



**UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA  
“JÚLIO DE MESQUITA FILHO”  
FACULDADE DE ENGENHARIA  
CAMPUS DE BAURU**



**OTIMIZAÇÃO DE UM CICLO BRAYTON IRREVERSÍVEL COM  
REGENERAÇÃO, INTER-RESFRIAMENTO E REAQUECIMENTO**

Vitor Pereira Repinaldo

BAURU - SP  
2013



**UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA  
“JÚLIO DE MESQUITA FILHO”  
FACULDADE DE ENGENHARIA  
CAMPUS DE BAURU**



## **OTIMIZAÇÃO DE UM CICLO BRAYTON IRREVERSÍVEL COM REGENERAÇÃO, INTER-RESFRIAMENTO E REAQUECIMENTO**

Vitor Pereira Repinaldo

Orientador: Prof. Dr. Santiago del Rio Oliveira

Dissertação apresentada a Faculdade de Engenharia da UNESP - Campus de Bauru, como parte dos requisitos para a obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecânica.

**BAURU - SP  
2013**

Repinaldo, Vitor Pereira.

Otimização de um ciclo Brayton irreversível com regeneração, inter-resfriamento e reaquecimento / Vitor Pereira Repinaldo, 2013  
138 f.

Orientador: Santiago del Rio Oliveira

Dissertação (Mestrado)-Universidade Estadual Paulista. Faculdade de Engenharia, Bauru, 2013

1. Termodinâmica. 2. Ciclos de potência a gás. 3. Otimização ecológica. I. Universidade Estadual Paulista. Faculdade de Engenharia. II. Título.

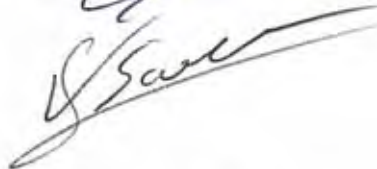
**ATA DA DEFESA PÚBLICA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DE VITOR PEREIRA REPINALDO, DISCENTE DO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA, DO(A) FACULDADE DE ENGENHARIA DE BAURU.**

Aos 16 dias do mês de dezembro do ano de 2013, às 13:00 horas, no(a) Sala Marte da Fundação para o Desenvolvimento de Bauru (FUNDEB), reuniu-se a Comissão Examinadora da Defesa Pública, composta pelos seguintes membros: Prof. Dr. SANTIAGO DEL RIO OLIVEIRA do(a) Departamento de Engenharia Mecânica / Faculdade de Engenharia de Bauru, Prof. Dr. VICENTE LUIZ SCALON do(a) Departamento de Engenharia Mecânica / Faculdade de Engenharia de Bauru, Prof. Dr. MAURÍCIO SILVA FERREIRA do(a) Departamento de Engenharia Mecânica/USP/Politécnica, sob a presidência do primeiro, a fim de proceder a arguição pública da DISSERTAÇÃO DE MESTRADO de VITOR PEREIRA REPINALDO, intitulado "OTIMIZAÇÃO DE UM CICLO BRAYTON IRREVERSÍVEL COM REGENERAÇÃO, INTER-RESFRIAMENTO E REAQUECIMENTO". Após a exposição, o discente foi arguido oralmente pelos membros da Comissão Examinadora, tendo recebido o conceito final: APROVADO . Nada mais havendo, foi lavrada a presente ata, que, após lida e aprovada, foi assinada pelos membros da Comissão Examinadora.

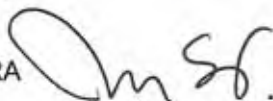
Prof. Dr. SANTIAGO DEL RIO OLIVEIRA



Prof. Dr. VICENTE LUIZ SCALON



Prof. Dr. MAURÍCIO SILVA FERREIRA



**“Se vi mais longe foi por estar de pé sobre ombros de gigantes.”  
(Isaac Newton)**

## **AGRADECIMENTOS**

Agradeço aos meus avós, pais e irmã pelo carinho, apoio incondicional e por estarem sempre presentes nos momentos em que mais precisei.

Aos amigos Fernando Pimenta, Luiz Henrique Pimenta, Caio Chudzik e Diego Souza pela amizade e apoio durante estes anos.

Ao Prof. Dr. Santiago del Rio de Oliveira pelos incentivos e orientações e que foram de grande valia e, mais importante, pela amizade, profissionalismo e por ser esta pessoa dedicada e sempre disposta a auxiliar e transmitir seus conhecimentos, fazendo com que eu veja a beleza da profissão acadêmica e me entusiasme a segui-la.

Aos Profs. Dr. Alcides Padilha, Dr. Vicente Luiz Scalon e Dr. Celso Luiz da Silva não só pelos ensinamentos passados durante as aulas do curso, mas também pelo apoio, amizade e por me deixarem encantado por esta respeitada área da engenharia de que fazem parte.

Ao amigo André Luiz Salvat Moscato pelo companheirismo durante estes dois anos de viagens e estudos, por ser parte importante na construção deste trabalho e, não menos importante, por me incentivar a ingressar no curso de Mestrado.

A todos os colegas de curso pela amizade e pelo apoio durante as aulas e estudos.

A CAPES pelo apoio financeiro.

**Aos meus familiares e mestres.**

REPINALDO, V. P. **Otimização de um ciclo Brayton irreversível com regeneração, inter-resfriamento e reaquecimento.** 2013. 138 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) – Faculdade de Engenharia, Universidade Estadual Paulista, Bauru, 2013.

## RESUMO

Uma modelagem matemática foi desenvolvida para um ciclo Brayton irreversível adicionando processos de regeneração, inter-resfriamento e reaquecimento. As irreversibilidades são provenientes da resistência térmica nos trocadores de calor, das perdas de carga nas tubulações, do comportamento não isentrópico dos processos adiabáticos de expansão e compressão e da perda de calor para a fonte fria. Cinco diferentes critérios de otimização foram escolhidos para serem analisados e comparados: potência de saída, eficiência térmica, função ecológica, coeficiente ecológico de desempenho (*ECOP*) e densidade de potência. O primeiro processo de otimização é realizado numericamente de forma a buscar as temperaturas ótimas para a configuração do ciclo. Como os resultados indicam que as razões de pressão para o primeiro estágio de compressão e expansão também apresentam um valor ótimo é realizada uma segunda otimização numérica de maneira a encontrar estas razões ótimas. Os resultados obtidos indicam a influência dos parâmetros construtivos no desempenho da planta de potência e também as características inerentes à utilização de cada critério de otimização. Por fim, uma terceira otimização é efetuada numericamente visando uma distribuição ótima do número de unidades de transferência total entre os trocadores de calor com o intuito de buscar a melhoria nos resultados obtidos para os cinco critérios. Estes resultados são então examinados e uma última comparação é feita averiguando as vantagens e desvantagens da utilização de cada critério escolhido.

**Palavras-chave:** ciclo Brayton, otimização, irreversibilidades, função ecológica.



REPINALDO, V. P. **Optimization of an irreversible Brayton cycle with regeneration, intercooling and reheat.** 2013. 138 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) – Faculdade de Engenharia, Universidade Estadual Paulista, Bauru, 2013.

### ABSTRACT

A mathematical modeling was developed for an irreversible Brayton cycle adding processes of regeneration, intercooling and reheat. The irreversibilities are from heat resistance in the heat exchangers, pressure drops in pipes, non-isentropic behavior of the compression and expansion adiabatic processes and heat loss to the cold sink. Five different optimization criteria were chosen to be analyzed and compared: power output, thermal efficiency, ecological function, ecological coefficient of performance (*ECOP*) and power density. The first optimization process is performed numerically in order to get the optimum temperatures for the cycle configuration. As the results indicate that the pressure ratios for the first stage of compression and expansion also present an optimum value it is done a second numerical optimization to find these optimum ratios. The results show the influence of constructive parameters in the power plant performance and also the characteristics inherent in the use of each optimization criterion. Finally, a third optimization is performed numerically aiming at an optimal distribution of the total number of transfer units between the heat exchangers in order to seek the improvement of the results for the five criteria. These results are then examined and a final comparison is made by examining the advantages and disadvantages of using each criterion chosen.

**Key-words:** Brayton cycle, optimization, irreversibilities, ecological function.

## ÍNDICE

|                                                                                          |            |
|------------------------------------------------------------------------------------------|------------|
| <b>SIMBOLOGIA</b>                                                                        | <b>IX</b>  |
| <b>LISTA DE FIGURAS</b>                                                                  | <b>XI</b>  |
| <b>LISTA DE TABELAS</b>                                                                  | <b>XVI</b> |
| <b>CAPÍTULO 1 – INTRODUÇÃO</b>                                                           | <b>1</b>   |
| 1.1 – PLANTAS DE POTÊNCIA A TURBINA A GÁS                                                | 1          |
| 1.2 – OTIMIZAÇÃO PELA TERMODINÂMICA DE TEMPO FINITO                                      | 5          |
| 1.3 – OTIMIZAÇÃO ECOLÓGICA                                                               | 9          |
| 1.4 – OBJETIVOS                                                                          | 11         |
| <b>CAPÍTULO 2 – REVISÃO BIBLIOGRÁFICA</b>                                                | <b>13</b>  |
| <b>CAPÍTULO 3 – MODELAGEM MATEMÁTICA</b>                                                 | <b>25</b>  |
| 3.1 – CICLO BRAYTON IRREVERSÍVEL COM REGENERAÇÃO,<br>REAQUECIMENTO E INTER-RESFRIAMENTO  | 25         |
| 3.2 – ANÁLISE DOS PROCESSOS ADIABÁTICOS DE COMPRESSÃO                                    | 27         |
| 3.3 – ANÁLISE DOS PROCESSOS ADIABÁTICOS DE EXPANSÃO                                      | 29         |
| 3.4 – ANÁLISE DO PROCESSO DE REGENERAÇÃO                                                 | 31         |
| 3.5 – ANÁLISE DOS PROCESSOS DE REAQUECIMENTO E INTER-<br>RESFRIAMENTO                    | 34         |
| 3.6 – ANÁLISE DOS PROCESSOS DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR $\dot{Q}_{Q1}$<br>E $\dot{Q}_{F1}$ | 39         |
| 3.7 – ANÁLISE DO PERDA DE CALOR ENTRE OS RESERVATÓRIOS                                   | 41         |
| 3.8 – ANÁLISE DAS PERDAS DE CARGA                                                        | 43         |
| 3.9 – ANÁLISE GLOBAL DO CICLO PELA PRIMEIRA LEI DA<br>TERMODINÂMICA                      | 45         |

|                                                                                                                 |            |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------|------------|
| 3.10 – ANÁLISE GLOBAL DO CICLO PELA SEGUNDA LEI DA TERMODINÂMICA                                                | 46         |
| 3.11 – ANÁLISE PARA AS RELAÇÕES ENTRE TEMPERATURAS                                                              | 49         |
| 3.12 – CRITÉRIOS DE OTIMIZAÇÃO                                                                                  | 55         |
| 3.12.1 – Potência de saída                                                                                      | 55         |
| 3.12.2 – Eficiência térmica                                                                                     | 56         |
| 3.12.3 – Função ecológica                                                                                       | 58         |
| 3.12.4 – Coeficiente ecológico de desempenho ( <i>ECOP</i> )                                                    | 60         |
| 3.12.5 – Densidade de potência                                                                                  | 61         |
| 3.13 – PROCEDIMENTOS DE OTIMIZAÇÃO                                                                              | 63         |
| 3.13.1 – Otimizações da temperatura $T_8$ e das razões de pressão $r_{pCl}$ e $r_{pT1}$                         | 63         |
| 3.13.2 – Distribuição ótima do número de unidades de transferência total                                        | 66         |
| <b>CAPÍTULO 4 – RESULTADOS E DISCUSSÕES</b>                                                                     | <b>71</b>  |
| 4.1 – ANÁLISE DOS CRITÉRIOS DE OTIMIZAÇÃO                                                                       | 71         |
| 4.1.1 – Análise da potência de saída e da eficiência térmica                                                    | 71         |
| 4.1.2 – Análise da função ecológica                                                                             | 79         |
| 4.1.3 – Análise do coeficiente ecológico de desempenho ( <i>ECOP</i> )                                          | 82         |
| 4.1.4 – Análise da densidade de potência                                                                        | 87         |
| 4.2 – ANÁLISE DOS RESULTADOS DAS OTIMIZAÇÕES DA TEMPERATURA $T_8$ E DAS RAZÕES DE PRESSÃO $r_{pCl}$ E $r_{pT1}$ | 89         |
| 4.2.1 – Resultados da otimização da potência de saída                                                           | 93         |
| 4.2.2 – Resultados da otimização da eficiência térmica/ <i>ECOP</i>                                             | 96         |
| 4.2.3 – Resultados da otimização da função ecológica                                                            | 99         |
| 4.2.4 – Resultados da otimização da densidade de potência                                                       | 103        |
| 4.2.5 – Comparação entre os critérios de otimização                                                             | 106        |
| 4.3 – ANÁLISE DA DISTRIBUIÇÃO ÓTIMA DO NÚMERO DE UNIDADES DE TRANSFERÊNCIA TOTAL                                | 115        |
| <b>CAPÍTULO 5 – CONCLUSÕES</b>                                                                                  | <b>126</b> |

|                                         |            |
|-----------------------------------------|------------|
| <b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</b>       | <b>130</b> |
| <b>ANEXO A</b>                          | <b>134</b> |
| A.1 – VALIDAÇÃO DA MODELAGEM MATEMÁTICA | 134        |
| A.2 – REDUÇÃO PARA CICLOS MAIS SIMPLES  | 136        |

