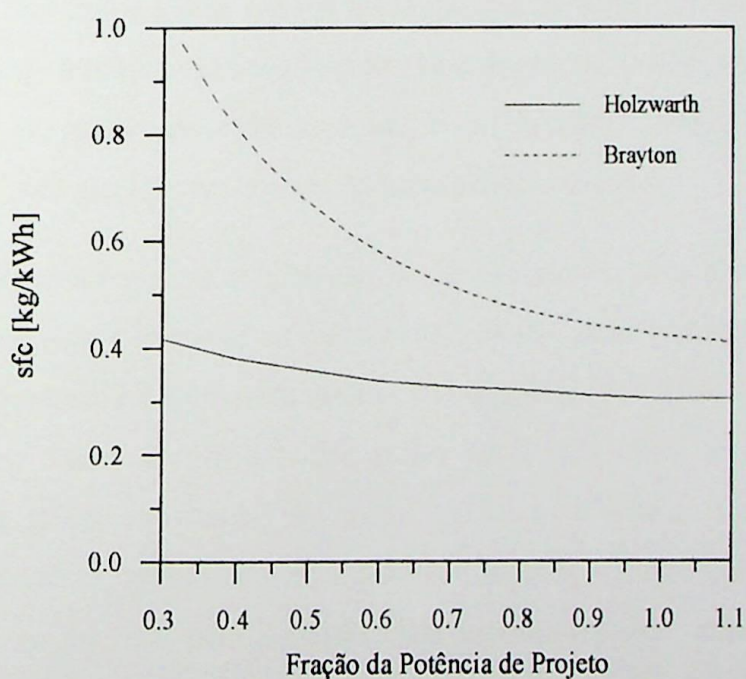


Figura 4.31 - Consumo específico de combustível para condições de carga parcial (turbina com três câmaras).

Na Figura 4.30 e na Figura 4.31 mostra-se a variação da eficiência térmica e do trabalho específico útil em função da carga da turbina, mantendo-se fixas as dimensões da Tabela 4.6, e para as mesmas condições de projeto da turbina com duas câmaras de

combustão. Como pode ser observado, a turbina à explosão apresenta um melhor desempenho que a turbina com combustão à pressão constante, mesmo sob condições de carga parcial, sendo constatada ainda uma pequena melhora com relação à turbina com duas câmaras de combustão.

Vale ainda registrar que para o cálculo dos parâmetros de desempenho da turbina à explosão, em uma dada condição de operação, o tempo de processamento foi em média de 22 minutos, utilizando-se um microcomputador com processador Pentium II - 333 MHz e compilador Fortran PowerStation 4.0. Foi constatado também que o cálculo da composição e das propriedades termodinâmicas, para o equilíbrio químico, representa a maior parcela do tempo mencionado acima, sendo este cálculo um ponto que merece uma investigação para otimização do tempo de processamento.

## 5 - Conclusões e Comentários.

Considerando a análise apresentada nos capítulos anteriores, pode-se concluir que a utilização de um sistema de combustão intermitente, a volume constante, se apresenta como uma alternativa de projeto para a elevação da eficiência e do trabalho específico de turbinas a gás de pequena potência, como é o caso de acionamento automotivo e, principalmente para a geração de energia elétrica em sistemas de pequena capacidade, isolados ou interligados (distributed generation).

A utilização da elevação de pressão, a partir da combustão a volume constante, para o aumento da eficiência térmica de turbinas a gás é especialmente vantajosa para baixas relações de pressão no compressor, pois nesta condição ocorrem as menores temperaturas do ar na admissão da câmara de combustão, o que resulta em maior elevação de pressão com a combustão. Para turbinas a gás de maiores potências, que trabalham com relações de pressão mais elevadas, a combustão a volume constante não é uma solução viável, pois além de serem mais complexas do ponto de vista mecânico, a sua eficiência térmica se aproxima da eficiência das turbinas que operam com combustão a pressão constante.

Ao mesmo tempo em que a combustão a volume constante eleva a pressão na entrada da turbina, ela submete a mesma a um escoamento pulsante, sendo que este escoamento faz com que o rendimento isentrópico da turbina não seja fixo, para uma dada condição de operação. Quanto maior a amplitude dos pulsos de pressão maior será a variação do rendimento isentrópico, resultando em menor ganho de eficiência térmica quando se consideram as curvas de funcionamento da turbina. Com relação a este aspecto, a utilização da turbina axial se mostrou mais vantajosa, pois se obteve menor redução de eficiência térmica quando consideradas suas curvas de funcionamento.

Também foi verificado que a utilização de mais de uma câmara de combustão, operando de forma defasada, é essencial para o funcionamento satisfatório da turbina à explosão, não somente pelo fato de se obter um melhor desempenho, o que se verifica pela elevação da sua eficiência térmica e trabalho específico útil, mas para uma operação estável do compressor e da própria turbina. No entanto, foi constatado que à medida que se utilizam mais câmaras de combustão aumenta-se a pausa que deve ser introduzida em seus ciclos de

funcionamento. Este aumento do tempo de espera (pausa) pode levar a uma diminuição da turbulência do ar no interior da câmara, dificultando a formação da mistura e, conseqüentemente da realização de uma queima adequada, o que já era uma preocupação manifestada por Holzwarth no início do século (Stodola, 1945). Para verificar a influência desta pausa é necessária a utilização de modelos mais complexos para as câmaras de combustão, considerando-se a formação do jato de combustível bem como da turbulência no interior das câmaras.

Com relação à operação em carga parcial, pôde-se constatar que a turbina operando sob o ciclo Holzwarth também apresenta um melhor rendimento do que a turbina operando sob o ciclo Brayton, pois, conforme mencionado anteriormente, a maior elevação de pressão com a combustão ocorre para menores temperaturas do ar antes da queima, o que se verifica para menores relações de pressão do compressor e maiores relações de lavagem.

A restrição imposta pelos materiais da turbina quanto à temperatura dos gases na sua entrada, exige a utilização de relações combustível-ar bastante baixas, com valores próximos dos valores globais utilizados em turbina a gás com combustão à pressão constante. No entanto, para que se consiga uma queima satisfatória, é necessária a manutenção de relações combustível-ar mais elevadas, o que compromete a integridade da turbina. No caso de turbinas com combustão a pressão constante este problema é resolvido pela utilização de uma região de diluição, na câmara de combustão, onde uma parcela do ar proveniente do compressor é misturada com os gases, baixando sua temperatura. Quando se considera a combustão a volume constante, não é possível utilizar o recurso mencionado acima e, portanto, deve ser considerada a hipótese da utilização de câmaras de combustão estratificadas, que permitam a existência de uma região com relação combustível-ar suficientemente alta, para uma queima adequada, ao lado de regiões onde praticamente não existiria combustível, baixando a temperatura média dos gases, de forma que não se cause danos aos materiais da turbina e aos materiais da própria câmara de combustão. Em termos de modelagem, são necessárias apenas algumas modificações e ajustes no programa utilizado, já que o mesmo foi desenvolvido de forma a considerar a presença de múltiplas zonas nas câmaras de combustão.

Foi observado que, para uma condição típica de operação de turbinas a explosão de pequena potência, a temperatura média dos gases de exaustão está em torno de 850 K, sendo

que para estas mesmas condições foram obtidas eficiências térmicas da ordem de 27%. Utilizando microturbinas a gás, com combustão à pressão constante, somente serão obtidas eficiências térmicas próximas da mencionada acima, através da utilização de regeneradores de calor, o que reduz a temperatura dos gases de exaustão para valores em torno de 550 K. Assim, as microturbinas operando com combustão a volume constante, podem também se tornar uma opção para os sistemas de cogeração de pequena capacidade, pois possuem valores de eficiência térmica próximos das microturbinas com combustão à pressão constante que trabalham ciclo regenerativo, porém com temperatura dos gases de exaustão bastante superiores.

Com relação ao cálculo da temperatura média na entrada da turbina, devem ser efetuados estudos da transferência de calor em escoamento pulsante determinando-se qual é a sua forma de cálculo que melhor representa a temperatura constante existente no ciclo Brayton, para uma dada condição de operação. Conseqüentemente esta deve ser a temperatura média utilizada como base de comparação. Se for constatado que a temperatura média com relação ao tempo é mais representativa, o desempenho do ciclo Holzwarth melhoraria um pouco mais, uma vez que no cálculo dos parâmetros de desempenho da turbina operando sob o ciclo Holzwarth, a temperatura média ponderada com relação ao tempo é, em média, 60 K inferior a temperatura ponderada com relação à massa. Como pôde ser observado, optou-se neste trabalho pela utilização da temperatura média ponderada com relação à massa de gases, como base de comparação com a turbina operando sob o ciclo Brayton, numa atitude conservadora.

Ainda como sugestão de trabalho futuro, propõe-se a análise de outras configurações para a turbina à explosão, no que se refere à otimização do número de câmaras de combustão e da disposição do sistema de descarga, bem como do comprimento e do diâmetro dos dutos, buscando o tempo ideal de abertura e fechamento das válvulas de admissão e escape. Uma configuração a ser considerada é a de um sistema de descarga dividido, como os que são utilizados nos coletores de exaustão de motores alternativos turboalimentados, onde são utilizadas tubulações independentes para um determinado conjunto de câmaras, sendo que estas tubulações são conectadas a setores diferentes da turbina.

Deve-se observar que o modelo apresentado considera combustão puramente a volume constante, isto implica na existência de válvulas na entrada e na saída das câmaras de

combustão. A operação de uma válvula na saída da câmara de combustão, submetida a altas temperaturas, pode ser um problema sério, como mencionado por Catchpole e Runacres (1972). Uma alternativa para contornar este problema, seria trabalhar com a câmara de combustão sem válvulas na descarga, o que em contrapartida reduziria os efeitos da elevação de pressão com a combustão, prejudicando ainda a operação de forma defasada das câmaras. Um estudo detalhado desta configuração, levando-se em consideração o tempo de queima e a redução da elevação de pressão com a combustão, permitiria quantificar os efeitos da retirada da válvula de descarga, sobre os parâmetros de desempenho da turbina à explosão.