## SIMBOLOGIA

|             |                                                                                                                       |
|-------------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| $A$         | área de transferência de calor [ $m^2$ ]                                                                              |
| $c_p$       | calor específico a pressão constante do fluido de trabalho [ $J/kg.K$ ]                                               |
| $\dot{C}_l$ | taxa de condutância interna da planta na forma de taxa de transferência de calor por unidade de temperatura [ $W/K$ ] |
| $C_r$       | razão entre capacidade térmica mínima e capacidade térmica máxima no trocador de calor [adimensional]                 |
| $\dot{C}_p$ | taxa de capacidade térmica a pressão constante do fluido de trabalho ( $\dot{m}/c_p$ ) [ $W/K$ ]                      |
| $\dot{E}$   | função ecológica [ $W$ ]                                                                                              |
| $\bar{E}$   | função ecológica adimensional ( $\bar{E}/\dot{C}_p T_{Q1}$ ) [adimensional]                                           |
| $ECOP$      | coeficiente ecológico de desempenho [adimensional]                                                                    |
| $h$         | entalpia específica [ $kJ/kg$ ]                                                                                       |
| $k$         | razão de calores específicos [adimensional]                                                                           |
| $\dot{m}$   | vazão mássica [ $kg/s$ ]                                                                                              |
| $N$         | número de unidades de transferência de calor [adimensional]                                                           |
| $p$         | pressão [ $Pa$ ]                                                                                                      |
| $\Delta p$  | variação da pressão [ $Pa$ ]                                                                                          |
| $P$         | densidade de potência [ $W/m^3$ ]                                                                                     |
| $\dot{Q}$   | taxa de transferência de calor [ $W$ ]                                                                                |
| $\bar{Q}$   | taxa de transferência de calor adimensional ( $\bar{Q}/\dot{C}_p T_{Q1}$ ) [adimensional]                             |
| $R$         | constante específica de gases ideais [ $kJ/kg.K$ ]                                                                    |
| $r_p$       | razão entre pressões [adimensional]                                                                                   |
| $\dot{S}_g$ | taxa de geração de entropia [ $W/K$ ]                                                                                 |
| $\bar{S}_g$ | taxa de geração de entropia adimensional ( $\dot{S}_g/\dot{C}_p$ ) [adimensional]                                     |
| $\Delta s$  | variação de entropia específica [ $J/kg.K$ ]                                                                          |
| $T$         | temperatura [ $K$ ]                                                                                                   |
| $\bar{T}$   | temperatura adimensional ( $T/T_{Q1}$ ) [adimensional]                                                                |

|                      |                                                                                             |
|----------------------|---------------------------------------------------------------------------------------------|
| $U$                  | coeficiente global de transferência de calor [W/m <sup>2</sup> .K]                          |
| $v$                  | volume específico [m <sup>3</sup> /kg]                                                      |
| $\dot{W}$            | potência de saída [W]                                                                       |
| $\overline{\dot{W}}$ | potência de saída adimensional ( $\dot{W}/\dot{C}_p T_{Q1}$ ) [adimensional]                |
| $x$                  | razão entre as temperaturas isoentrópicas para o compressor de baixa pressão [adimensional] |
| $y$                  | razão entre as temperaturas isoentrópicas para a turbina de alta pressão [adimensional]     |

### *Símbolos gregos*

|               |                                                           |
|---------------|-----------------------------------------------------------|
| $\varepsilon$ | efetividade dos trocadores de calor [adimensional]        |
| $\eta$        | eficiência térmica, eficiência isentrópica [adimensional] |
| $\rho$        | parâmetro para a queda de pressão [adimensional]          |
| $\phi$        | parâmetro de irreversibilidade [adimensional]             |

### *Subscritos*

|               |                                                    |
|---------------|----------------------------------------------------|
| 0             | referente ao ambiente                              |
| C             | referente ao compressor                            |
| <i>Carnot</i> | referente ao ciclo de Carnot                       |
| <i>E</i>      | referente a otimização da função ecológica         |
| <i>ECOP</i>   | referente a otimização do <i>ECOP</i>              |
| <i>F</i>      | referente ao lado frio do ciclo                    |
| <i>I</i>      | referente a perda de calor                         |
| <i>max</i>    | referente ao valor máximo de determinado parâmetro |
| <i>P</i>      | referente a otimização da densidade de potência    |
| <i>Q</i>      | referente ao lado quente do ciclo                  |
| <i>R</i>      | referente ao regenerador                           |
| <i>s</i>      | processo isentrópico                               |
| <i>T</i>      | referente a turbina, total                         |
| <i>W</i>      | referente a otimização da potência de saída        |
| $\eta$        | referente a otimização da eficiência térmica       |

## LISTA DE FIGURAS

|                                                                                                                                        |    |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Figura 1.1 – Diagrama p-v para o ciclo Brayton ideal                                                                                   | 2  |
| Figura 1.2 – Localização do ponto de máxima potência em um gráfico de potência em função da eficiência térmica                         | 7  |
| Figura 1.3 – Gráfico de potência em função da eficiência térmica de um ciclo não endorreversível                                       | 8  |
| Figura 3.1 – Turbina a gás com regeneração, reaquecimento e inter-resfriamento                                                         | 25 |
| Figura 3.2 – Diagrama T-s de um ciclo Brayton irreversível regenerativo com reaquecimento e inter-resfriamento                         | 26 |
| Figura 3.3 – Esquema de uma planta de potência com irreversibilidades devido a perda de calor e as resistências térmicas               | 42 |
| Figura 3.4 – Fluxograma do procedimento de substituição entre as equações das temperaturas do ciclo                                    | 51 |
| Figura 3.5 – Fluxograma da otimização de $T_8$ , $r_{pC1}$ e $r_{pT1}$                                                                 | 64 |
| Figura 3.6 – Fluxograma para a distribuição ótima do número de unidades de transferência total                                         | 68 |
| Figura 4.1 – Potência $\bar{W}$ em função da eficiência térmica $\eta$ para diferentes valores da razão $T_Q/T_F$                      | 71 |
| Figura 4.2 – Potência $\bar{W}$ em função da taxa de geração de entropia $\dot{S}_g$ para diferentes valores da razão $T_Q/T_F$        | 73 |
| Figura 4.3 – Eficiência térmica $\eta$ em função da taxa de geração de entropia $\dot{S}_g$ para diferentes valores da razão $T_Q/T_F$ | 75 |
| Figura 4.4 – Potência $\bar{W}$ em função da eficiência térmica $\eta$ para diferentes valores da razão $\dot{C}_1/\dot{C}_w$          | 75 |
| Figura 4.5 – Potência $\bar{W}$ em função da eficiência térmica $\eta$ para diferentes valores de $\rho_Q$ e $\rho_F$                  | 76 |
| Figura 4.6 – Potência $\bar{W}$ em função da eficiência térmica $\eta$ para diferentes valores de $\varepsilon_R$                      | 77 |

- Figura 4.7 – Potência  $\bar{W}$  em função da eficiência térmica  $\eta$  para diferentes valores de  $N_H$ ,  $N_L$  e  $N_R$  78
- Figura 4.8 – Potência  $\bar{W}$  em função da eficiência térmica  $\eta$  para diferentes valores de  $\eta_T$  e  $\eta_C$  79
- Figura 4.9 – Função ecológica  $\bar{E}$  em função da potência  $\bar{W}$  para diferentes valores da razão  $T_Q/T_F$  80
- Figura 4.10 – Função ecológica  $\bar{E}$  em função da eficiência térmica  $\eta$  para diferentes valores da razão  $T_Q/T_F$  81
- Figura 4.11 – Coeficiente de desempenho ecológico  $ECOP$  em função da potência  $\bar{W}$  para diferentes valores da razão  $T_Q/T_F$  83
- Figura 4.12 – Coeficiente de desempenho ecológico  $ECOP$  em função da eficiência térmica  $\eta$  para diferentes valores da razão  $T_Q/T_F$  84
- Figura 4.13 – Coeficiente de desempenho ecológico  $ECOP$  em função da eficiência térmica  $\eta$  para diferentes valores de  $T_{Q1}/T_{F1}$  com  $T_{Q2} = 0,8T_{Q1}$  e  $T_{F2} = 1,2T_{F1}$  86
- Figura 4.14 – Densidade de potência  $\bar{P}$  em função da potência  $\bar{W}$  para diferentes valores da razão  $T_Q/T_F$  87
- Figura 4.15 – Densidade de potência  $\bar{P}$  em função da eficiência térmica  $\eta$  para diferentes valores da razão  $T_{Q1}/T_{F1}$  88
- Figura 4.16 – Potência máxima  $\bar{W}_{MAX}$  em função da razão de pressão  $r_p$  89
- Figura 4.17 – Eficiência térmica máxima  $\eta_{MAX}$  em função da razão de pressão  $r_p$  90
- Figura 4.18 – Função ecológica máxima  $\bar{E}_{MAX}$  em função da razão de pressão  $r_p$  91
- Figura 4.19 – Densidade de potência máxima  $\bar{P}_{MAX}$  em função da razão de pressão  $r_p$  92



- Figura 4.20 – Potência máxima  $\overline{W}_{MAX,2}$  em função da efetividade do regenerador  $\varepsilon_R$  para diferentes modificações do ciclo 94
- Figura 4.21 – Eficiência térmica  $\eta_{W,2}$  sob condições de potência máxima em função da efetividade do regenerador  $\varepsilon_R$  para diferentes modificações do ciclo 95
- Figura 4.22 – Taxa de geração de entropia  $\overline{S}_{gW,2}$  sob condições de potência máxima em função da efetividade do regenerador  $\varepsilon_R$  para diferentes modificações do ciclo 96
- Figura 4.23 – Potência  $\overline{W}_{\eta,2}$  sob condições de eficiência máxima em função da efetividade do regenerador  $\varepsilon_R$  para diferentes modificações do ciclo 97
- Figura 4.24 – Eficiência térmica máxima  $\eta_{MAX,2}$  em função da efetividade do regenerador  $\varepsilon_R$  para diferentes modificações do ciclo 98
- Figura 4.25 – Taxa de geração de entropia  $\overline{S}_{g\eta,2}$  sob condições de eficiência máxima em função da efetividade do regenerador  $\varepsilon_R$  para diferentes modificações do ciclo 99
- Figura 4.26 – Potência  $\overline{W}_{E,2}$  sob condições de função ecológica máxima em função da efetividade do regenerador  $\varepsilon_R$  para diferentes modificações do ciclo 100
- Figura 4.27 – Eficiência térmica  $\eta_{E,2}$  sob condições de função ecológica máxima em função da efetividade do regenerador  $\varepsilon_R$  para diferentes modificações do ciclo 101
- Figura 4.28 – Taxa de geração de entropia  $\overline{S}_{gE,2}$  sob condições de função ecológica máxima em função da efetividade do regenerador  $\varepsilon_R$  para diferentes modificações do ciclo 102
- Figura 4.29 – Potência  $\overline{W}_{P,2}$  sob condições de densidade de potência máxima em função da efetividade do regenerador  $\varepsilon_R$  para diferentes modificações do ciclo 103

- Figura 4.30 – Eficiência térmica  $\eta_{P,2}$  sob condições de densidade de potência máxima em função da efetividade do regenerador  $\varepsilon_R$  para diferentes modificações do ciclo 104
- Figura 4.31 – Taxa de geração de entropia  $\bar{S}_{gP,2}$  sob condições de densidade de potência máxima em função da efetividade do regenerador  $\varepsilon_R$  para diferentes modificações do ciclo 105
- Figura 4.32 – Razão  $\bar{W}_{\eta,2}/\bar{W}_{MAX,2}$  em função da razão  $T_Q/T_F$  para diferentes números de unidades de transferência  $N$  106
- Figura 4.33 – Razão  $\bar{W}_{E,2}/\bar{W}_{MAX,2}$  em função da razão  $T_Q/T_F$  para diferentes números de unidades de transferência  $N$  107
- Figura 4.34 – Razão  $\bar{W}_{P,2}/\bar{W}_{MAX,2}$  em função da razão  $T_Q/T_F$  para diferentes números de unidades de transferência  $N$  108
- Figura 4.35 – Razão  $\eta_{MAX,2}/\eta_{W,2}$  em função da razão  $T_Q/T_F$  para diferentes números de unidades de transferência  $N$  109
- Figura 4.36 – Razão  $\eta_{E,2}/\eta_{W,2}$  em função da razão  $T_Q/T_F$  para diferentes números de unidades de transferência  $N$  110
- Figura 4.37 – Razão  $\eta_{P,2}/\eta_{W,2}$  em função da razão  $T_Q/T_F$  para diferentes números de unidades de transferência  $N$  111
- Figura 4.38 – Razão entre  $\bar{S}_{g\eta,2}$  e  $\bar{S}_{gW,2}$  em função da razão  $T_Q/T_F$  para diferentes números de unidades de transferência  $N$  112
- Figura 4.39 – Razão entre  $\bar{S}_{gE,2}$  e  $\bar{S}_{gW,2}$  em função da razão  $T_Q/T_F$  para diferentes números de unidades de transferência  $N$  113
- Figura 4.40 – Razão entre  $\bar{S}_{gP,2}/\bar{S}_{gW,2}$  em função da razão  $T_Q/T_F$  para diferentes números de unidades de transferência  $N$  115
- Figura 4.41 – Potência ótima  $\bar{W}_3$  em função do número de unidades de transferência total  $N_T$  para diferentes tipos de otimização 116
- Figura 4.42 – Eficiência térmica ótima  $\eta_3$  em função do número de unidades de transferência total  $N_T$  para diferentes tipos de otimização 117

Figura 4.43 – Taxa de geração de entropia ótima  $\bar{S}_{g3}$  em função do número de unidades de transferência total  $N_T$  para diferentes tipos de otimização

**LISTA DE TABELAS**

|                                                                                                                                               |     |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| Tabela 4.1 – Valores das frações $n$ em função do número de unidades de transferência total $N_T$ para a maximização da potência de saída     | 120 |
| Tabela 4.2 – Valores das frações $n$ em função do número de unidades de transferência total $N_T$ para a maximização da eficiência térmica    | 122 |
| Tabela 4.3 – Valores das frações $n$ em função do número de unidades de transferência total $N_T$ para a maximização da função ecológica      | 123 |
| Tabela 4.4 – Valores das frações $n$ em função do número de unidades de transferência total $N_T$ para a maximização da densidade de potência | 125 |

# CAPÍTULO 1

## INTRODUÇÃO

### 1.1 PLANTAS DE POTÊNCIA A TURBINA A GÁS

Centrais de potência possuem a finalidade de converter energia interna em energia mecânica que pode, posteriormente, ainda ser convertida em energia elétrica para alimentação de redes de transmissão elétricas. Estas centrais operam segundo uma sequência de processos em que o fluido de trabalho utilizado para gerar potência retorna ao seu estado inicial.

Isto não é verdade para motores de combustão interna e para a maioria das turbinas a gás, já que, apesar destas máquinas operarem em um ciclo mecânico, o fluido de trabalho não percorre um ciclo termodinâmico como nos sistemas de potência a vapor d'água, pois ao fim do processo tanto a composição química quanto o estado termodinâmico podem diferir das características iniciais do fluido de trabalho no momento de sua admissão no sistema. Isto ocorre pois estes sistemas operam admitindo ar e combustível em seu sistema e depois expelindo produtos de combustão na atmosfera ao fim do processo que resulta em trabalho de eixo.

Devido a esta característica é dito que estes equipamentos operam em um ciclo aberto, porém frequentemente são considerados como um ciclo fechado ideal na análise de ar-padrão, devido a diversas vantagens relacionadas à simplicidade em sua análise provenientes de tais considerações, além de continuar mantendo as características qualitativas de um ciclo real.

Em uma turbina a gás real, o ar atmosférico é admitido continuamente no compressor em regime permanente para que se alcance uma alta pressão de fluido antes de sua entrada no combustor, equipamento onde é misturado com combustível, resultando em uma mistura a alta temperatura após o processo de combustão. Este fluido, que agora apresenta uma nova composição química, sofre então um processo de expansão na turbina, gerando trabalho de eixo, e logo após é descartado para o ambiente.

Para evitar estas complexidades que envolvem a combustão e a mudança na composição química do fluido de trabalho, a utilização do modelo de ciclo de ar-

padrão simplifica consideravelmente a análise baseando-se nas seguintes hipóteses:

- o fluido de trabalho é uma massa fixa de ar modelada como gás ideal;
- o processo de transferência de calor a partir de uma fonte externa substitui o processo de combustão;
- para a ocorrência de um ciclo fechado considera-se que ocorre transferência de calor para o meio ambiente, excluindo assim os processos de alimentação e descarga;
- os processos são internamente reversíveis;
- o calor específico pode ser considerado constante (análise de ar-padrão frio).

O ciclo-padrão a ar ideal utilizado para análise de turbinas a gás recebe o nome de ciclo Brayton, em homenagem a George Brayton que em 1870 patenteou um motor alternativo no qual a combustão ocorria a pressão constante, sendo este tipo de configuração depois utilizado em turbinas a gás (ÇENGEL e BOLES, 2006). O ciclo Brayton ideal é composto por quatro processos, que podem ser visualizados na Figura 1.1:

- Processo 1-2: compressão adiabática isentrópica;
- Processo 2-3: adição de calor a pressão constante;
- Processo 3-4: expansão adiabática isentrópica;
- Processo 4-1: rejeição de calor a pressão constante.

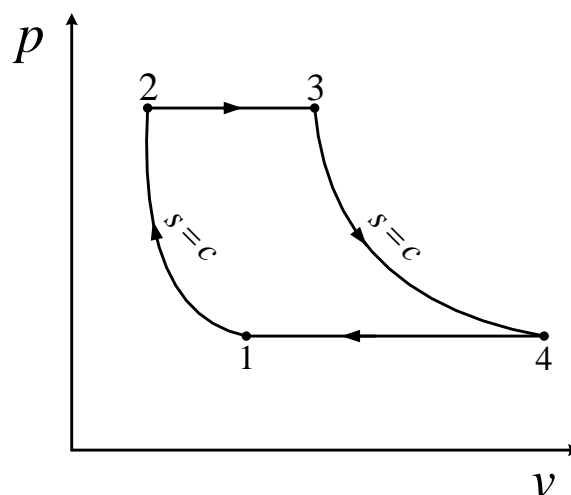


Figura 1.1 – Diagrama  $p$ - $v$  para o ciclo Brayton ideal.

O fato do ciclo Brayton ser modelado com um processo de adição de calor a partir de uma fonte externa e um de rejeição de calor para o ambiente obviamente

faz com que seja também utilizado em análises de turbinas a gás que operam em ciclo fechado. Este tipo de configuração tornou-se mais popular com o advento dos reatores nucleares, sendo que a diferença deste para um ciclo aberto reside no fato de que o fluido de trabalho não entra em contato com o combustível e, portanto, não havendo mais a necessidade de ser descartado para a atmosfera o ar pode completar um ciclo termodinâmico rejeitando calor para um reservatório a baixa temperatura.

De maneira geral, as turbinas a gás, além de serem comumente usadas para geração estacionária de potência, são de grande utilidade para aplicações na área de transporte devido a apresentarem uma vantajosa relação entre alta potência gerada e baixo peso de maquinário, sendo utilizadas tanto em propulsões de aeronaves quanto em plantas de potência marítimas.

Outras características a seu favor são a alta confiabilidade, maior duração da vida do sistema, versatilidade, e um tempo de partida muito mais curto, quando comparado a plantas de potência a vapor d'água. Isto as torna ideais para atender demandas de pico ou providenciar potência em situações de emergência, já que podem entrar em operação de carga máxima em apenas alguns minutos, enquanto uma planta a vapor levaria horas.

A sua desvantagem provém do fato de que uma considerável parte da potência gerada pela turbina, que pode variar entre 40 a 80%, é necessária para o funcionamento de compressor, com esta relação tornando-se cada vez maior quanto mais significativa as irreversibilidades presentes nestes processos de expansão e compressão.

Já em plantas que operam com vapor d'água, a razão entre a potência requerida pela bomba e a potência fornecida pela turbina é cerca de apenas 1%. Devido a isto, em ciclos de potência a gás normalmente necessita-se da instalação de turbinas ainda maiores que as das usinas a vapor para compensar a perda de potência para o compressor.

As irreversibilidades citadas anteriormente são observadas em uma turbina a gás real pelo comportamento não isentrópico do fluido de trabalho, e ocorrem devido a efeitos friccionais do fluido de trabalho nos processos que envolvem a turbina e o compressor. Outros tipos de irreversibilidades que surgem em um ciclo de potência a gás são provenientes da perda de carga durante o escoamento do fluido, da

resistência térmica entre os reservatórios e a máquina térmica, da perda de calor para o ambiente e da combustão.

Pode-se dizer que as turbinas a gás vivenciaram grande progresso desde seu desenvolvimento na década de 30, e considerando que até na década de 50 estas máquinas ainda nem eram capazes de alcançarem eficiências de 20%. Isto devido principalmente a limitações metalúrgicas da época e uma influência considerável das irreversibilidades que degradavam em muito seu desempenho, fazendo com que encontrassem nesta época pouca utilidade para seus serviços.

Posteriormente, com o surgimento de novas tecnologias, materiais mais resistentes foram desenvolvidos e novas técnicas de resfriamento terminaram sendo implementadas, o que levou a um significativo aumento da temperatura de entrada permissível na turbina. Também o desenvolvimento de projetos de turbinas e compressores auxiliados por computador permitiu que estes componentes operassem com cada vez menos perdas.

Por último, a utilização de modificações no ciclo básico fez com que as eficiências destes motores se tornassem ainda maiores com a adição da regeneração, reaproveitando os gases de exaustão que deixam a turbina, do inter-resfriamento entre compressores e do reaquecimento entre turbinas.

Porém, estes últimos avanços relacionados às modificações no ciclo sofrem ainda certa relutância devido aos preços relativamente baixos dos combustíveis quando comparado ao custo adicional de instalação e operação destes novos componentes, ainda mais com o modelo básico de turbina a gás podendo agora alcançar eficiências térmicas próximas de 40%.

Contudo, suas vantagens estão se tornando mais visíveis devido ao surgimento de uma maior conscientização do uso racional e eficiente dos recursos disponíveis, o que está fazendo com que a utilização destes componentes passe a ser frequentemente empregada quando a relação custo-benefício se torna satisfatória.

O ciclo combinado de turbina a gás e vapor é outro tipo de configuração para plantas de potência que acabou por se tornar bastante popular, já que utiliza os gases de exaustão à alta temperatura que deixam a turbina do ciclo de potência a gás para fornecer calor à central de potência a vapor, aumentando consideravelmente a eficiência total da planta.