É importante ainda considerar que o potencial das turbinas a gás, operando sob o ciclo Holzwarth, para geração de energia em sistemas de pequena potência que foi evidenciado neste trabalho, deve ser melhor quantificado através de estudos experimentais, sendo que o modelo apresentado pode servir de ponto de partida para definição de uma configuração a ser analisada experimentalmente.

Como última observação, vale ressaltar que os modelos apresentados para as câmaras de combustão, dutos, compressor e turbina, foram adaptados de modelos utilizados para a simulação de motores a combustão interna turboalimentados. Assim, os códigos computacionais desenvolvidos podem ser modificados, sem grandes dificuldades, o que permitiria uma análise do comportamento destes motores sob diferentes condições de operação.



## APÊNDICE - A

### A - Coeficientes utilizados nos polinômios para cálculo dos calores específicos.

Coeficientes	Faixa de Temperaturas	
	200 a 800 K [J/kg]	800 a 2200 K [J/kg]
C0	+1.0189134E+03	+7.9865509E+02
C1	-1.3783636E-01	+5.3392159E-01
C2	+1.9843397E-04	-2.2881694E-04
C3	+4.2399242E-07	+3.7420857E-08
C4	-3.7632489E-10	0.00E+00
C5	0.00E+00	0.00E+00
CP0	-3.5949415E+02	+1.0887572E+03
CP1	+4.5163996E+00	-1.4158834E-01
CP2	+2.8116360E+00	+1.9160159E-03
CP3	-2.1708731E-05	-1.2400934E-06
CP4	+2.8688783E-08	+3.0669459E-10
CP5	-1.226336E-11	-2.6117109E-14
H0	+6.2637416E+04	-1.7683851E+05
H1	-5.2903044E+02	+8.3690644E+02
H2	+3.2226232E-00	+3.6746206E-1
H3	-2.1670252E-03	+2.5155448E-4
H4	+2.4951703E-07	-1.2541337E-07
H5	+3.4891819E-10	+1.6406268E-11

Fonte: Wilson (1984).

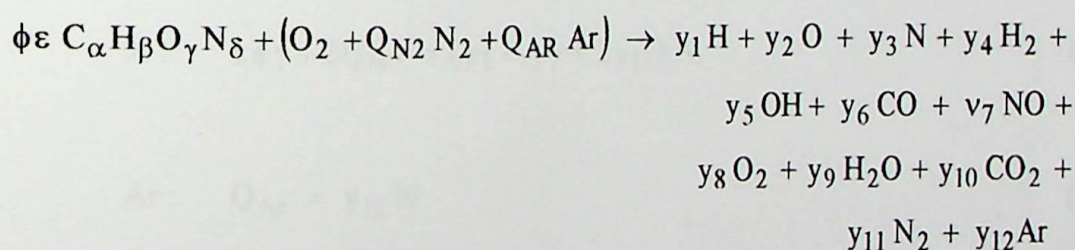
## APÊNDICE - B

### B - Cálculo da Composição e Propriedades Termodinâmicas de Produtos da Combustão Em Equilíbrio.

Neste apêndice é apresentado o método utilizado para o cálculo da composição e das propriedades termodinâmicas dos produtos da combustão em equilíbrio, sendo considerados combustíveis que tenham em sua fórmula carbono, hidrogênio, oxigênio e nitrogênio, isto é, combustíveis do tipo  $C_\alpha H_\beta O_\gamma N_\delta$ .

Nesta análise, assume-se que o ar é composto de 21% de oxigênio, 78% de nitrogênio e 1% de argônio em volume, sendo que a principal diferença em relação ao ar real é a presença de água em sua composição, no entanto, esta presença não será considerada.

Segundo Ferguson (1986), para temperaturas de até 2500 K, se a relação de equivalência ( $\phi$ ) é menor que 3,0, as únicas espécies relevantes formadas pela dissociação são O, H, OH, NO e N. Portanto, a reação de combustão considerada para o cálculo da composição em equilíbrio pode ser representada pela expressão abaixo, onde  $y_i$  é a fração molar da espécie  $i$ , presente nos produtos.



Para o cálculo das concentrações das diferentes espécies que coexistem em equilíbrio, a uma determinada pressão e temperatura, podem ser utilizados dois métodos principais: o da minimização da energia livre de Gibbs e o método das constantes de equilíbrio (Ferguson, 1986). Ambos os métodos se baseiam no conceito de que para uma reação química reversível, em uma situação de equilíbrio químico, a energia livre de reação deve ser igual a zero. O primeiro método possui a vantagem de não necessitar de reações estequiométricas independentes, porém apresenta maiores dificuldades matemáticas (Lapuerta et al, 1999). O segundo método requer a manipulação de um maior número de dados bibliográficos e uma

correta seleção das reações de equilíbrio. No entanto, este método é muito mais simples de ser formulado matematicamente e não requer modelos computacionais complexos, o que levou à sua adoção neste trabalho.

Uma vez conhecida a composição do gás, pode se proceder ao cálculo das propriedades termodinâmicas de interesse, tais como: entalpia, entropia, volume específico, energia interna, calores específicos e outras derivadas parciais úteis na análise termodinâmica, como apresentado a seguir.

O cálculo da composição em equilíbrio de cada uma das 12 espécies, listadas na reação de combustão acima, requer a utilização de 12 equações. As cinco primeiras equações resultam da conservação do número de átomos de C, H, O, N e Ar, como mostrado abaixo.

$$C: \quad \varepsilon \phi \alpha = (y_6 + y_{10}) N \quad (B.1)$$

$$H: \quad \varepsilon \phi \beta = (y_1 + 2 y_4 + y_5 + 2 y_9) N \quad (B.2)$$

$$O: \quad \varepsilon \phi \gamma + 2 = (y_2 + y_5 + y_6 + y_7 + 2 y_8 + y_9 + 2 y_{10}) N \quad (B.3)$$

$$N: \quad \varepsilon \phi \gamma + 2 Q_{N_2} = (y_3 + y_7 + 2 y_{11}) N \quad (B.4)$$

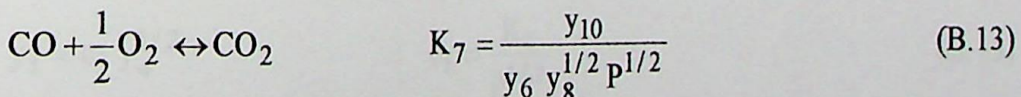
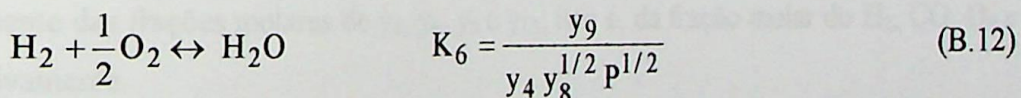
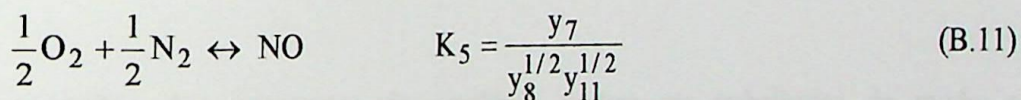
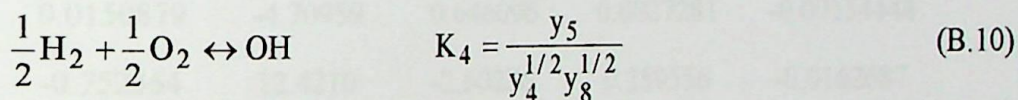
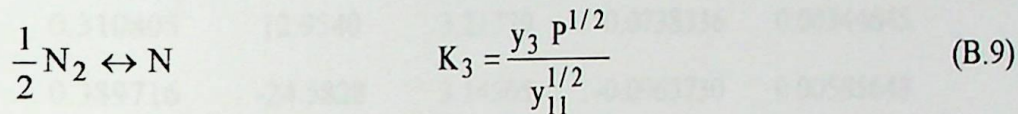
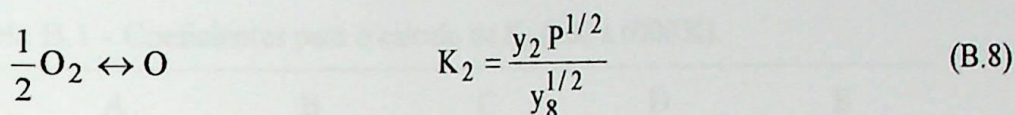
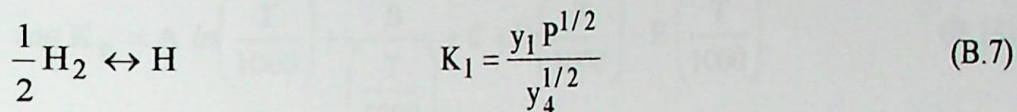
$$Ar: \quad Q_{Ar} = y_{12} N \quad (B.5)$$

onde: 
$$\varepsilon = \frac{1}{\alpha + 0,25\beta - 0,5\gamma}$$

Nas equações acima  $N$  é o número total de moles e  $y_i$  é a fração molar da espécie  $i$ . A partir da definição de número total de moles tem-se que o somatório de todas as frações molares é igual a 1, o que resulta em:

$$\sum_{i=1}^{10} y_i - 1 = 0 \quad (B.6)$$

A introdução de 7 (sete) constantes de equilíbrio para as reações de dissociação resulta num sistema com 12 equações, para os 12 valores das frações molares  $y_i$  e para o número de moles N. Sendo que as reações de dissociação consideradas são as seguintes:



Agraval e Gupta (1977), Ferguson (1986) e Lapuerta et al (1999), apresentam curvas das constantes de equilíbrio ( $K_i$ ) obtidas por interpolação dos dados apresentados nas tabelas JANAF. Estas curvas são da forma da Eq. (B.14), onde T é a temperatura em Kelvin, e os

valores dos coeficientes A, B, C, D e E para cada uma das constantes de equilíbrio, são listados na Tab. B.1, sendo que estes coeficientes são válidos para temperaturas entre 300 e 4000 K.

$$\log K_p = A \ln\left(\frac{T}{1000}\right) + \frac{B}{\left(\frac{T}{1000}\right)} + C + D\left(\frac{T}{1000}\right) + E\left(\frac{T}{1000}\right)^2 \quad (\text{B.14})$$

Tabela B.1 - Coeficientes para o cálculo de  $K_p$  (300 a 6000 K).