Esta constante busca pela melhora no desempenho de um ciclo de potência, visto através do surgimento destes tipos de modificações, corresponde a um dos



principais objetivos da termodinâmica, levando sempre a investimentos em máquinas térmicas cada vez mais eficientes.

Este objetivo vai de encontro com a crescente demanda por eletricidade que, junto à futura escassez de combustíveis fósseis e a urgente necessidade de redução na poluição, proporciona um cenário em que nunca houve preocupação tão grande quanto à utilização eficiente dos recursos disponíveis como atualmente.

Com isso, cresce o interesse em novas técnicas que possam contribuir para um funcionamento otimizado destas máquinas térmicas poupando, desta forma, as fontes de energia disponíveis e, não menos importante, preservando o meio ambiente ao mesmo tempo em que fornece uma considerável potência de saída.

A análise de ciclos de potência conhecida pelo nome de termodinâmica de tempo finito (Finite Time Thermodynamics – FTT) foi desenvolvida para buscar modelos fisicamente mais realistas para máquinas térmicas e, assim, auxiliar na utilização mais racional dos recursos utilizados em seus processos.

## 1.2 OTIMIZAÇÃO PELA TERMODINÂMICA DE TEMPO FINITO

Com o passar dos anos a preocupação em poupar energia tornou-se cada vez mais importante para a área da termodinâmica e, conseqüentemente, para os ciclos de potência. Assim, projetos cada vez mais precisos para a produção de potência em condições de desempenho ótimo passaram a ser fundamentais para a engenharia.

A necessidade então de modelar funções que se aproximassem da realidade e que pudessem ser otimizadas para melhorar o desempenho de dispositivos termodinâmicos fez surgir um campo específico na termodinâmica conhecido como termodinâmica de tempo finito, propondo o preenchimento da lacuna entre as áreas da termodinâmica, transferência de calor e mecânica dos fluidos, de forma a melhor otimizar modelos termodinâmicos que incluam irreversibilidades encontradas em sistemas reais.

A termodinâmica de tempo finito teve seu início na busca por parâmetros ótimos que produzissem a máxima potência de saída com a finalidade de comparação com máquinas térmicas reais. Antes disso, o parâmetro utilizado para comparação consistia no valor da eficiência térmica de Carnot, ou seja,

$\eta_{\text{Carnot}} = 1 - T_F/T_Q$ , em que  $T_F$  é a temperatura do reservatório a baixa temperatura e  $T_Q$  é a do reservatório a alta temperatura.

Porém, como este valor só pode ser alcançado a partir de um ciclo termodinâmico completamente livre de irreversibilidades, os resultados apresentados na prática se mostravam consideravelmente distantes desta eficiência, e que, mesmo com a constante busca por aperfeiçoamentos que visam diminuir as perdas dos ciclos, se torna algo impraticável devido à sempre existência de processos irreversíveis em ciclos reais.

Procurando então uma aproximação que se mostre a par do que acontece em ciclos termodinâmicos reais, de início foi considerado, como acontece na prática, uma sempre existente diferença entre as temperaturas dos reservatórios térmicos e a temperatura do fluido de trabalho, levando a irreversibilidades devido à ocorrência desta resistência térmica na transferência de calor.

A idéia inicial da inclusão destas perdas partiu do fato de que para evitar este tipo de irreversibilidade e alcançar a eficiência ideal de Carnot, estes processos deviam ser realizados em um período infinitamente grande para que assim o fluido de trabalho pudesse entrar em equilíbrio térmico com os reservatórios e, então, passasse a produzir uma quantidade finita de trabalho. Contudo, devido a este tempo para a geração de energia ser tão longo, o ciclo passaria a produzir, portanto, nenhuma potência de saída.

A otimização que busca a potência máxima do ciclo parte então do conceito de que existem dois extremos para a eficiência térmica: um extremo final, como dito anteriormente, na qual se situa o valor da eficiência teórica de Carnot e a geração de potência é praticamente nula, e um extremo inicial, onde a eficiência térmica é nula e no qual os dois processos isotérmicos acontecem sem que haja mudança na temperatura do fluido de trabalho. Isso que faz com que a transferência de calor ocorra diretamente do reservatório quente para o reservatório frio também não produzindo potência. Entre estes dois pontos extremos, portanto, deve-se encontrar um valor de eficiência térmica na qual a potência do ciclo é máxima.

A partir disso, um dos primeiros objetivos da termodinâmica de tempo finito foi a busca desta potência máxima, junto aos parâmetros ótimos que permitam ao ciclo operar nestas condições. Este ponto entre os extremos, no qual há a produção de

potência máxima, é apresentado na Figura 1.2 para um ciclo Carnot endorreversível operando em potência máxima.

Este tipo de ciclo, que apresentava apenas irreversibilidades devido à transferência de calor, passou a ser denominado ciclo endorreversível e acabou sendo o primeiro alvo do estudo da termodinâmica de tempo finito.

Posteriormente foram adicionados a estes modelos outros tipos de irreversibilidades, como as provenientes das irreversibilidades internas e da perda de calor do ciclo para o ambiente. Este tipo de análise, que primeiro foi empregada em ciclos do tipo de Carnot, também foi expandida para outros tipos de ciclos de potência, como o ciclo Brayton e os ciclos motores.

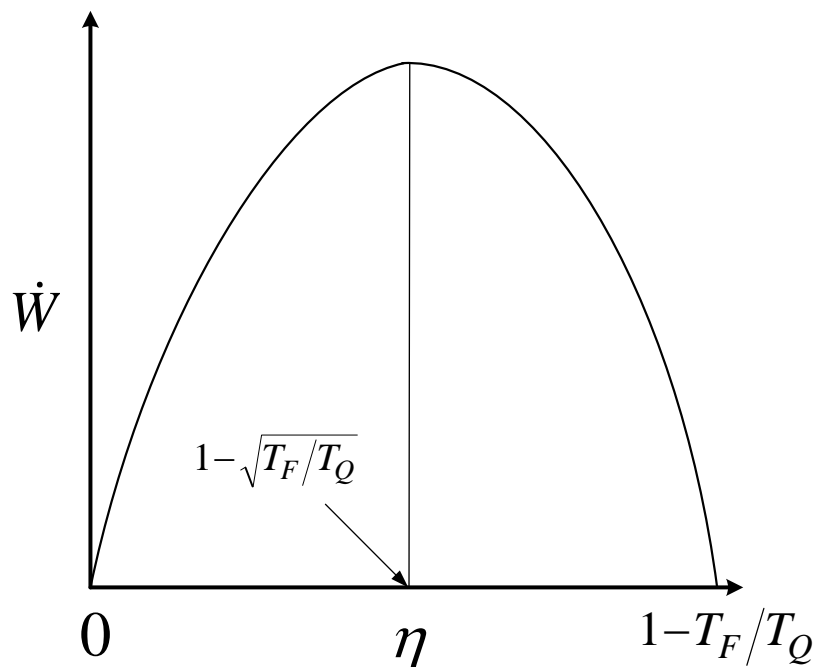


Figura 1.2 – Localização do ponto de máxima potência em um gráfico de potência em função da eficiência térmica. Fonte: Ibrahim, Klein e Mitchell, 1991.

Esta eficiência encontrada sob condições de potência máxima não deve ser confundida com o valor máximo de eficiência térmica que uma planta de potência pode alcançar. Isto pode ser observado no gráfico da Figura 1.2, onde é constatado que após o ponto de máximo é possível obter maiores eficiências térmicas, porém ao custo da diminuição dos valores da potência de saída.

Com isso, não existe um único ponto ótimo para se trabalhar, mas sim uma faixa de valores na qual o ponto ótimo é escolhido de acordo com o objetivo do projeto. Assim, pode-se adequar o ciclo para operar em maior potência em

destruimento da eficiência térmica ou com maior eficiência térmica, porém, desta vez, com uma menor produção de potência.

Este assunto se torna mais claro ao observar a faixa ótima de trabalho no gráfico da Figura 1.3, a qual está indicada pela curva tracejada situada entre a eficiência térmica obtida para a potência máxima,  $\eta_{\dot{W}}$  e a eficiência térmica máxima que pode ser obtida pelo ciclo,  $\eta_{max}$ .

Dentro desta faixa encontram-se os pontos de operação onde podem ser obtidas as melhores combinações entre uma alta eficiência térmica e uma alta potência de saída. Este gráfico apresenta um formato de laço, diferindo do apresentado pela Figura 1.2, devido ao fato de que este tipo de resultado é obtido para modelos que incorporam outros tipos de irreversibilidades além das provocadas pelas transferências de calor.

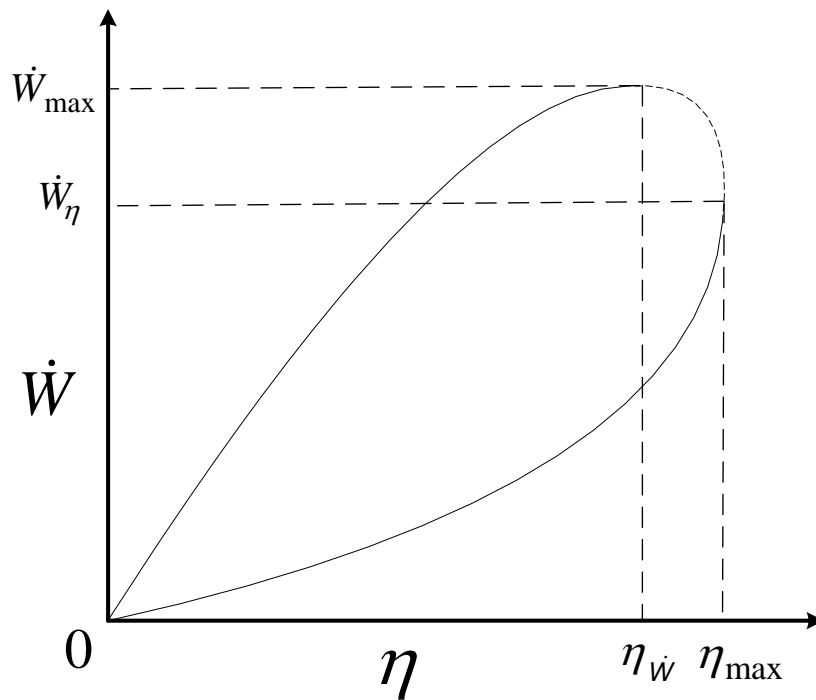


Figura 1.3 – Gráfico de potência em função da eficiência térmica de um ciclo não endorreversível. Fonte: Chen, 1994.

Este gráfico em formato de laço indica que o ciclo operando em eficiência térmica máxima produz uma quantidade de potência finita, resultado este contrário ao dos ciclos endorreversíveis, o que permite que a otimização da eficiência térmica possa ser realizada.

Com isso, quando o consumo de combustível é a principal preocupação em usinas de potência, o critério da eficiência térmica máxima se torna mais importante do que em navios ou veículos aeroespaciais que necessitam de grandes propulsões, onde o critério da potência de saída máxima é mais significativo.

A partir então deste tipo de otimização, começaram a surgir outros métodos com o objetivo de melhorar o desempenho dos ciclos a partir da termodinâmica de tempo finito. Um deles consiste em maximizar a densidade de potência, com o intuito de incluir os efeitos das dimensões da máquina térmica na análise, fator de grande importância do ponto de vista econômico. A densidade de potência é definida como a razão entre a potência de saída e o volume específico máximo do ciclo, e sua maximização tem como objetivo a obtenção de menores dimensões para as máquinas térmicas ao mesmo tempo em que produz uma potência elevada.

Outro critério de otimização relacionado com a potência de saída e a questão econômica é a maximização da potência específica. Este é o nome dado à relação entre a potência de saída e a área da superfície de troca de calor total, tendo sido sugerido devido ao fato de que as indústrias buscam primeiramente o menor valor para a relação custo de investimento por potência líquida do que a potência máxima.

Estes e outros tipos de critérios para a otimização de ciclos termodinâmicos são encontrados em diversos estudos relacionados à termodinâmica de tempo finito, porém os critérios que mais se destacam são os relacionados à otimização ecológica.

### 1.3 OTIMIZAÇÃO ECOLÓGICA

Mesmo com os diversos tipos de critérios propostos para melhorar o desempenho de máquinas, ainda faltava um critério que representasse o compromisso entre uma produção de potência elevada e uma taxa de geração de entropia baixa.

A partir disso, surgiu então a otimização ecológica, que recebeu esta denominação pelo fato de estar de acordo com objetivos considerados ecológicos, já que, em sua análise termodinâmica, a preservação dos recursos naturais acaba por ser considerada tanto quanto a potência de saída.

O primeiro método de otimização ecológica proposto consistiu em maximizar a função objetivo conhecida como função ecológica. Esta função é dada pela diferença entre a potência de saída  $\dot{W}$  e a taxa de destruição de exergia  $T_0\dot{S}_g$ .

A utilização do critério de potência máxima geralmente é acompanhada de uma produção de entropia elevada, e a vantagem de se fazer uso da maximização da função ecológica reside no fato de apresentar uma potência de saída elevada (ultrapassando 80% da potência máxima) junto a uma taxa de geração de entropia baixa (com a possibilidade de se chegar perto dos 30% da taxa de geração entropia para potência máxima).

Comparando com a minimização da taxa de geração de entropia, este tipo de otimização não leva em consideração a potência produzida pelo ciclo, geralmente acarretando em valores muito baixos de potência, sendo, por isso, pouco utilizada como critério de otimização. Portanto, a otimização ecológica possui vantagens com relação também a este critério por ser capaz de apresentar um sistema condizente com a minimização da taxa de geração entropia, mas que também é capaz de produzir uma quantidade aproveitável de potência.

Assim sendo, ao maximizar a função ecológica, tem-se a vantagem de um projeto com baixa taxa de geração de entropia e, portanto, alta eficiência térmica, ao custo de uma considerável, porém pequena, diminuição na potência de saída quando comparada com um ciclo operando em condições de potência máxima.

Como uma alternativa de otimização ecológica, outro critério, desta vez adimensional e denominado coeficiente ecológico de desempenho (*ecological coefficient of performance – ECOP*), pode ser utilizado. Este coeficiente é definido como a razão entre a potência de saída  $\dot{W}$  e a taxa de destruição de exergia  $T_0\dot{S}_g$  e, assim como na função ecológica, busca representar uma ligação adequada entre a potência de saída e a taxa de geração de entropia de forma a se mostrar condizente com preocupações ambientais.

Comparando este tipo de otimização com relação aos critérios de potência máxima e de função ecológica máxima, esta função objetivo tem apresentado vantagens quando a questão são as taxas de geração de entropia, as eficiências térmicas e os custos de investimentos. Porém, analisando a potência de saída deste tipo de otimização, são obtidos valores menores quando comparados a ciclos sob condições de função ecológica máxima. Devido a estas diferenças de resultados em

relação aos dois tipos de otimização ecológica, o critério ideal a ser escolhido deve depender do tipo do projeto a ser realizado e de seus objetivos.

#### 1.4 OBJETIVOS

A modelagem e o aperfeiçoamento do desempenho do ciclo Brayton, com regeneração, reaquecimento e inter-resfriamento, através de otimizações ecológicas e sua comparação com outros tipos de otimização, são os objetivos principais desta dissertação. A abordagem da planta de potência a gás com as modificações citadas é realizada com base no modelo de ar-padrão frio para o ciclo Brayton, considerando o calor específico como sendo constante. As particularidades advindas deste tipo de modelagem estão listadas na Seção 1.1 deste capítulo.

Soluções numéricas para o modelo matemático destes ciclos termodinâmicos, que incluem irreversibilidades de forma a aproximá-los do modelo real, serão obtidas e analisadas para a investigação da eficácia de cada critério de otimização utilizado.

Desta forma, pretende-se analisar os resultados obtidos para a potência de saída, taxa de geração de entropia e eficiência térmica do ciclo otimizado e compará-los com outros tipos de otimização, identificando suas vantagens e desvantagens. Esta comparação de resultados, além de ser de grande importância para a avaliação do critério, é de grande utilidade no momento da escolha do critério que seja mais condizente com o objetivo de determinado projeto.

Os objetivos podem então ser divididos na seguinte ordem:

- modelagem analítica através da termodinâmica de tempo finito de um ciclo Brayton com regeneração, reaquecimento e inter-resfriamento, incluindo condições de fronteira específicas e irreversibilidades tanto internas quanto externas, de forma a melhor aproximar a análise a de uma máquina térmica real;
- obtenção de resultados numéricos tanto para os parâmetros que acarretam na maximização dos critérios, como para a potência de saída, taxa de geração de entropia e eficiência térmica do ciclo otimizado;
- análise e comparação entre os resultados dos seguintes tipos de otimização: função ecológica máxima, coeficiente ecológico de desempenho (*ECOP*) máximo, potência de saída máxima, eficiência térmica máxima e densidade de potência máxima;

- avaliações relacionadas às vantagens e desvantagens apresentadas tanto pela otimização ecológica quanto pelos outros tipos de otimização, junto à análise de como os parâmetros físicos do ciclo influenciam em seu desempenho.



## CAPÍTULO 2

### REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

A eficiência teórica máxima que um ciclo de potência pode alcançar é definida pela termodinâmica clássica como a eficiência de Carnot, porém este limite, por ser definido como livre de qualquer tipo de irreversibilidade, pode ser considerado como um objetivo muito distante dos resultados obtidos na prática. Combinando este fator com o crescente avanço na tecnologia de motores térmicos, tornou-se cada vez mais evidente a necessidade de modelos termodinâmicos mais realistas e que possam ser utilizados como parâmetros de comparação com ciclos de potência reais.

Para suprir esta necessidade surgiu um novo campo denominado termodinâmica de tempo finito, o qual busca adicionar aos modelos mais idealizados da termodinâmica clássica, elementos encontrados nas disciplinas de transferência de calor e mecânica dos fluidos, e que surgem na prática como fontes de irreversibilidades de máquinas térmicas reais.

Um dos primeiros trabalhos que surgiram nesta área foi o de Curzon e Ahlborn (1975), partindo em direção a busca por modelos que poderiam servir de comparação para as eficiências apresentadas por plantas de potência em operação na época. Os autores foram os primeiros a calcularem a eficiência obtida para a potência de saída máxima, utilizando o conceito de que para obter a eficiência teórica máxima de Carnot o ciclo deve operar em um tempo infinitamente longo, de modo que o fluido de trabalho possa entrar em equilíbrio térmico com os reservatórios térmicos, levando a uma potência de saída igual a zero, já que levaria um tempo infinito para a produção de uma quantidade finita de trabalho.

Considerando então a existência de uma diferença de temperaturas entre o fluido de trabalho e os reservatórios para um ciclo de Carnot, os autores chegaram a soluções analíticas para a eficiência térmica sob estas condições, que, necessariamente, é menor que a eficiência teórica máxima. O valor desta eficiência foi encontrado como sendo  $1 - \sqrt{T_F/T_Q}$  e, assim como para a eficiência de Carnot, mostrando-se dependente apenas das temperaturas dos reservatórios. Estes tipos

de ciclos que apresentam irreversibilidades apenas devido à resistência térmica passaram a ser chamados posteriormente de ciclos endorreversíveis.

Bejan (1988) sugere a adição de mais uma fonte de irreversibilidade externa para plantas de potência, além das já conhecidas resultantes das trocas de calor entre os reservatórios e o fluido de trabalho. Esta fonte é a perda de calor da planta de potência para o ambiente. Também foi mostrado que além da otimização da potência de saída, existe um balanço ótimo entre as dimensões dos trocadores de calor do lado quente e do lado frio.

Wu (1988) realizou numericamente a otimização da potência de um motor térmico de Carnot operando com reservatórios térmicos que apresentam taxas de capacidade térmicas finitas. Esta otimização teve como objetivo propiciar limites de potência para serem usados em projetos de máquinas térmicas reais e como forma de comparação com as já existentes.

Wu (1991) utilizou como objetivo para seu trabalho otimizar um motor térmico de Carnot através de sua potência específica, definida como a relação entre a potência produzida e a área total das superfícies dos trocadores de calor. Foi considerado em seu trabalho um motor térmico de Carnot trocando calor com reservatórios de capacidades térmicas infinitas. Soluções analíticas foram obtidas para a máxima potência específica, para as correspondentes temperaturas ótimas dos processos de adição e rejeição de calor do ciclo e para a razão ótima de área das superfícies dos trocadores de calor. A equação para a eficiência térmica do ciclo operando em máxima potência específica mostrou-se igual à obtida por Curzon e Ahlborn (1975) para a potência máxima de saída de um motor térmico de Carnot.

Ibrahim et al. (1991) realizaram a otimização da potência de saída dos ciclos Carnot e Brayton, tendo o primeiro irreversibilidades internas e o segundo sendo endorreversível. Esta análise foi feita sobre o ponto de vista da termodinâmica de tempo finito, utilizando o método dos multiplicadores de Lagrange para se determinar as temperaturas do fluido de trabalho que forneçam a máxima produção de potência. Desta forma, foram apresentadas soluções analíticas para a potência de saída máxima e a eficiência térmica sob essas condições. Quando comparados, verificou-se que o ciclo Brayton possui a capacidade de produzir maior potência que o ciclo de Carnot, para as mesmas condições de fronteira, quando a análise é realizada sobre a ótica da termodinâmica de tempo finito.

Para ambos os casos, onde as taxas de capacidades térmicas dos reservatórios são infinitas, a eficiência para os ciclos endorreversíveis de Carnot e Brayton, produzindo uma potência de saída máxima, é igual a  $1 - \sqrt{T_F/T_Q}$ . Para o caso de ciclos internamente irreversíveis a eficiência depende de como as irreversibilidades são modeladas, e acabam por alterar a equação da eficiência mostrada anteriormente. Para o método utilizado pelos autores, a eficiência para um ciclo de Carnot com irreversibilidades internas apresentou-se como  $1 - \sqrt{T_F/\phi T_Q}$ , em que  $\phi$  é um fator que relaciona a variação de entropia durante a adição e rejeição de calor e seu valor é sempre menor que um.

Wu e Kiang (1991) incorporaram na otimização da potência de saída de um ciclo Brayton operando entre reservatórios com taxas de capacidade térmica infinitas, uma compressão e expansão não-isentrópicas utilizando a análise de tempo finito, de modo a aproximá-la para ciclos reais. Comprovou-se que há uma degradação severa na potência de saída e na eficiência do ciclo com o decréscimo das eficiências do compressor e da turbina.

Wu e Kiang (1992), a partir também dos resultados de Curzon e Ahlborn (1975) para um ciclo de Carnot endorreversível, encontraram que as irreversibilidades internas de um motor térmico de Carnot podem ser modeladas por um único parâmetro, definido como sendo a razão das variações de entropia nos processos de adição e rejeição de calor e denominado parâmetro de irreversibilidade do ciclo.

A utilização deste novo parâmetro forneceu resultados que evidenciaram que ciclos com irreversibilidades internas produzem menos potência, além de apresentarem valores menores de eficiência que ciclos endorreversíveis. Equações para a potência máxima e sua correspondente eficiência térmica foram encontradas incorporando o novo parâmetro. Foi determinada uma expressão para a eficiência térmica que, quando comparada com a de Ibrahim et al. (1991), são as mesmas, ou seja,  $1 - \sqrt{T_F/\phi T_Q}$ .

A máxima potência e a máxima eficiência de um motor térmico de Carnot irreversível foram desenvolvidas analiticamente por Chen (1994), considerando a existência de resistência térmica, perdas de calor e irreversibilidades internas, de modo a conter os principais tipos de perdas de uma máquina térmica real. Soluções analíticas para a eficiência do ciclo operando em máxima potência e para a potência de saída para o ciclo operando em máxima eficiência também foram encontradas.

Fica claro a grande influência na degradação do desempenho do ciclo devido às perdas de calor e as irreversibilidades internas, além da conclusão de que a faixa ótima de operação para o motor térmico se encontra entre a eficiência térmica máxima e a eficiência térmica em condições de potência máxima. Soluções analíticas para a temperatura ótima do fluido de trabalho, além da relação ótima do tempo gasto nos processos isotérmicos de adição e rejeição de calor, foram encontradas.