	A	B	C	D	E
$K_1$	0.432168	-11.2464	2.67269	-0.0745744	0.00242484
$K_2$	0.310805	12.9540	3.21779	-0.0738336	0.00344645
$K_3$	0.389716	-24.5828	3.14505	-0.0963730	0.00585643
$K_4$	-0.141784	-2.13308	0.853461	0.0355015	-0.003102278
$K_5$	0.0150879	-4.70959	0.646096	0.0027281	-0.00154444
$K_6$	-0.752364	12.4210	-2.60286	0.259556	-0.0162687
$K_7$	-0.0041530	14.8627	-4.75746	0.124699	-0.00900227

As equações das constantes de equilíbrio podem ser trabalhadas de modo a expressarem as frações molares de todas as espécies consideradas, exceto o argônio, em função somente das frações molares de  $y_4$ ,  $y_6$ ,  $y_8$  e  $y_{11}$ , isto é, da fração molar do  $H_2$ ,  $CO$ ,  $O_2$  e  $N_2$ , respectivamente.

$$y_1 = c_1 y_4^{1/2} \quad c_1 = \frac{K_1}{p^{1/2}} \quad (\text{B.15})$$

$$y_2 = c_2 y_8^{1/2} \quad c_2 = \frac{K_2}{p^{1/2}} \quad (\text{B.16})$$

$$y_3 = c_3 y_{11}^{1/2} \quad c_3 = \frac{K_3}{P^{1/2}} \quad (\text{B.17})$$

$$y_5 = c_4 y_4^{1/2} y_8^{1/2} \quad c_4 = K_4 \quad (\text{B.18})$$

$$y_7 = c_5 y_8^{1/2} y_{11}^{1/2} \quad c_5 = K_5 \quad (\text{B.19})$$

$$y_9 = c_6 y_4 y_8^{1/2} \quad c_6 = K_6 P^{1/2} \quad (\text{B.20})$$

$$y_{10} = c_7 y_6 y_8^{1/2} \quad c_7 = K_7 P^{1/2} \quad (\text{B.21})$$

O número de moles pode ser eliminado da Eq. (B.2), através da sua divisão pela Eq. (B.1), o que resulta em:

$$y_1 + 2y_4 + y_5 + 2y_9 - \frac{\beta}{\alpha}(y_6 + y_{10}) = 0 \quad (\text{B.22})$$

O mesmo procedimento pode ser aplicado às Eq. (B.3), (B.4) e (B.5) para eliminação do número total de moles, logo tem-se:

$$y_2 + y_5 + y_6 + y_7 + 2y_8 + y_9 + 2y_{10} - \left( \frac{\phi \epsilon \gamma + 2}{\phi \epsilon \alpha} \right) (y_6 + y_{10}) = 0 \quad (\text{B.23})$$

$$y_3 + y_7 + 2y_{11} - \left( \frac{\phi \epsilon \delta + 2Q_{N2}}{\phi \epsilon \alpha} \right) (y_6 + y_{10}) = 0 \quad (\text{B.24})$$

$$y_{12} = \frac{Q_{Ar}}{\phi \epsilon \alpha} (y_6 + y_{10}) \quad (\text{B.25})$$



Para facilitar o trabalho numérico, são definidos os seguintes coeficientes:

$$d_1 = \frac{\beta}{\alpha} \quad d_2 = \left( \frac{\phi\epsilon\gamma + 2}{\phi\epsilon\alpha} \right) \quad d_3 = \left( \frac{\phi\epsilon\delta + 2Q_{N_2}}{\phi\epsilon\alpha} \right) \quad d_4 = \frac{Q_{Ar}}{\phi\epsilon\alpha}$$

Substituindo as Eq. (B.15) até (B.21), nas Eq. (B.22) até (B.25) e na Eq. (B.6), obtêm-se 4 equações e 4 valores desconhecidos, sendo estes:  $y_4$ ,  $y_6$ ,  $y_8$  e  $y_{11}$ . O sistema de equações resultantes, que é não-linear, é resolvido pelo método de Newton-Raphson.

As 4 equações, (B.22) a (B.24) e (B.6), podem ser escritas da seguinte forma:

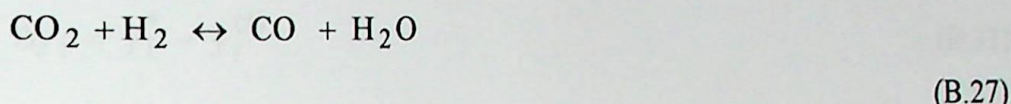
$$f_j(y_3, y_4, y_5, y_6) = 0 \quad j = 1, 2, 3, 4 \quad (\text{B.26})$$

Para aumentar a velocidade e garantir a estabilidade do método utilizado, adota-se uma solução inicial aproximada para as espécies a baixas temperaturas, isto é, temperaturas entre 300 e 1000 K (Hires et al. 1976). Esta solução inicial é dada pela Tab. B.2, onde estão listadas todas as espécies presentes.

Tabela B.2 - Produtos de combustão a baixa temperatura ( $300 < T < 1000\text{K}$ ).

i	Espécie	$\phi \leq 1$	$\phi > 1$
4	H <sub>2</sub>	0	$0,42(\phi - 1) - y_6$
6	CO	0	$y_6$
8	O <sub>2</sub>	$(1 - \phi)$	0
9	H <sub>2</sub> O	$\beta\phi\epsilon/2$	$0,42 - \phi\epsilon(2\alpha - \gamma) + y_6$
10	CO <sub>2</sub>	$\alpha\phi\epsilon$	$\alpha\phi\epsilon - y_6$
11	N <sub>2</sub>	$Q_{N_2} + \delta\phi\epsilon/2$	$Q_{N_2} + \delta\phi\epsilon/2$
12	Ar	$Q_{Ar}$	$Q_{Ar}$

Para misturas pobres e estequiométricas ( $\phi \leq 1$ ), um balanço entre reagentes e produtos da combustão, pela conservação dos átomos, é suficiente para se determinar a composição dos produtos a baixas temperaturas, como mostra a Tab. B.2. No entanto, para o caso de misturas ricas ( $\phi > 1$ ) deve-se introduzir a constante de equilíbrio (K), para a reação abaixo:



$$K = \frac{y_9 y_6}{y_{10} y_4} = 2,743 - \frac{1,761}{(T/1000)} - \frac{1,611}{(T/1000)^2} + \frac{0,2803}{(T/1000)^3}$$

Para o caso de mistura rica,  $y_6$  é determinado pela solução da equação quadrática abaixo:

$$y_6 = \frac{-b + \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a} \quad (\text{B.28})$$

$$a = 1 - K$$

$$b = 0,42 - \phi \varepsilon (2\alpha - \gamma) + K [0,42(\phi - 1) + \alpha \phi \varepsilon]$$

$$c = -0,42 \alpha \phi \varepsilon (\phi - 1) K$$

A solução inicial para o sistema de equações (B.26), obtida a partir da Tab. B.2, isto é, a solução para produtos de combustão a baixas temperaturas, é razoavelmente próxima da solução final (Eq. B.30), o que aumenta a velocidade de convergência.

$$\left[ y_4^{(1)}, y_6^{(1)}, y_8^{(1)}, y_{11}^{(1)} \right] \quad (\text{B.29})$$

$$\left[ y_4^*, y_6^*, y_8^*, y_{11}^* \right] \quad (\text{B.30})$$



As funções que definem os valores de  $y_4$ ,  $y_6$ ,  $y_8$  e  $y_{11}$  (Eq. B.26), podem ser expandidas em Séries de Taylor sobre o vetor solução conhecido. Desprezando os termos de segunda ordem e superiores, obtêm-se então quatro equações que permitem o cálculo de aproximações para  $\Delta y_i$  ( $i = 4, 6, 8$  e  $11$ ), como mostrado abaixo.

$$\Delta y_i = y_i^* - y_i^{(1)} \quad (\text{B.31})$$

$$f_j + \frac{\partial f_j}{\partial y_4} \Delta y_4 + \frac{\partial f_j}{\partial y_6} \Delta y_6 + \frac{\partial f_j}{\partial y_8} \Delta y_8 + \frac{\partial f_j}{\partial y_{11}} \Delta y_{11} \cong 0 \quad (\text{B.32})$$

Este sistema de equações lineares, escrito na forma matricial, pode ser então resolvido para  $\Delta y_i$  ( $i = 4, 6, 8$  e  $11$ ), utilizando-se o método de eliminação Gaussiana. A segunda aproximação se torna então:

$$y_i^{(2)} = y_i^{(1)} - \Delta y_i \quad i = 4, 6, 8 \text{ e } 11 \quad (\text{B.33})$$

Repete-se o procedimento, utilizando-se esta segunda aproximação como uma nova aproximação, até que as variações estejam dentro da tolerância especificada ( $\xi$ ), isto é:

$$|\Delta y_i| \leq \xi \leq 1 \quad (\text{B.34})$$

Por conveniência, definem-se as seguintes derivadas parciais:

$$D_{ij} = \frac{\partial y_i}{\partial y_j} \quad \begin{array}{l} i = 1, 2, 3, 5, 7, 9, 10 \\ j = 4, 6, 8, 11 \end{array}$$

$$D_{ij} = \frac{\partial y_j}{\partial y_j} = 1$$

Das Eq. (B.15) a (B.21), obtêm-se as seguintes derivadas não nulas:

$$D_{14} = \frac{1}{2} \frac{c_1}{y_4^{1/2}} \quad D_{28} = \frac{1}{2} \frac{c_2}{y_8^{1/2}} \quad D_{311} = \frac{1}{2} \frac{c_3}{y_{11}^{1/2}} \quad D_{54} = \frac{c_4}{2} \frac{y_8^{1/2}}{y_4^{1/2}}$$

$$D_{58} = \frac{c_4}{2} \frac{y_4^{1/2}}{y_8^{1/2}} \quad D_{78} = \frac{c_5}{2} \frac{y_{11}^{1/2}}{y_8^{1/2}} \quad D_{711} = \frac{c_5}{2} \frac{y_8^{1/2}}{y_{11}^{1/2}} \quad D_{94} = c_6 y_8^{1/2}$$

$$D_{98} = \frac{c_6}{2} \frac{y_4}{y_8^{1/2}} \quad D_{106} = c_7 y_8^{1/2} \quad D_{108} = \frac{c_7}{2} \frac{y_6}{y_8^{1/2}}$$