Chen et al. (1997) estudaram a influência da perda de calor no desempenho de motores térmicos de Carnot.. A relação obtida entre a potência e a eficiência para este caso mostrou-se estar de acordo com os motores térmicos reais. Foram estabelecidas soluções para a potência máxima e sua correspondente eficiência, além de soluções também para a eficiência máxima e sua correspondente potência. Foi observada forte influência entre a perda de calor e os valores da eficiência térmica do ciclo.

Blank e Wu (1996) foram responsáveis pela análise de ar-padrão da potência ótima de um ciclo endorreversível Ericsson com regeneração. A importância do ciclo Ericsson dá-se pela possibilidade, em teoria, de sua eficiência térmica se aproximar da de Carnot. Soluções analíticas para a máxima potência de saída e sua correspondente eficiência foram encontradas considerando as capacidades térmicas dos reservatórios infinitas. Com a otimização também foram encontradas as temperaturas ótimas do fluido de trabalho nos processos de adição e rejeição de calor, além do trabalho produzido a cada ciclo do motor na potência máxima. A eficiência mostrou-se igual à obtida por Curzon e Ahlborn (1975).

Angulo-Brown (1991) introduziu o critério de otimização ecológica no campo da termodinâmica de tempo finito a partir da criação de uma função ecológica, a qual busca melhor correlacionar uma alta potência de saída e um baixo produto entre a temperatura do reservatório frio e a taxa de geração de entropia:  $\dot{E} = \dot{W} - T_F \dot{S}_g$ . O autor mostrou que o valor da eficiência de um ciclo de Carnot endorreversível, otimizado pela função ecológica, era praticamente igual a média aritmética entre a eficiência de Carnot e a eficiência de Curzon e Ahlborn (1975). Este critério mostrou-se adequado para fins ecológicos, já que a utilização da potência máxima de um ciclo acaba por acarretar em uma alta geração de entropia. A otimização ecológica para o caso estudado garantiu cerca de 80% da potência máxima, com uma geração

de entropia de cerca 30% do valor gerado caso estivesse operando em potência máxima.

Yan (1993) propôs uma reformulação na função ecológica apresentada por Ângulo-Brown (1991), que acabou por ser aceita pelos autores subsequentes no estudo do critério da otimização ecológica. Esta reformulação consiste na substituição do termo  $T_F \dot{S}_g$  pelo termo  $T_0 \dot{S}_g$ , que representa a verdadeira perda de potência, com  $T_0$  sendo a temperatura do ambiente. Desta forma, a equação primeiramente introduzida só representaria o melhor compromisso entre a potência de saída e a perda de potência caso o reservatório frio fosse propriamente o ambiente. Portanto, a função ecológica passou a ser descrita na forma  $\dot{E} = \dot{W} - T_0 \dot{S}_g$ .

Rocha-Martínez et al. (1996) apresentaram uma análise que tinha como objetivo a otimização de dois motores térmicos de Carnot endorreversíveis conectados termicamente entre si. Foram apresentadas soluções analíticas para o par de motores térmicos acoplados operando em condições de máxima potência de saída e máxima função ecológica, assim como suas respectivas eficiências térmicas. A eficiência para máxima função ecológica também neste caso situou-se entre a eficiência sobre condições de máxima potência e a máxima eficiência teórica possível (Carnot). Os autores deram ênfase no fato dos motores acoplados possuírem vantagens observadas em ambos os tipos de otimização, isto com relação ao mesmo par de motores térmicos desacoplados.

Cheng e Chen (1997) utilizaram o critério da função ecológica para otimizar um motor térmico de Carnot operando em regime permanente e com irreversibilidades internas. A otimização foi realizada com relação às temperaturas do ciclo e à razão entre as condutâncias dos trocadores de calor. Os autores encontraram que, para este tipo de otimização, a condutância do trocador do lado quente deve ser menor que a do lado frio e a capacidade térmica do fluido do reservatório frio deve ser maior que a do reservatório quente.

A utilização do critério da função ecológica alcança maiores eficiências que quando o ciclo está sob condições de potência máxima. Isto se torna mais evidente quanto maior for a capacidade térmica do reservatório frio com relação a do reservatório quente. Porém, pensando em termos econômicos, o aumento da razão

entre as capacidades térmicas deve ser repensado a partir do momento em que seus efeitos se tornam cada vez menores.

Chen et al. (2004a) abrangeram a otimização ecológica para ciclos de Carnot irreversíveis generalizados, e que cujas perdas são devido às diferenças de temperaturas entre o fluido de trabalho e os reservatórios, às perdas de calor e às irreversibilidade internas. Exemplos numéricos foram apresentados para demonstrar os efeitos da perda de calor e das irreversibilidades internas no ciclo, além de mostrar as vantagens do sacrifício de uma pequena quantidade de potência para a diminuição da geração de entropia e o aumento na eficiência térmica.

Utilizando um modelo de lei universal de transferência de calor, Zhan et al. (2011) otimizaram um motor térmico de Carnot irreversível generalizado utilizando o critério da máxima função ecológica. As irreversibilidades são devidas à perda de calor, às irreversibilidades internas e à resistência térmica na troca de calor entre os reservatórios e o fluido de trabalho. Os autores obtiveram soluções analíticas para a razão ótima entre as áreas das superfícies dos trocadores de calor, para a potência de saída, eficiência térmica, taxa de geração de entropia e função ecológica para diferentes leis que ditam o comportamento da transferência de calor.

Com relação ao tipo de ciclo Brayton, os autores Cheng e Chen (1998) realizaram uma otimização ecológica considerando um ciclo endorreversível. Soluções analíticas tanto para a potência ótima de saída quanto para as temperaturas ótimas do ciclo foram encontradas. Quando comparado com a otimização da potência, os resultados indicaram que há uma grande diminuição na taxa de geração de entropia ao custo de uma pequena perda na potência de saída, de modo que este critério pode ser considerado compatível com os objetivos ecológicos. Também se mostrou claro a contribuição do uso do critério ecológico para o aumento da eficiência exergética e da eficiência térmica, sendo esta última aproximadamente a média aritmética entre a eficiência térmica sobre condições de potência máxima e a eficiência teórica máxima de Carnot.

Cheng e Chen (1999) expandiram sua pesquisa em torno da função ecológica máxima para um ciclo Brayton adicionando outras irreversibilidades além da causada pela troca de calor entre os reservatórios e o sistema. Os autores adicionaram perdas de calor do sistema e irreversibilidades internas usando, neste último caso, as equações das eficiências isentrópicas do compressor e da turbina. O procedimento de otimização foi realizado de modo a determinar uma solução

analítica para a razão de temperatura adiabática que aperfeiçoe o ciclo. Os autores também determinaram que, para a obtenção de um maior valor de função ecológica, a condutância térmica do trocador de calor do lado frio deve possuir um valor maior que a do lado quente. Com relação à perda de calor, observou-se que seu aumento acarreta em um decréscimo linear nos valores da função ecológica máxima e na correspondente eficiência térmica.

No mesmo campo de estudos do ciclo Brayton, Ust et al. (2005a) utilizaram também o critério da otimização ecológica, só que desta vez analisando um motor térmico endorreversível regenerativo, e comparando os resultados com os obtidos pelo critério da potência máxima para o mesmo tipo de ciclo. Soluções analíticas para a máxima função ecológica foram obtidas tanto para as temperaturas do ciclo e para a potência de saída, quanto para a taxa de transferência de calor adicionada ao sistema e a sua eficiência térmica.

Os resultados mostraram que o aumento da efetividade do regenerador causa uma diminuição na potência de saída otimizada, à medida que também aumenta a eficiência térmica e diminui a taxa de geração de entropia para o ciclo otimizado. As diferenças entre as eficiências térmicas sob condições de potência máxima e ótima também aumentam com o aumento da efetividade do regenerador, sendo que a eficiência ótima situa-se entre a máxima e a de Carnot, porém mais próxima desta última.

Khaliq e Kumar (2005) utilizaram o critério da função ecológica para otimizar um ciclo de potência a gás endorreversível e regenerativo, obtendo soluções analíticas para a potência de saída e para a eficiência térmica quando maximizada a função ecológica. Os autores concluíram que o uso de regeneradores acarreta em um aumento considerável na taxa de geração de entropia e na potência de saída para o ciclo otimizado. Além disso, tanto a eficiência térmica ótima quanto a exergética ótima diminuem com a utilização de regeneradores. Para este caso de otimização ecológica também temos que, com uma pequena perda na potência de saída, podemos ter uma considerável redução na taxa de geração de entropia e um aumento na eficiência térmica.

Além da função ecológica, outro critério utilizado, com objetivos fundamentados na alta produção de potência e na baixa taxa de geração de entropia, é o adimensional coeficiente ecológico de desempenho (*ECOP*), o qual consiste na razão entre a potência de saída e a taxa de destruição de exergia (perda de

potência). A partir deste critério, algumas pesquisas surgiram como forma de verificar a relevância deste conceito e compará-lo com outros critérios.

Ust et al. (2005b) foram os primeiros a empregarem o critério do coeficiente ecológico de desempenho (*ECOP*). Os autores efetuaram a otimização numérica de um ciclo Dual irreversível com perdas devido à resistência térmica na transferência de calor, às perdas de calor e às irreversibilidades internas, sendo esta última modelada utilizando o parâmetro de irreversibilidade  $\phi$ . Os resultados da otimização a partir do *ECOP* foram comparados com a otimização da função ecológica e com a otimização da potência de saída.

Os resultados mostraram haver pouca diferença para os valores de eficiência térmica, taxa de geração de entropia e potência de saída entre a otimização do *ECOP* e da função ecológica, sendo que para a otimização do segundo a potência e a taxa de geração de entropia mostraram-se ligeiramente maiores que as apresentadas utilizando o *ECOP*. Comparando com o ciclo operando sobre potência máxima, as diferenças mostraram-se maiores, com a potência produzida pelo valor máximo do *ECOP* como sendo de 85% da potência máxima, e de cerca de 70% com relação às taxas de geração de entropia sob condições de potência máxima.

Ust et al. (2006a) utilizaram o *ECOP* para analisar e otimizar analiticamente um motor térmico do tipo Brayton irreversível. Os resultados são comparados com os obtidos para a máxima função ecológica e máxima potência de saída. Foi encontrado que utilizando o critério de potência máxima obteve-se a maior taxa de geração entropia e a menor eficiência, como era de se esperar, enquanto que a otimização da função ecológica acarreta em uma maior potência de saída do que a otimização pelo critério do *ECOP*. Por fim, a otimização do *ECOP* foi a que apresentou a menor taxa de geração de entropia e a maior eficiência térmica.

Ust et al. (2006b) expandiram seus estudos para o desempenho e a otimização de um motor térmico operando a partir de um ciclo Brayton regenerativo irreversível, utilizando também o critério do coeficiente ecológico de desempenho (*ECOP*). A partir dos resultados obtidos foram realizadas comparações considerando o mesmo modelo de ciclo, porém operando sobre condições de potência máxima e máxima função ecológica. A partir destas comparações foi concluído que para o ciclo modelado, a otimização utilizando o critério do *ECOP* mostrou-se mais vantajosa por promover maior eficiência térmica, menor taxa de geração de entropia, porém com considerável perda de potência.



Estas diferenças entre os resultados obtidos para os diferentes critérios de otimização se tornam mais evidentes à medida que se aumenta a efetividade do regenerador. Tem-se também que ao aumentar a efetividade do regenerador há um aumento no valor do *ECOP* máximo, porém ocorre um decréscimo na correspondente potência de saída. Também foi observado que quanto maior a efetividade do regenerador menor o valor taxa de geração de entropia quando ocorre a otimização do *ECOP*.

Sahin et al. (2002) realizaram um estudo comparativo acerca da máxima função ecológica e da máxima potência de saída a partir de uma análise de arpadão de um motor de combustão interna, operando através de um ciclo Dual endorreversível e trocando calor com reservatórios a temperatura constante. Foram investigadas também as relações, dentre outras, da máxima função ecológica com a razão de compressão, razão de pressão e razão de distribuição do número de unidades de transferência. A otimização da função ecológica mostrou-se neste caso também vantajosa no aumento da eficiência térmica e na diminuição da taxa de geração da entropia, mesmo com o decréscimo na potência de saída quando comparado a um ciclo operando nas condições de máxima potência.