A forma matricial da Eq. (B.32) é do tipo  $[A][Z] - [B] = 0$ , onde os elementos da matriz são:

$$[B] = [-f] \quad [Z] = [\Delta y]$$

$$A_{11} = \frac{\partial f_1}{\partial y_4} = D_{14} + 2 + D_{54} + 2 D_{94} \quad A_{12} = \frac{\partial f_1}{\partial y_6} = -d_1 (1 + D_{106})$$

$$A_{13} = \frac{\partial f_1}{\partial y_8} = D_{58} + 2 D_{98} + d_1 D_{108} \quad A_{14} = \frac{\partial f_1}{\partial y_{11}} = 0$$

$$A_{21} = \frac{\partial f_2}{\partial y_4} = D_{54} + D_{94}$$

$$A_{22} = \frac{\partial f_2}{\partial y_6} = 1 + 2D_{106} - d_2 (1 + D_{106})$$

$$A_{23} = \frac{\partial f_2}{\partial y_8} = D_{28} + D_{58} + D_{78} + 2 + D_{98} + 2D_{108} - d_2 D_{108}$$

$$A_{24} = \frac{\partial f_2}{\partial y_{11}} = D_{711}$$

$$A_{31} = \frac{\partial f_3}{\partial y_4} = 0$$

$$A_{32} = \frac{\partial f_3}{\partial y_6} = -d_3 (1 + D_{106})$$

$$A_{33} = \frac{\partial f_3}{\partial y_8} = D_{78} - d_3 D_{108}$$

$$A_{34} = \frac{\partial f_3}{\partial y_{11}} = D_{311} + D_{711} + 2$$

$$A_{41} = \frac{\partial f_4}{\partial y_4} = D_{14} + 1 + D_{54} + D_{94}$$

$$A_{42} = \frac{\partial f_4}{\partial y_6} = 1 + D_{106} + d_4 (1 + D_{106})$$

$$A_{43} = \frac{\partial f_4}{\partial y_5} = D_{28} + D_{58} + D_{78} + 1 + D_{98} + D_{108} + d_4 D_{108}$$

$$A_{44} = \frac{\partial f_4}{\partial y_6} = D_{311} + D_{711} + 1$$

A solução da equação  $[A][\Delta y] + [f] = 0$ , resulta finalmente nos valores de  $\Delta y_i$  necessários à equação B.33. Repete-se o procedimento, com os novos valores das frações molares ( $y_i$ ), até que a tolerância especificada seja obtida.

O cálculo do calor específico, bem como de outras propriedades termodinâmicas, quando atingido o equilíbrio químico, requer o conhecimento da variação da fração molar com a temperatura. Assim, examinando as Eq. (B.22) a (B.24) e (B.6) constata-se que são necessárias 4 derivadas independentes, as quais são:

$$\frac{\partial y_i}{\partial T}$$

$$i = 4, 6, 8, 11$$

As derivadas restantes podem ser expressas em termos destas derivadas independentes, como mostrado nas equações abaixo.

$$\frac{\partial y_1}{\partial T} = D_{14} \frac{\partial y_4}{\partial T} + y_4^{1/2} \frac{\partial c_1}{\partial T} \quad (\text{B.35})$$

$$\frac{\partial y_2}{\partial T} = D_{28} \frac{\partial y_8}{\partial T} + y_8^{1/2} \frac{\partial c_2}{\partial T} \quad (\text{B.36})$$

$$\frac{\partial y_3}{\partial T} = D_{311} \frac{\partial y_{11}}{\partial T} + y_{11}^{1/2} \frac{\partial c_3}{\partial T} \quad (\text{B.37})$$

$$\frac{\partial y_5}{\partial T} = D_{54} \frac{\partial y_4}{\partial T} + D_{58} \frac{\partial y_8}{\partial T} + y_4^{1/2} y_8^{1/2} \frac{\partial c_4}{\partial T} \quad (\text{B.38})$$

$$\frac{\partial y_7}{\partial T} = D_{78} \frac{\partial y_8}{\partial T} + D_{711} \frac{\partial y_{11}}{\partial T} + y_8^{1/2} y_{11}^{1/2} \frac{\partial c_5}{\partial T} \quad (\text{B.39})$$

$$\frac{\partial y_9}{\partial T} = D_{94} \frac{\partial y_4}{\partial T} + D_{98} \frac{\partial y_8}{\partial T} + y_4 y_8^{1/2} \frac{\partial c_6}{\partial T} \quad (\text{B.40})$$

$$\frac{\partial y_{10}}{\partial T} = D_{106} \frac{\partial y_6}{\partial T} + D_{108} \frac{\partial y_8}{\partial T} + y_6 y_8^{1/2} \frac{\partial c_7}{\partial T} \quad (\text{B.41})$$

$$\frac{\partial y_{12}}{\partial T} = d_4 \left[ (1 + D_{106}) \frac{\partial y_6}{\partial T} + D_{108} \frac{\partial y_8}{\partial T} + y_6 y_8^{1/2} \frac{\partial c_7}{\partial T} \right] \quad (\text{B.42})$$

O sistema de derivadas independentes é obtido a partir da solução da equação matricial, que resulta da diferenciação da Eq. B.26 com relação à temperatura (T).

$$\frac{\partial f_j}{\partial T} + \frac{\partial f_j}{\partial y_4} \frac{\partial y_4}{\partial T} + \frac{\partial f_j}{\partial y_6} \frac{\partial y_6}{\partial T} + \frac{\partial f_j}{\partial y_8} \frac{\partial y_8}{\partial T} + \frac{\partial f_j}{\partial y_{11}} \frac{\partial y_{11}}{\partial T} = 0 \quad j = 4, 6, 8, 11 \quad (\text{B.43})$$

Na forma matricial, tem-se a equação abaixo, onde a matriz A, é a mesma utilizada anteriormente, nas iterações do método Newton-Raphson.

$$[A] \left[ \frac{\partial y}{\partial T} \right] + \left[ \frac{\partial f}{\partial T} \right] = 0 \quad (\text{B.44})$$

Para cálculo de  $\frac{\partial f}{\partial T}$ , por conveniência matemática, definem-se as variáveis  $x_i$ , da seguinte forma:

$$\begin{aligned} x_1 &= \frac{y_1}{c_1} & x_2 &= \frac{y_2}{c_2} & x_3 &= \frac{y_3}{c_3} & x_5 &= \frac{y_5}{c_4} \\ x_7 &= \frac{y_7}{c_5} & x_9 &= \frac{y_9}{c_6} & x_{10} &= \frac{y_{10}}{c_7} \end{aligned} \quad (\text{B.45})$$

Examinando-se as Eq. B.15 a B.21, conclui-se que os valores de  $x_i$  são funções somente de  $y_i$  ( $i=4, 6, 8, 11$ ). Substituindo-se  $x_i$  nas Eq. B.22 a B.24 e na Eq. B.6, e diferenciando-as com relação a T, tem-se:

$$\frac{\partial f_1}{\partial T} = x_1 \frac{\partial c_1}{\partial T} + x_5 \frac{\partial c_4}{\partial T} + 2x_9 \frac{\partial c_6}{\partial T} - d_1 x_{10} \frac{\partial c_7}{\partial T} \quad (\text{B.46})$$

$$\frac{\partial f_2}{\partial T} = x_2 \frac{\partial c_2}{\partial T} + x_5 \frac{\partial c_4}{\partial T} + x_7 \frac{\partial c_5}{\partial T} + x_9 \frac{\partial c_6}{\partial T} + (2 - d_2) x_{10} \frac{\partial c_7}{\partial T} \quad (\text{B.47})$$

$$\frac{\partial f_3}{\partial T} = x_7 \frac{\partial c_5}{\partial T} + x_3 \frac{\partial c_3}{\partial T} - d_3 x_{10} \frac{\partial c_7}{\partial T} \quad (\text{B.48})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_4}{\partial T} &= x_1 \frac{\partial c_1}{\partial T} + x_2 \frac{\partial c_2}{\partial T} + x_3 \frac{\partial c_3}{\partial T} + x_5 \frac{\partial c_4}{\partial T} + x_7 \frac{\partial c_5}{\partial T} + x_9 \frac{\partial c_6}{\partial T} \\ &+ x_{10} \frac{\partial c_7}{\partial T} + (1 - d_4) x_{10} \frac{\partial c_7}{\partial T} \end{aligned} \quad (\text{B.49})$$

Das expressões de  $c_i$ , vem:

$$\frac{\partial c_1}{\partial T} = \frac{1}{P^{1/2}} \frac{dK_1}{dT} \quad \frac{\partial c_2}{\partial T} = \frac{1}{P^{1/2}} \frac{dK_2}{dT} \quad \frac{\partial c_3}{\partial T} = \frac{1}{P^{1/2}} \frac{dK_3}{dT}$$

$$\frac{\partial c_4}{\partial T} = \frac{dK_4}{dT} \quad \frac{\partial c_5}{\partial T} = \frac{dK_5}{dT} \quad \frac{\partial c_6}{\partial T} = P^{1/2} \frac{dK_6}{dT}$$

$$\frac{\partial c_7}{\partial T} = P^{1/2} \frac{dK_7}{dT}$$

Onde as derivadas de K com relação à temperatura (T), obtidas a partir da Eq. B.14 são dadas por:

$$\frac{dK_i}{dT} = 2.302585 K_i \left[ \frac{A}{T} - \frac{B}{T^2} + D + 2ET \right]$$

Uma mistura reagente de gases ideais tem suas propriedades dependentes da temperatura (T), da pressão (P) e da relação de equivalência ( $\phi$ ). Assim, as derivadas parciais com relação à pressão e taxa de equivalência também são úteis. Utilizando a mesma metodologia que a utilizada para as derivadas parciais com relação à temperatura, pode-se obter as derivadas parciais com relação à pressão. É importante observar que tanto  $c_4$  como  $c_5$  não dependem da pressão e, portanto, as suas derivadas com relação à pressão são nulas. Desta forma, tem-se:

$$\frac{\partial c_1}{\partial P} = -\frac{1}{2} \frac{c_1}{P} \quad \frac{\partial c_2}{\partial P} = -\frac{1}{2} \frac{c_2}{P} \quad \frac{\partial c_3}{\partial P} = -\frac{1}{2} \frac{c_3}{P}$$

$$\frac{\partial c_6}{\partial P} = \frac{1}{2} \frac{c_6}{P} \quad \frac{\partial c_7}{\partial P} = \frac{1}{2} \frac{c_7}{P}$$

As derivadas parciais de  $y_i$  ( $i = 1, 2, 3, 5, 7, 9, 10, 12$ ) com relação à  $\phi$ , também podem ser obtidas em função das derivadas de  $y_4, y_6, y_8$  e  $y_{11}$ , como mostrado abaixo.

$$\frac{\partial y_1}{\partial \phi} = D_{14} \frac{\partial y_4}{\partial \phi} \quad (\text{B.50})$$

$$\frac{\partial y_2}{\partial \phi} = D_{28} \frac{\partial y_8}{\partial \phi} \quad (\text{B.51})$$

$$\frac{\partial y_3}{\partial \phi} = D_{311} \frac{\partial y_{11}}{\partial \phi} \quad (\text{B.52})$$

$$\frac{\partial y_5}{\partial \phi} = D_{54} \frac{\partial y_4}{\partial \phi} + D_{58} \frac{\partial y_8}{\partial \phi} \quad (\text{B.53})$$

$$\frac{\partial y_7}{\partial \phi} = D_{78} \frac{\partial y_8}{\partial \phi} + D_{711} \frac{\partial y_{11}}{\partial \phi} \quad (\text{B.54})$$

$$\frac{\partial y_9}{\partial \phi} = D_{94} \frac{\partial y_4}{\partial \phi} + D_{98} \frac{\partial y_8}{\partial \phi} \quad (\text{B.55})$$

$$\frac{\partial y_{10}}{\partial \phi} = D_{106} \frac{\partial y_6}{\partial \phi} + D_{108} \frac{\partial y_8}{\partial \phi} \quad (\text{B.56})$$

$$\frac{\partial y_{12}}{\partial \phi} = d_4 \left[ \frac{\partial y_6}{\partial \phi} + D_{106} \frac{\partial y_6}{\partial \phi} + D_{108} \frac{\partial y_8}{\partial \phi} \right] - \frac{Q_{Ar}}{\alpha \varepsilon \phi^2} (y_6 + c_7 y_6 y_8^{1/2}) \quad (\text{B.57})$$

A solução das Eq. B.35 a B.57, resulta nos valores de  $\frac{\partial y_i}{\partial T}$ ,  $\frac{\partial y_i}{\partial P}$  e  $\frac{\partial y_i}{\partial \phi}$  para  $i = 1, 2, 3, 4, \dots, 12$ , que são utilizados no cálculo das propriedades termodinâmicas.

O modelo desenvolvido para a câmara de combustão, dutos e volumes termodinâmicos das turbinas à explosão exigem ainda o conhecimento de outras derivadas termodinâmicas com relação à temperatura, pressão e taxa de equivalência. Estas derivadas são apresentadas a seguir (Ferguson, 1986).

$$\frac{\partial M}{\partial T} = \sum_{i=1}^{12} M_i \frac{\partial y_i}{\partial T} \quad (\text{B.58})$$

$$\frac{\partial M}{\partial P} = \sum_{i=1}^{12} M_i \frac{\partial y_i}{\partial P} \quad (\text{B.59})$$

$$\frac{\partial M}{\partial \phi} = \sum_{i=1}^{12} M_i \frac{\partial y_i}{\partial \phi} \quad (\text{B.60})$$

$$\left( \frac{\partial R}{\partial T} \right)_{P,\phi} = -\frac{R}{M} \frac{\partial M}{\partial T} \quad (\text{B.61})$$

$$\left( \frac{\partial R}{\partial P} \right)_{T,\phi} = -\frac{R}{M} \frac{\partial M}{\partial P} \quad (\text{B.62})$$

$$\left( \frac{\partial R}{\partial \phi} \right)_{T,P} = -\frac{R}{M} \frac{\partial M}{\partial \phi} \quad (\text{B.63})$$

$$\left( \frac{\partial h}{\partial T} \right)_P = c_p = \sum_{i=1}^{12} \left( y_i c_{p,i} + h_i \frac{\partial y_i}{\partial T} \right) \quad (\text{B.64})$$

$$\left( \frac{\partial h}{\partial P} \right)_{T,\phi} = \sum_{i=1}^{12} \left( h_i \frac{\partial y_i}{\partial P} \right) \quad (\text{B.65})$$



$$\left(\frac{\partial h}{\partial \phi}\right)_{T,P} = \sum_{i=1}^{12} \left(h_i \frac{\partial y_i}{\partial \phi}\right) \quad (\text{B.66})$$

$$\left(\frac{\partial e}{\partial T}\right)_{P,\phi} = \frac{\partial h}{\partial T} - R - T \frac{\partial R}{\partial T} \quad (\text{B.67})$$

$$\left(\frac{\partial e}{\partial P}\right)_{T,\phi} = \frac{\partial h}{\partial P} - T \frac{\partial R}{\partial P} \quad (\text{B.68})$$

$$\left(\frac{\partial e}{\partial \phi}\right)_{T,P} = \frac{\partial h}{\partial \phi} - T \frac{\partial R}{\partial \phi} \quad (\text{B.69})$$

$$\left(\frac{\partial \ln v}{\partial \ln T}\right)_P = 1 - \frac{T}{M} \frac{\partial M}{\partial T} \quad (\text{B.70})$$

$$\left(\frac{\partial \ln v}{\partial \ln P}\right)_T = -1 - \frac{P}{M} \frac{\partial M}{\partial P} \quad (\text{B.71})$$

Nas equações acima o valor de  $c_{p,i}$  e  $h_i$  representa, respectivamente, o calor específico e a entalpia para as espécies presentes nos produtos de combustão, assim como  $s_i$  e representa a entropia. Estes valores são calculados em função da temperatura, a partir de curvas obtidas por interpolação polinomial, utilizando o método dos mínimos quadrados, conforme indicado nas equações que se seguem (Ferguson, 1986; Gordon e McBride, 1971).

$$\frac{c_{p,i}}{R} = a_1 + a_2 T + a_3 T^2 + a_4 T^3 + a_5 T^4 \quad (\text{B.72})$$

$$\frac{h_i}{RT} = a_1 + \frac{a_2}{2} T + \frac{a_3}{3} T^2 + \frac{a_4}{4} T^3 + \frac{a_5}{5} T^4 + \frac{a_6}{T} \quad (\text{B.73})$$

$$\frac{s_i^0}{R} = a_1 \ln(T) + a_2 T + \frac{a_3}{2} T^2 + \frac{a_4}{3} T^3 + \frac{a_5}{4} T^4 + a_7 \quad (\text{B.74})$$

$$s_i = s_i^0 - R_i \ln\left(\frac{P_i}{P_0}\right) = s_i^0 - R_i \ln(y_i) \quad (\text{B.75})$$

As constantes de integração  $a_6$  e  $a_7$  são determinadas de modo a ajustar a entalpia e a entropia para determinada temperatura de referência. Os valores das constantes  $a_i$  para as espécies de interesse são listados na Tab. B.3, sendo que a temperatura de referência utilizada é 298K, com as entalpias do  $H_2$ ,  $O_2$ ,  $N_2$ , e  $C(s)$  tomadas como iguais a zero.

Uma vez determinada a entalpia específica dos gases através dos polinômios listados acima, a sua energia interna específica pode ser calculada por:

$$e = h - R_g T \quad (\text{B.76})$$

Tabela B.3 - Coeficientes para cálculo das propriedades termodinâmicas ( $300 < T < 4000$  K).

Esp.	a1	a2	a3	a4	a5	a6	a7
<b>H</b>	2.500000	0.0	0.0	0.0	0.0	25471.63	-0.460118
<b>O</b>	5.542060	$-0.27551 \cdot 10^{-4}$	$-0.31028 \cdot 10^{-8}$	$0.45511 \cdot 10^{-11}$	$-0.43680 \cdot 10^{-15}$	29230.80	4.920308
<b>N</b>	3.468045	$-0.85942 \cdot 10^{-3}$	$-0.25920 \cdot 10^{-7}$	$-0.26139 \cdot 10^{-10}$	$-0.92461 \cdot 10^{-14}$	23451.90	3.236120
<b>H<sub>2</sub></b>	3.100190	$0.511195 \cdot 10^{-3}$	$0.526442 \cdot 10^{-7}$	$-0.34910 \cdot 10^{-10}$	$0.36945 \cdot 10^{-14}$	-877.3804	-1.962942
<b>OH</b>	2.910643	$0.959317 \cdot 10^{-3}$	$-0.19442 \cdot 10^{-6}$	$0.13757 \cdot 10^{-10}$	$0.14225 \cdot 10^{-15}$	3935.382	5.442345
<b>CO</b>	2.984070	$0.148914 \cdot 10^{-2}$	$-0.57899 \cdot 10^{-6}$	$0.103646 \cdot 10^{-9}$	$-0.69354 \cdot 10^{-14}$	-14245.23	6.347916
<b>NO</b>	3.189000	$0.133823 \cdot 10^{-2}$	$-0.52899 \cdot 10^{-6}$	$0.95919 \cdot 10^{-10}$	$-0.64848 \cdot 10^{-14}$	9828.329	6.745813
<b>O<sub>2</sub></b>	3.621954	$0.736183 \cdot 10^{-3}$	$-0.19652 \cdot 10^{-6}$	$0.36202 \cdot 10^{-10}$	$-0.28946 \cdot 10^{-14}$	-1201.983	3.615096
<b>H<sub>2</sub>O</b>	2.716763	$0.294514 \cdot 10^{-2}$	$-0.80224 \cdot 10^{-6}$	$0.102267 \cdot 10^{-9}$	$-0.48472 \cdot 10^{-14}$	-29905.83	6.630567
<b>CO<sub>2</sub></b>	4.460804	$0.309817 \cdot 10^{-2}$	$-0.12393 \cdot 10^{-5}$	$0.227413 \cdot 10^{-9}$	$-0.15522 \cdot 10^{-13}$	-48961.44	-0.986359
<b>N<sub>2</sub></b>	2.896319	$0.151549 \cdot 10^{-2}$	$-0.57235 \cdot 10^{-6}$	$0.99807 \cdot 10^{-10}$	$-0.65224 \cdot 10^{-14}$	-905.8618	6.161515
<b>Ar</b>	1.986988	$0.261489 \cdot 10^{-2}$	$-0.75531 \cdot 10^{-5}$	$0.71829 \cdot 10^{-9}$	$-0.32422 \cdot 10^{-13}$	-20612.86	-0.479520