A otimização da densidade de potência, razão entre a potência de saída e o volume específico máximo, de um ciclo Brayton endorreversível acoplado a reservatórios térmicos com temperatura variável, foi feita por Chen et al. (2002), cujos resultados são comparados com os obtidos sob condições de máxima potência. As vantagens e desvantagens de se utilizar esta função objetivo como parâmetro de otimização foram avaliadas através de exemplos numéricos. Os resultados indicam que a sua otimização leva a maiores eficiências térmicas e máquinas de tamanhos mais reduzidos que as projetadas para obter máxima potência. A desvantagem vem do fato de que maiores razões de pressão se tornam necessárias.

A análise do desempenho de um ciclo Brayton regenerativo e com inter-resfriamento foi realizado por Chen et al. (2004b), onde encontrou-se equações analíticas para a potência de saída e para a eficiência térmica. A otimização é realizada de maneira a se obterem valores ótimos para a razão de pressão do inter-resfriamento e para a razão de pressão total, de modo a maximizar a potência de saída e a eficiência térmica. Os efeitos relativos às características dos componentes

do motor térmico foram analisados através de exemplos numéricos. Os resultados mostram as vantagens da utilização da regeneração e do inter-resfriamento.

A maximização da potência de um ciclo Brayton irreversível regenerativo com inter-resfriamento foi realizado por Wang et al. (2005) e engloba reservatórios térmicos com temperaturas variáveis. O ciclo é otimizado encontrando valores para a razão de pressão para o inter-resfriamento e distribuindo a condutância térmica entre os quatro trocadores de calor de modo a alcançar a potência máxima. A potência é então maximizada novamente encontrando o valor ótimo para a razão de pressão total. Uma terceira maximização é realizada de maneira a determinar a razão ótima entre as taxas de capacidade térmica do fluido de trabalho e do fluido do trocador de calor no lado frio.

As perdas devido às resistências térmicas nos trocadores de calor, aos processos não-isentrópicos no compressor e na turbina, e à perda de carga no escoamento são levadas em consideração e analisadas, assim como os efeitos da capacidade térmica finita dos trocadores de calor. Os resultados foram comparados com os reportados na literatura para uma planta de potência de turbina a gás nuclear de ciclo fechado com regeneração e inter-resfriamento, a qual é utilizado para propulsão de navios. Os exemplos numéricos mostraram-se de acordo, indicando a validade do método apresentado.

Chen et al. (2008) também otimizou um ciclo Brayton fechado regenerativo e com inter-resfriamento efetuando a maximização da densidade de potência. A otimização é realizada encontrando a razão de pressão ótima de inter-resfriamento e a distribuição ótima da condutância térmica entre os trocadores de calor para um valor fixo de inventário. A densidade de potência é maximizada pela segunda vez encontrando um valor ótimo para a razão de pressão total do ciclo. Os efeitos de como os parâmetros envolvidos no modelo, como a regeneração e o inter-resfriamento, afetam a otimização também são apresentados e analisados.

Tyagi et al. (2005) utilizou o critério da otimização da função ecológica para melhorar o desempenho de um ciclo Brayton irreversível com regeneração e inter-resfriamento junto ao acréscimo de um processo de adição de calor isotérmico. Para a maximização deste critério ecológico foram encontrados valores ótimos para as razões de pressão de inter-resfriamento e do ciclo, e para a temperatura de saída da turbina. Regiões ótimas entre os pontos de operação em máxima eficiência e em máxima potência também foram apresentados, sendo que o ponto de operação em

condições de máxima função ecológica deve estar situado entre estes dois extremos.

Tyagi et al. (2006) realizaram a análise termodinâmica de um ciclo Brayton irreversível regenerativo com reaquecimento, inter-resfriamento e capacidade térmica finita nos reservatórios térmicos. As otimizações foram feitas com relação às temperaturas de ciclo de forma a maximizar a potência de saída e a eficiência térmica. Mostrou-se que valores ótimos para as razões de pressão de inter-resfriamento e de pressão de reaquecimento podem ser encontrados para uma otimização mais completa. Os efeitos destes parâmetros ótimos foram analisados e discutidos, além do comportamento do ciclo com a variação de outros parâmetros de projeto.

Sánchez-Orgaz et al. (2010) apresentaram um modelo geral de um ciclo Brayton irreversível regenerativo incorporando um número arbitrário de turbinas e compressores, com processos intermediários de reaquecimento e inter-resfriamento. As irreversibilidades levadas em consideração foram às relacionadas às perdas nas turbinas e compressores, à perda de carga nos trocadores de calor, à perda de calor para o ambiente e à resistência térmica entre os reservatórios e o fluido de trabalho. Equações gerais para a potência de saída e para a eficiência térmica para este modelo geral foram obtidas. As relações entre o ciclo e suas irreversibilidades foram analisadas em condições de máxima potência e de máxima eficiência, além também da influência de parâmetros de projeto para diversas combinações de número de compressores e turbinas.

Haseli (2013) em seu trabalho propõe um novo critério para otimização através de uma nova definição para a eficiência de segunda lei. Esta eficiência de segunda lei modificada é definida como a razão entre a eficiência real do ciclo pela eficiência do ciclo sem irreversibilidades internas, ou seja, a eficiência do ciclo Brayton ideal. A partir deste critério, a otimização é realizada para um ciclo Brayton regenerativo irreversível com perdas de carga e com irreversibilidades no compressor, na turbina e no regenerador. Relações para a eficiência térmica, potência de saída e taxa de geração de entropia também foram obtidas. As influências do regenerador e da razão entre as temperaturas do ciclo nos valores das razões de pressão ótimas, que maximizam as eficiências de primeira e segunda lei e também a potência de saída, são apresentadas e discutidas.

Foi observado que para efetividades de regenerador maiores que 82%, a maximização deste novo critério pode ser vista como um meio termo entre a potência máxima e a eficiência máxima de primeira lei. Outro resultado significativo indica que para efetividades de regenerador de 50% o ciclo opera ao mesmo tempo em máxima potência, máxima eficiência térmica e mínima taxa de geração de entropia.

Até o momento, foi visto que desde seu princípio, a termodinâmica de tempo finito evoluiu a partir de modelos simples endorreversíveis de um ciclo de Carnot para outros tipos de ciclos com modelagens mais complexas, e que, posteriormente, passaram a incorporar outros tipos de irreversibilidades encontradas em máquinas térmicas reais. Com o tempo começaram a surgir também diferentes tipos de critérios, como a densidade de potência e a função ecológica, que passaram a ser utilizados como guias para otimização, e apareceram como alternativas à maximização da potência apresentada pelos primeiros artigos relacionados a área.

O modelo para o ciclo Brayton proposto neste trabalho, inclui processos referentes a regeneração, inter-resfriamento e reaquecimento, que ainda não foram estudados para este tipo de configuração de ciclo, e abrange grande parte dos tipos de irreversibilidades encontrados na literatura com o intuito de aproximar seu comportamento de plantas reais. Estas irreversibilidades surgem nas formas de resistência térmica entre os reservatórios e o fluido de trabalho, de perda de calor para o ambiente, de queda de pressão nos trocadores de calor e de comportamento não isentrópico nos processos adiabáticos de expansão e compressão.

O trabalho também se propõe a utilizar os tipos de critérios mais abordados pelos autores para serem empregados como objetivo de otimização, além de aplicar os principais métodos adotados pela termodinâmica de tempo finito para a maximização do desempenho do ciclo. Com isso, pretende-se que o trabalho apresentado cubra os principais pontos relacionados a este campo da termodinâmica.

## CAPÍTULO 3

### MODELAGEM MATEMÁTICA

#### 3.1 CICLO BRAYTON IRREVERSÍVEL COM REGENERAÇÃO, REAQUECIMENTO E INTER-RESFRIAMENTO

A modelagem matemática a ser desenvolvida baseia-se em um ciclo de potência a gás junto a um regenerador, um inter-resfriador e um trocador de calor para o processo de reaquecimento. Esta planta encontra-se ilustrada na Figura 3.1 de forma a apresentar todos os processos envolvidos na produção de potência do ciclo, além dos componentes necessários para o seu funcionamento.

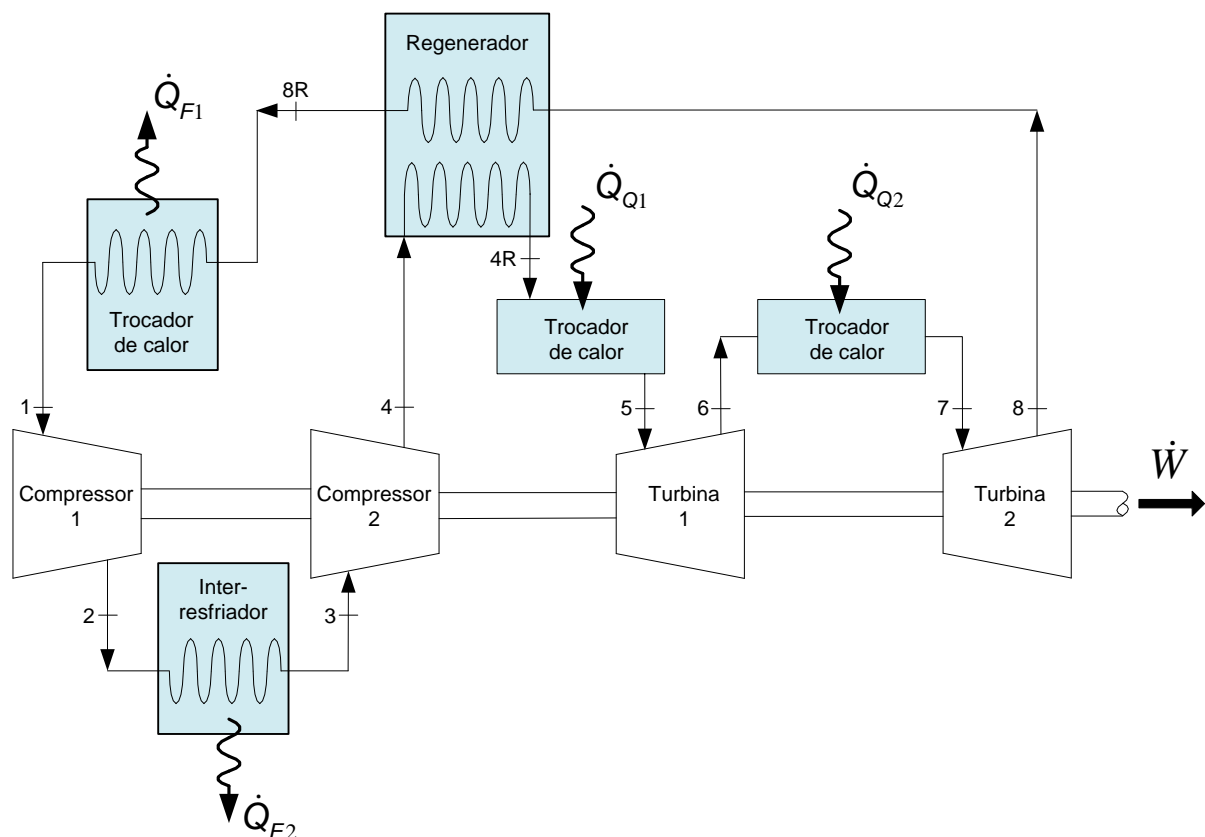


Figura 3.1 – Turbina a gás com regeneração, reaquecimento e inter-resfriamento.

Para descrever o caminho percorrido pelas propriedades do fluido de trabalho desta planta de potência é utilizado o diagrama  $T$ - $s$ , neste caso apresentado pela

Figura 3.2 para um ciclo Brayton irreversível regenerativo com reaquecimento e inter-resfriamento. Observando a Figura 3.2 paralelamente à Figura 3.1 têm-se que no processo 1-2 o fluido de trabalho entra no primeiro compressor no estado 1 e sofre uma compressão adiabática irreversível até alcançar o estado 2, com o processo 1-2s representando o mesmo processo se fosse realizado de maneira adiabática reversível, ou seja, isentrópica.