## APÊNDICE - C

### C - Propriedades de Transporte Para a Mistura de Gases.

As relações que definem a transferência de calor correlacionam os coeficientes de convecção com os números de Reynolds e Prandtl. Portanto, para o cálculo do coeficiente de transferência de calor por convecção é necessário, para o caso considerado, o conhecimento da viscosidade ( $\mu$ ), e de forma geral, da condutividade térmica dos gases ( $\lambda$ ).

Segundo Ferguson (1986), a viscosidade de uma substância pura pode ser calculada com base na teoria cinética dos gases, sendo dada por:

$$\mu = 26,693 \cdot 10^{-7} \frac{\sqrt{M \bar{T}}}{\sigma^2 \Omega} \quad (C.1)$$

A unidade da viscosidade na Eq. (C.1) é [Poise],  $\sigma$  é o diâmetro molecular médio, dado em [ $\text{\AA}$ ], e  $\Omega$  é um parâmetro adimensional, que expressa as interações entre as forças intermoleculares. Segundo o modelo de interação de Lennard-Jones, tem-se:

$$\Omega = 1,155 \bar{T}^{-0,1462} + 0,3945 \exp(-0,6672 \bar{T}) + 2,05 \exp(-2,168 \bar{T}) \quad (C.2)$$

$$\bar{T} = \frac{k}{\epsilon} T \quad (C.3)$$

onde  $k$  é a constante de Boltzmann e  $\epsilon$  é a máxima energia de atração durante uma colisão. Os valores do diâmetro molecular médio e da relação  $\epsilon/k$  são dados na Tabela C.1.

A viscosidade da mistura de gases, formada pelas espécies listadas na Tab. C.1, pode ser calculada por:

$$\mu_{\text{mix}} = \sum_{i=1}^{12} \frac{\mu_i}{1 + \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{12} \Phi_{i,j} \frac{y_j}{y_i}} \quad (\text{C.4})$$

$$\Phi_{i,j} = \frac{\left[ 1 + \left( \frac{\mu_i}{\mu_j} \right)^{1/2} \left( \frac{M_j}{M_i} \right)^{1/4} \right]^2}{2\sqrt{2} \left( 1 + \frac{M_i}{M_j} \right)^{1/2}} \quad (\text{C.5})$$

Tabela C.1 - Parâmetros de colisão para as espécies consideradas.

Espécie	$\sigma$ [Å]	$\epsilon/k$ [K]
H	2,708	37,0
O	3,050	106,7
N	2,195	71,4
H <sub>2</sub>	2,827	59,7
OH	3,147	79,8
CO	3,690	91,7
NO	3,492	116,7
O <sub>2</sub>	3,467	106,7
H <sub>2</sub> O	3,641	809,1
CO <sub>2</sub>	3,941	195,2
N <sub>2</sub>	3,798	71,4
Ar	3,841	119,7

Para uma dada espécie da mistura gasosa a condutividade térmica ( $\lambda$ ), é dada pela soma da parcela devido ao transporte de energia de translação ( $\lambda'$ ), e da parcela devido à energia interna ( $\lambda''$ ):

$$\lambda = \lambda' + \lambda'' \quad (\text{C.6})$$

$$\lambda' = \frac{15 \bar{R}}{4 M} \mu \quad (\text{C.7})$$

$$\lambda'' = 0,88 \left( \frac{2 c_p}{5 R} - 1 \right) \lambda' \quad (\text{C.8})$$

Quando considerada a mistura das espécies listadas na Tab. C.1, tem-se que:

$$\lambda'_{\text{mix}} = \sum_{i=1}^{12} \frac{\lambda'_i}{1 + \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{12} \Psi_{i,j} \frac{y_j}{y_i}} \quad (\text{C.9})$$

$$\Psi_{i,j} = \Phi_{i,j} \left[ 1 + 2,41 \frac{(M_i - M_j)(M_i - 0,142M_j)}{(M_i + M_j)^2} \right] \quad (\text{C.10})$$

$$\lambda''_{\text{mix}} = \sum_{i=1}^{12} \frac{\lambda''_i}{1 + \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{12} \Phi_{i,j} \frac{y_j}{y_i}} \quad (\text{C.11})$$

No caso de uma mistura reativa, isto é, para uma mistura onde a composição se altera com a pressão e com a temperatura, para o cálculo da condutividade térmica deve-se considerar também os efeitos da dissociação e recombinação das moléculas. Este efeito pode ser computado pela expressão abaixo, onde  $c_p$  é o calor específico considerando equilíbrio químico e  $c_{p,f}$  é o calor específico para o caso de composição fixa (frozen state) (Ferguson, 1986):

## REFERENCES

$$\lambda_{\text{mix}} = (\lambda'_{\text{mix}} + \lambda''_{\text{mix}}) \frac{c_p}{c_{p,f}} \quad (\text{C.11})$$

Abdelat, M., Hachem, M., Hamada, M. S., Karim, N. D., 1985, "Prediction of the Steady and Non-Steady Flow Performance of a Highly Loaded Mixed Flow Turbine", Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, vol. 212, part A, pp 173-184.

Agnew, D. D., Gupta, C. P., 1977, "Computer Program for Constant Pressure or Constant Volume Combustion Calculations in Hydrocarbon-Air System", ASME Transactions, Journal of Eng. for Power, pp 246-254.

Alkhalaf, A. C., Mowbray, J. P., 1982, "Transient Heat Flux Measurements of the Combustion Chamber of a Spark Ignition Engine", ASME Transactions, Journal of Heat Transfer, vol. 104, pp 12-17.

Almeida, P. F., Cunha, J. B., Galvao, M. F., Baril, A. C. F., 1990, "Análise do Comportamento Não-Homocentrico no Interior do Duto de Descomprimimento de Motores de Combustão Interna Turbomotores", III ENCH, pp 3-5-316, Paper - 30.

Anderson, J. D., 1995, "Computational Fluid Dynamics: The Basics With Applications", McGraw-Hill, New York.

Assanis, D.N., 1983, "A Computer Simulation of the Thermodynamic Diesel Engine - Suitable for Studies of Low Heat Rejection Diesel Performance", Thesis de Doutorado, Massachusetts Institute of Technology - MIT.

Azuma, T., Tokiura, Y., Yara, T., 1980, "Characteristics of Exhaust Gas Expansion of Constant Pressure Turbo-Charged Diesel Engine", ASME Transactions, Journal of Eng. for Power, vol. 102, pp 823-835.

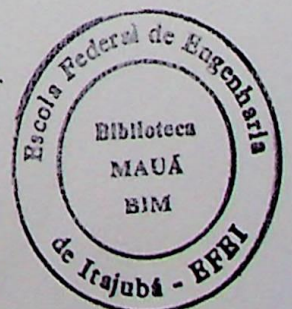
Azuma, T., Tokiura, Y., Yara, T., 1983, "Some Aspects of Exhaust Pressure Turbocharged Marine Diesel Engines of Medium and Low Speed", ASME Transactions, Journal of Eng. for Power, vol. 105, pp 697-711.

Barber, W.L., 1984, "Fundamentals of Gas Turbines", John Wiley & Sons, New York.



## REFERÊNCIAS

- Abidat, M., Hachemi, M., Hamidou, M. K., Baines, N. C., 1998, "Prediction of the Steady and Non-Steady Flow Performance of a Highly Loaded Mixed Flow Turbine", Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, vol. 212, part A, pp 173-184.
- Agrawal, D. D., Gupta, C. P., 1977, "Computer Program for Constant Pressure or Constant Volume Combustion Calculations in Hydrocarbon-Air Systems", ASME Transactions, Journal of Eng. for Power, pp 246-254.
- Alkidas, A. C., Myers, J. P., 1982, "Transient Heat Flux Measurements in the Combustion Chamber of a Spark Ignition Engine", ASME Transactions, Journal of Heat Transfer, vol. 104, pp 62-67.
- Almeida, V. F., Cunha, F. R., Guimarães, M. F. Brasil, A. C. P., 1990, "Análise do Escoamento Não-Homentrópico no Interior do Duto de Descarga de Motor de Combustão Interna Turboalimentado", III ENCIT, pp. 805-810, Itapema - SC.
- Anderson, J. D., 1995, "Computational Fluid Dynamics: The Basics With Applications", McGraw-Hill, New York.
- Assanis, D.N., 1985, "A Computer Simulation of the Turbocharged Diesel Engine System for Studies of Low Heat Rejection Engine Performance", Tese de Doutorado, Massachusetts Institute of Technology - MIT.
- Azuma, T., Tokunaga, Y., Yura, T., 1980, "Characteristics of Exhaust Gas Pulsation of Constant Pressure Turbo-Charged Diesel Engines", ASME transactions, Journal of Eng. for Power, vol. 102, pp. 827-835.
- Azuma, T., Tokunaga, Y., Yura, T., 1983, "Some Aspects of Constant Pressure Turbocharged Marine Diesel Engines of Medium and Low Speed", ASME Transactions, Journal of Eng. for Power, vol. 105, pp. 697-711.
- Bathie, W.L., 1984, "Fundamentals of Gas Turbine", John Wiley & Sons, New York.



- Baudequin, F., Rochelle, P., 1980, "Some Scavenging Models For Two-Stroke Engines", *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, vol. 194, part C, pp 203-210.
- Benajes, J., Reyes, E., Luján, J. M., 1996, "Modelling Study of the Scavenging Process in a Turbocharged Diesel Engine UIT Modified Valve Operation", *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, vol. 210, pp 383-393.
- Benson, R. S., Annand, W. J. D., Baruah, P. C., 1975, "A Simulation Model Including Intake and Exhaust Systems for a Single Cylinder Four-Stroke Cycle Spark Ignition Engine", *Inter. Journal of Mechanical Science*, vol. 17, pp 97-124.
- Benson, R. S., Whitehouse, N. D., 1979, "Internal Combustion Engines - A Detailed Introduction to the Thermodynamics of Spark and Compression Ignition Engines, Their Design and Development", Pergamon Press, England.
- Boyce, M.P., 1982, "Gas turbine Engineering Handbook", Gulf Publishing Co., New York.
- Bozza, F., Tuccillo, R., De Falco, D., 1995, "A Two-Stroke Engine Model Based on Advanced Simulation of Fundamental Processes", SAE Technical Paper 952139, Off-Highway International Congress & Exposition, Milwaukee, Wisconsin.
- Bulaty, T.; Niessner, H., 1985, "Calculation of 1-D Unsteady Flows in Pipe Systems of I.C. Engines", *ASME Transactions, Journal of Fluids Engineering*, vol. 107, pp 407-412.
- Campanari, S., 2000, "Full Load and Part-Load Performance Prediction for Integrated SOFC and Microturbine Systems", *ASME Transactions, Journal of Eng. For Gas Turbine and Power*, vol. 22, pp 239-246.
- Campbell, A. S., 1985, "Thermodynamic Analysis of Combustion Engines", John Wiley & Sons, New York.
- Catchpole, B. G., Runacres, A., 1972, "Constant-Volume Gas Turbine - Experiments With Gaseous Fuel in a Sleeve-Valved Combustor", Australian Research Laboratories, Report n° ARL/ME 336.



- Cathcart, G., Zavier, C., 2000, "Fundamental Characteristics of an Air-Assisted Direct Injection Combustion System as Applied to 4 Stroke Automotive Engines", SAE Technical paper 2000-01-0256.
- Chan, S. H., Zhu, J., 2000; "Modeling of Engine In-Cylinder Thermodynamics Under High Values of Ignition Retard", *Int. Journal of Thermal Science*, vol. 40, pp 94-103.
- Chen, C., Veshagh, A., Wallace, F. J., 1992, "A Comparison Between Alternative Methods for Gas Flow and Performance Prediction of Internal Combustion Engine", SAE Technical Paper 921734, *Int. Off-Highway & Power Plant Congress*, Milwaukee, Wisconsin.
- Chen, H., Hakeem, I., Martinez-Botas, R. F., 1996, "Modeling of a Turbocharger Turbine Under Pulsating Inlet Conditions", *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, vol. 210, part A, pp 397- 408.
- Cohen, H., Rogers, G.F.C., Saravanamutto, H.I.H., 1987, "Gas Turbine Theory", 3<sup>a</sup> Ed., Longman Scientific & Technical, New York.
- Curtiss, P., Kreider, J., Cohen, D., 1999, "A Methodology for Technical and Financial Assessment of Distributed Generation in the US", *Proceedings of the ASME Solar Energy Division*, Maui.
- Ferguson, C. R., 1986, "Internal Combustion Engines - Applied Thermosciences", John Wiley & Sons Inc., New York.
- Gordon, S., McBride, B., 1971, "Computer Program for Calculation of Complex Chemical Equilibrium Compositions, Rocket Performance, Incident and Reflected Shocks, and Chapman-Jouquet Detonations", NASA SP273.
- GRI, 1999, "The role of Distributed Generation in Competitive Energy Markets", *Distributed Generation Forum*, Gas Research Institute – GRI ([www.gri.org](http://www.gri.org)).
- Hanz, Z., Fan, L., Reitz, R. D., 1997, "Multi-Dimensional Modeling of Spray Atomization and Air-Fuel Mixing in a Direct Injection Spark-Ignited Engine Characteristics", SAE Technical paper 970625.

- Harman, R. T. C., 1981, "Gas Turbine Engineering, Applications, Cycles and Characteristics", The Maximillan Press Ltd., London.
- Haworth, D. C., Blint, R. J., Cuenot, B., Poinot, T. J., 2000, "Numerical Simulation of Turbulent Propane-Air Combustion with Nonhomogeneous Reactants", *Combustion and Flame*, vol. 121, pp 395-417.
- Heywood, H. J., 1989, "Internal Combustion Engine Fundamentals", McGraw-Hill Inc, New York.
- Heywood, J. B, 1987, "Fluid Motion Within the Cylinder of Internal Combustion Engines - The 1986 Freeman Scholar Lecture", *ASME Transactions, Journal of Fluid Engineering*, vol. 109, pp 3-35.
- Hinze, P. C., 1997, "Cycle-to-Cycle Variations in a Spark-Ignition Engine Operating at Idle", Tese de Doutorado, Massachusetts Institute of Technology - MIT.
- Hiraki, H., 1978, "Performance and NO<sub>x</sub> Modeling in a Direct Injection Stratified Charge Engine", Dissertação de Mestrado, Massachusetts Institute of Technology - MIT.
- Hires, S. D., Ekchian, A., Heywood, J. B., Tabaczynski, R. J., Wall. J. C., 1976, "Performance and NO<sub>x</sub> Emissions Modeling of a Jet Pre-Chamber Stratified Charge Engine", *SAE Transactions*, vol. 85, paper nº 760161.
- Hirsch, C., 1994, "Numerical Computation of Internal and External Flows - Computational Methods for Inviscid and Viscous Flows", vol. 2, John Wiley & Sons, England.
- Hoffman, K. A., Chiang, S. T., 1993, "Computational Fluid Dynamics For Engineers", Vol. II, Engineering Education Systems, Kansas, USA.
- Houston, R., Cathcart, G., 1998, "Combustion and emissions characteristics of Orbital's Combustion Process Applied to Multi-Cylinder Automotive Direct-Injected, 4-Stroke Engines", *SAE Technical paper* 980153.
- Incropera, F. P., DeWitt, D. P., 1990, "Introduction to Heat Transfer", John Wiley & Sons, New York.

- Kanamaru, K., Kajimura, T., Sano, H., Shimamoto, T., 1994, "Method of Optimizing Turbocharged Engine Systems", *JSME International Journal*, nº 37, vol. 37, pp 974-981.
- Kano, M., Saito, K., Basaki, M., Matsuchita, S., Gohno, T., 1999, "Analysis of Mixture Formation of Direct Injection Gasoline Engine", *Journal of the Society of Automotive Engineers of Japan*, vol. 20, pp 31-39.
- Keenan, J. G., 1939, "Teoría Elemental de las Turbinas de Gas y de la Propulsión a Chorro", Aguiar S.A. de Ediciones, Madri.
- Kentfield, J. A. C., Fernandes, L. C. V., 1990, "Improvements to the Performance of a Prototype Pulse Pressure-Gain Gas Turbine", *ASME Transactions, Journal of Engineering for Gas Turbine and Power*, vol. 112, pp 67-72.
- Kentfield, J. A. C., O'Blenes, M., 1987, "Methods for Achieving a Combustion-Driven Pressure-Gain in Gas Turbines", *ASME Transactions*, paper 87-GTP-126.
- Kentfield, J. A. C., Rehman, M., Mazourk, E. S., 1977, "A Simple Pressure-Gain Combustor for Gas Turbines", *ASME Transactions, Journal of Eng. for Power*, April, pp 153-158.
- Kihara, Y., Sukegawa, Y., Nogi, T., 1999, "Numerical Analysis for Mixture Formation in Direct Fuel Injection Spark Ignition Engines", *Journal of the Society of Automotive Engineers of Japan*, vol. 21, pp 477-481.
- Kruschik, J., 1960, "Die Gasturbine", Zwerte Auflage, Springer Verlag, Wien.
- Lapuerta, M., Hernández, J. J., Tinaut, F., Horrillo, A., 1999, "Cálculo de la Composición en Equilibrio y las Propiedades Termodinámicas de los Productos de la Combustión de un Hidrocarburo Oxigenado y Nitrosulfurado", IV Congreso Ibero-americano de Engenharia Mecânica, Santiago, Chile.
- Ma, J. Allen, R., Bowen, R., 1993, "Mathematical Simulation of the Transient Performance of a Petrol Engine", *SAE Inter. Congress and Exposition*, SAE Paper Nº 930855, Detroit.
- Marchal, R., 1968, "Turbines à Gaz à Chambres de Combustion Pulsatoire", *Entropie*, nº 22, juillet-aout, pp 15-19.

- Meyer, A., 1939, "The Combustion Gas Turbines: It's History, Development and Prospects", *Brown Boveri Review*, vol. 26, nº 06, pp 67-72.
- Monteiro, J. F. C., Barbosa, J. R., 2000, "Simulação de Desempenho de Motores de Combustão Interna", *Anais do VIII ENCIT*, Porto Alegre, RS.
- Morea-Roy, J. F., Mariano, M., Francisco, M., González, A., 1996, "Modelado y Simulación de Motores de Encendido por Chispa de Quatro Tiempos", *Anais do VI ENCIT*, Florianópolis –SC.
- Morimune, T., Hirayama, N., Korematsu, K., 1982, "Study of Gas Flow in Exhaust System of Actual Turbo-Charged 4-Cycle Diesel Engines", *Bulletin of the JSME*, vol. 25, pp 203-210, paper nº 203-14.
- Müller, J. L., 1971, "Theoretical and Practical Aspects of The Application of Resonant Combustion Chambers in Gas Turbines", *J. Mech. Eng. Science*, vol. 13, pp 137-150.
- Narayanaswami, L. Richards, G. A., 1996, "Pressure Gain Combustion: Part I - Model Development", *ASME Transactions, Journal of Engineering for Gas Turbine and Power*, vol. 118, pp 461-468.
- Narayanaswami, L. Richards, G. A., 1996, "Pressure-Gain Combustion Part II - Experimental and Model Results", *ASME Transactions, Journal of Eng. For Gas Turbines and Power*, vol. 118, pp 469-473.
- Onorati, A., Winterbone, D. E., Pearson, R. J.; 1993, "A Comparison of the Two-Step Lax-Wendroff Technique and the Method of Characteristics for Engine Gas Dynamic Calculations Using Fast Fourier Transform Spectral Analysis", *SAE paper 930428*.
- Oppenheim, A. K., Kuhl, A. L., 2000, "Dynamic Features of Closed Combustion Systems", *Progress in Combustion and Energy Science*, vol. 26, pp 533-564.
- Pearson, R. J., Winterbone, D. E., 1997, "The Simulation of Gas Dynamics in Engine Manifolds Using Non-linear Symmetric Difference Schemes", *Proc Instn Mechanical Engrs*, vol. 211, part C, pp 607-616.

- Poloni, M., Winterbone, D. E., Nichols, J. R., 1987, "Comparison of Unsteady Flow Calculations in a Pipe by the Methods of Characteristics and the Two-Step Differential Lax-Wendroff Method", *International J. of Mechanical Science*, vol. 29(5), pp 367-378.
- Richards, G. A., Gemmen, R. S., Narayanaswami, L., 1994, "Aerovalue Pulse Combustor", Technical Note, U.S. Department of Energy, DOE/METC-94/10009.
- Sanders, R., 1998, "What Is So Attractive About Microturbines?", *EGSA - Power Line Magazine Online*, Nov./Dec. (<http://www.egsa.org/powerline/nd98/micro.htm>).
- Saunders, Brown, Swithenbank, J., 1975, "Some Implications of the Use of Pulsating Combustion for Power Generation Using Gas Turbines", *Combustion*, April, pp 23-31.
- Scott, W. G., 2000, "Micro Gas Turbine Cogeneration Applications", *International Power and Light Co.*, Los Angeles, CA, USA.
- Servanty, P., 1968, "Réflexions Sur la Combustion Pulsatoire", *Entropie*, n° 22, juillet-août, pp 49-63.
- Stodola, A., 1945, "Steam and Gas Turbines - With a Supplement on the Prospects of the Thermal Prime Mover", Ed. Peter Smith, New York.
- Stone, C. B., Mendis, K. J. S., Daragheh, M., 1996, "Measurements and Modeling of a Lean Burn Gas Engine", *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, vol. 210, pp 449-462.
- Takizawa, M., Uno, T., Oue, T., Yura, T., 1982, "A Study of Gas Exchange Process Simulation of an Automotive Multi-Cylinder Internal Combustion Engine", SAE paper 820410, Int. Congress & Exposition, Detroit, Michigan.
- Taylor, C. F., 1977, "Análise dos Motores a Combustão Interna", Editora Edgard Blücher Ltda, vol. 1 e 2.
- Thring, M. W., 1961, "Pulsating Combustion - The Collected Works of F. H. Reynst", Pergamon Press Ltd., London.

- Vandevoorde, M., Vierendeels, J., Sierens, R., Dick, E., Baert, R., 2000, "Comparison of Algorithms for Unsteady Flow Calculations in Inlet and Exhaust Systems of IC Engines", ASME Transactions, Journal of Eng. for Gas Turbines and Power, vol. 22, pp 541-548.
- Velásquez, J. A., 1998, "Modelamento de Escoamentos Compressíveis no Interior de Dutos Usando o Método das Características", VII ENCIT, pp 769-774, Rio de Janeiro.
- Vianna, J. N. S., Oliveira, G. L., Oliveira, L. H. H., 1996, "Modelagem dos Coletores de Admissão e Descarga Pelo Método de Ação de Ondas e Sua Influência Sobre a Precisão dos Resultados do Programa Simulador de Motores de Combustão Interna", VI ENCIT, pp 1051-1056, Florianópolis – SC.
- Watts, J. H., 1999, "Microturbines: A New Class of Gas Turbine Engine", Global Gas turbine News, ASME-IGTI, vol. 39, N° 1, pp. 4-8, Atlanta, USA.
- William-Louis, M. J. P., Ould-El-Hadrami, A., Tournier, C., 1998, "On the Calculations of the Unsteady Compressible Flow Through a N-branch Junction", Proc Instn Mechanical Engrs, vol. 212, part C, pp 49-56
- William-Louis, M. J. P., Tournier, C., 1996, "Calculation of Pressure Wave Through a Tube Junction", Proc Instn Mechanical Engrs, vol. 210, part C, pp 239-244.
- Wilson, D.G., 1984, "The Design of High-Efficiency Turbomachinery and Gas Turbines", MIT Press, London, England.
- Woollatt, D., 1976, "The Application Of Unsteady Gas-Dynamic Theories to the Exhaust System of Turbocharged Two-Stroke Engines", ASME Transactions, Journal of Eng. for Power, pp 31-39.
- Yoshizaki, T., Yamaguchi, M., Nichida, K., Hiroyasu, H., 1998, "Flame Propagation of Spray Compound Mixture in a Constant Volume Vessel", 5<sup>th</sup> International Microgravity Combustion Workshop", NASA Lewis Research Center, Cleveland, Ohio.
- Zhang, Y., Tabarrok, B., 1999, "Modifications to the Lax-Wendroff Scheme For Hyperbolic Systems With Source Terms", Int. Journal for Numerical Methods in Engineering, vol. 44, pp 27-40.

Zhao, F., Lai, M. C., Harrington D. L., 1999, "Automotive Spark-Ignited Direct-Injection Gasoline Engines", Progress in Energy and Combustion Science, vol. 25, pp 437-562.

Zucrow, M. J., Hoffman, J. D., 1977, "Gas Dynamic", vol. I e II, John Wiley & Sons, New York.

ALTA TALENTO

Nome	Cognome	Matr.

nome cognome A \_\_\_\_\_

Dr. Honorario Francisco de Paula Martins Campos  
Prof. Dr. João Manuel de Sá  
Prof. Dr. Carlos José Martins  
Prof. Dr. Paulo de Castro



Ministério da Educação  
ESCOLA FEDERAL DE ENGENHARIA DE ITAJUBÁ  
Reconhecida Lei 3232 - 05/01/1917

FOLHA DE JULGAMENTO DA COMISSÃO EXAMINADORA  
DE TESE DE DOUTORADO

Título da Tese:

“ANÁLISE DE TURBINAS A GÁS OPERANDO SOB O CICLO  
HOLZWARTH/KARAVODINE (COMBUSTÃO A VOLUME CONSTANTE)”

Autor : Osvaldo José Venturini

JULGAMENTO

Examinadores	Conceito	Rubrica
1º	A	Helder F. de Franca (A)
2º	A	João Roberto Barbosa
3º	A	Nelson Manzaneres Filho
4º	A	Genésio José Menon
5º	A	Sebastião Varella

Resultado Médio: Conceito: A, ou seja, aprovado

Observações: \_\_\_\_\_

Itajubá, 28 de agosto de 2001.

Dr. Helder Fernando de França Mendes Carneiro  
1º Examinador - ITA-CTA

Dr. João Roberto Barbosa  
2º Examinador - ITA-CTA

Prof. Dr. Nelson Manzaneres Filho  
3º Examinador - EFEI

Prof. Dr. Genésio José Menon  
4º Examinador - EFEI

Prof. Dr. Sebastião Varella  
5º Examinador - EFEI (Orientador)

Prof. Dr. Waldir de Oliveira  
Presidente - EFEI



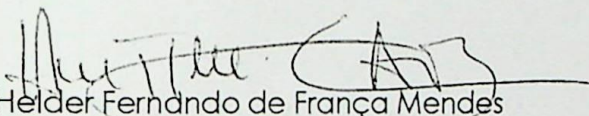


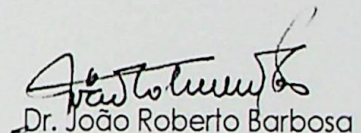
Ministério da Educação  
**ESCOLA FEDERAL DE ENGENHARIA DE ITAJUBÁ**  
Reconhecida Lei 3232 - 05/01/1917

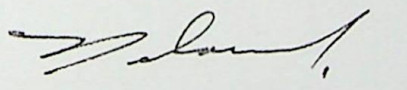
**PRONUNCIAMENTO DA COMISSÃO EXAMINADORA DE TESE DE DOUTORADO**

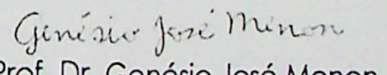
A Banca Examinadora, abaixo assinada, nomeada pela Portaria nº 249 de 28 de agosto de 2001, considerando o resultado do Julgamento da Prova de Defesa Pública da Tese de Doutorado intitulada : "ANÁLISE DE TURBINAS A GÁS OPERANDO SOB O CICLO HOLZWARTH/KARAVODINE (COMBUSTÃO A VOLUME CONSTANTE)" apresenta pronunciamento no sentido de que o Coordenador dos Cursos de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Escola Federal de Engenharia de Itajubá, solicite ao DRA (Departamento de Registro Acadêmico) a expedição do título de Doutor em Engenharia Mecânica, na Área de Conversão de Energia, satisfeitas as demais exigências regimentais, a **Oswaldo José Venturini**.


Itajubá, 28 de agosto de 2001.

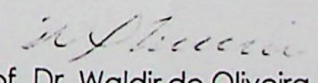
  
Dr. Helder Fernando de França Mendes  
Carneiro  
1º Examinador - ITA/CTA

  
Dr. João Roberto Barbosa  
2º Examinador - ITA/CTA

  
Prof. Dr. Nelson Manzanares Filho  
3º Examinador - EFEI

  
Prof. Dr. Genésio José Menon  
4º Examinador - EFEI

  
Prof. Dr. Sebastião Varella  
5º Examinador - (Orientador) EFEI

  
Prof. Dr. Waldir de Oliveira  
Presidente da Banca