O próximo processo, 2-3, representa a rejeição de calor  $\dot{Q}_{F2}$  do ciclo para um reservatório térmico a temperatura constante  $T_{F2}$ , que ocorre durante o inter-resfriamento entre os compressores. Assim como no processo 1-2, o processo 3-4 é uma compressão adiabática irreversível com o ponto 4s indicando o estado da saída do segundo compressor se o processo fosse realizado de maneira isentrópica.

O fluido de trabalho entra então no regenerador no estado 4 e sofre um processo de aquecimento até o estado 4R, ocorrendo devido à troca de calor com os gases de exaustão que saem da turbina de baixa pressão no estado 8.

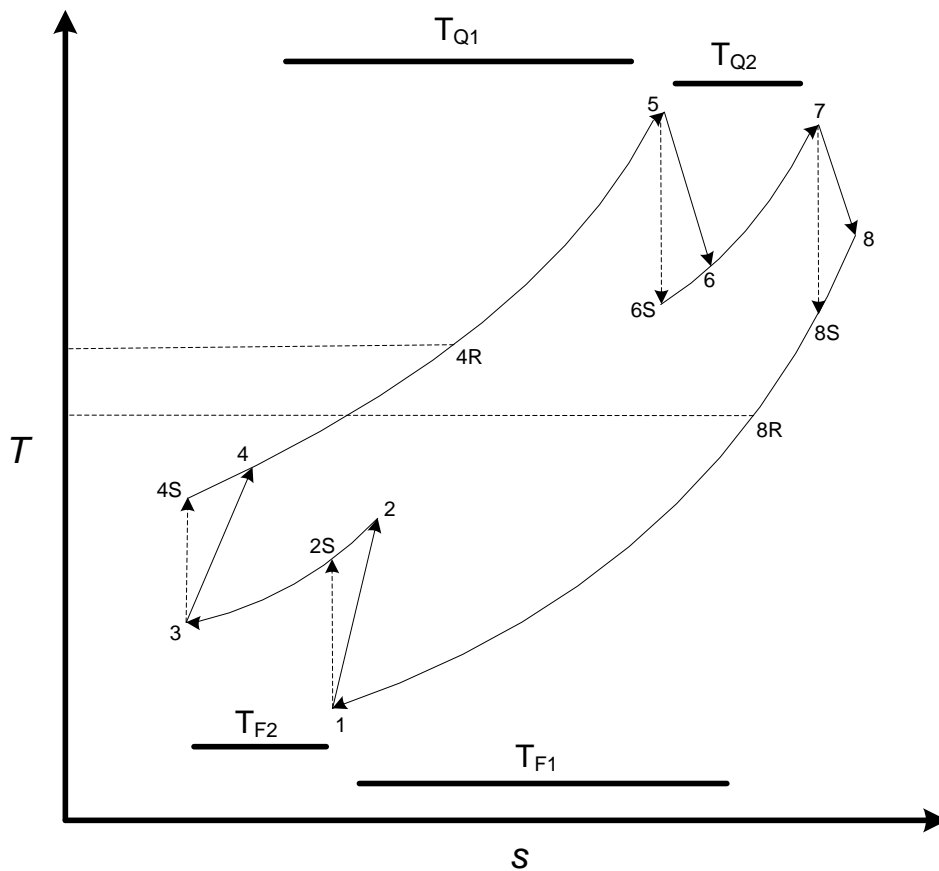


Figura 3.2 – Diagrama  $T$ - $s$  de um ciclo Brayton irreversível regenerativo com reaquecimento e inter-resfriamento.

A partir do estado 4R ocorre um processo de adição de calor  $\dot{Q}_{Q1}$ , fornecido pelo reservatório térmico a uma temperatura constante  $T_{Q1}$ , até o fluido de trabalho alcançar o estado 5. No processo 5-6 ocorre uma expansão adiabática reversível na turbina de alta pressão e o processo 5-6s apresenta o processo de expansão adiabático sendo realizado reversivelmente.

Após sair da turbina o fluido de trabalho sofre mais uma adição de calor  $\dot{Q}_{Q2}$ , devido ao processo de reaquecimento entre as turbinas, até alcançar o estado 7 a partir de uma troca de calor com um reservatório a temperatura  $T_{Q2}$ .

A expansão adiabática que ocorre na turbina de baixa pressão é irreversível não-isentrópica para o processo 7-8 e reversível isentrópica para o processo 7-8s. Os gases de exaustão que saem desta última turbina são resfriados no regenerador até o estado 8R, trocando calor com o fluido de trabalho que deixa o compressor a alta pressão no estado 4. Por fim, o fluido de trabalho sofre um resfriamento até o estado inicial 1 rejeitando calor  $\dot{Q}_{F1}$  a um reservatório térmico com uma temperatura  $T_{F1}$  constante.

Perdas de carga são também associadas a ciclos de potência reais e são representadas nos processos de transferência de calor do modelo por uma queda de pressão  $\Delta p_{Q1}$  entre os estados 4 e 5, uma queda de pressão  $\Delta p_{Q2}$  entre os estados 6 e 7, uma queda de pressão  $\Delta p_{F1}$  entre os estados 8 e 1 e, por último, uma queda de pressão  $\Delta p_{F2}$  entre os estados 2 e 3.

Finalmente, deve ser ressaltado que, na modelagem termodinâmica dos equipamentos do ciclo, os compressores e as turbinas são considerados adiabáticos e que as variações de energia cinética e potencial do fluido de trabalho são consideradas desprezíveis.

### 3.2 ANÁLISE DOS PROCESSOS ADIABÁTICOS DE COMPRESSÃO

Um processo de compressão real difere do processo ideal por sempre requisitar uma maior potência de entrada para que seja realizada sua operação. Quanto maior forem as irreversibilidades presentes neste processo maior será a diferença entre a potência requerida no compressor real pela potência que seria necessária para operar o compressor ideal. Estas irreversibilidades surgem devido a

perdas por atrito e podem ser avaliadas de acordo com a eficiência isentrópica do compressor, definida como a relação entre a potência específica de entrada para o processo de compressão isentrópico e a potência específica para o processo de compressão não-isentrópico:

$$\eta_C = \frac{\dot{W}_{CS}}{\dot{W}_C} \quad (3.1)$$

Para o processo adiabático no compressor de baixa pressão a eficiência isentrópica  $\eta_{C1}$  pode ser escrita como a relação entre as variações de entalpia durante os processos 1-2s e 1-2, já que a vazão mássica  $\dot{m}$  é a mesma para ambos:

$$\eta_{C1} = \frac{\dot{m}(h_{2s} - h_1)}{\dot{m}(h_2 - h_1)} = \frac{h_{2s} - h_1}{h_2 - h_1} \quad (3.2)$$

Considerando a análise de ar-padrão frio, com o fluido de trabalho comportando-se como um gás ideal, e os calores específicos sendo constantes, a Equação (3.2) pode ser reescrita da seguinte maneira:

$$\eta_{C1} = \frac{c_p(T_{2s} - T_1)}{c_p(T_2 - T_1)} = \frac{T_{2s} - T_1}{T_2 - T_1} \quad (3.3)$$

em que  $c_p$  é o calor específico a pressão constante do fluido de trabalho.

De maneira similar, a eficiência isentrópica do compressor de alta pressão  $\eta_{C2}$  é dada por:

$$\eta_{C2} = \frac{T_{4s} - T_3}{T_4 - T_3} \quad (3.4)$$

A partir das eficiências isentrópicas definidas pelas Equações (3.3) e (3.4) obtêm-se relações para  $T_2$  e  $T_{4s}$ :



$$T_2 = \frac{(T_{2S} - T_1)}{\eta_{C1}} + T_1 \quad (3.5)$$

$$T_{4S} = (T_4 - T_3)\eta_{C2} + T_3 \quad (3.6)$$

Também é definida uma relação  $x$  entre as temperaturas isentrópicas para o compressor de baixa pressão considerando o fluido de trabalho como gás ideal com calores específicos constantes. Esta relação pode ser calculada conhecendo a razão de pressão  $r_{PC1}$  do processo da seguinte maneira:

$$x = \frac{T_{2S}}{T_1} = \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = r_{PC1}^{\frac{k-1}{k}} \quad (3.7)$$

em que  $k$  é a relação entre o calor específico a pressão constante e o calor específico a volume constante do fluido de trabalho.

Com isso, uma relação para  $T_{2S}$ , a partir da Equação (3.7), pode ser obtida:

$$T_{2S} = xT_1 \quad (3.8)$$

### 3.3 ANÁLISE DOS PROCESSOS ADIABÁTICOS DE EXPANSÃO

Ao contrário dos processos de compressão, os processos de expansão reais sempre apresentam uma potência menor que nos processos ideais devido às irreversibilidades que também surgem principalmente devido a perdas por atrito.

Esta eficiência isentrópica da turbina pode ser definida como a potência específica gerada durante um processo não-isentrópico pela potência específica de um processo isentrópico:

$$\eta_T = \frac{\dot{W}_T}{\dot{W}_{TS}} \quad (3.9)$$

Como na análise de ar-padrão frio dos processos de compressão, a eficiência isentrópica da turbina de alta pressão  $\eta_{T1}$  é dada pela variação de entalpia do processo 5-6 pela do processo 5-6s:

$$\eta_{T1} = \frac{h_5 - h_6}{h_5 - h_{6S}} = \frac{T_5 - T_6}{T_5 - T_{6S}} \quad (3.10)$$

Fazendo uma análise similar para a turbina de baixa pressão, tem-se que sua eficiência isentrópica é dada por:

$$\eta_{T2} = \frac{T_7 - T_8}{T_7 - T_{8S}} \quad (3.11)$$

Desta forma, são encontradas relações tanto para  $T_6$  quanto para  $T_{8S}$  utilizando, respectivamente, as Equações (3.10) e (3.11):

$$T_6 = (T_{6S} - T_5)\eta_{T1} + T_5 \quad (3.12)$$

$$T_{8S} = T_7 - \frac{(T_7 - T_8)}{\eta_{T2}} \quad (3.13)$$

Para a turbina de alta pressão é definida, similarmente à análise do processo de compressão de baixa pressão, uma relação  $y$  entre as temperaturas isentrópicas:

$$y = \frac{T_5}{T_{6S}} = \left( \frac{p_5}{p_6} \right)^{\frac{k-1}{k}} = r_{PT1}^{\frac{k-1}{k}} \quad (3.14)$$

a qual pode ser calculada conhecendo a razão de pressão  $r_{PT1}$  deste processo, dada a relação entre as pressões de entrada  $p_5$  e a de saída  $p_6$  da turbina de alta pressão.

Através da Equação (3.14) uma relação para o valor de  $T_{6S}$  é obtida:

$$T_{6S} = \frac{T_5}{y} \quad (3.15)$$

### 3.4 ANÁLISE DO PROCESSO DE REGENERAÇÃO

Os gases de exaustão que saem da última turbina, normalmente com uma temperatura consideravelmente acima da temperatura ambiente, ainda possuem um grande potencial térmico para utilização no ciclo e, caso fosse descartado para o ambiente, consistiria numa considerável perda de oportunidade para se incrementar a eficiência do ciclo.

Para aproveitar estes gases quentes pode ser utilizado um regenerador, o qual permite que os gases que saem do último compressor a alta pressão sejam pré-aquecidos antes de entrarem no trocador de calor de alta temperatura, ou no combustor no caso de ciclos abertos, reduzindo a quantidade de calor a ser adicionada ao ciclo e, conseqüentemente, a quantidade de combustível.

Isto permite que a mesma potência seja obtida com uma menor taxa de transferência de calor entrando no sistema, levando a uma maior eficiência térmica.

Como a troca de calor acontece dos gases de exaustão em direção aos gases que deixam o compressor de alta pressão, observa-se, a partir da Figura 3.2, que a temperatura do ponto 8 deve ser maior ou igual a do ponto 4R e o mesmo deve ocorrer para o ponto 8R, cuja temperatura também deve ser maior ou igual que a do ponto 4. Desta forma, garante-se que os gases de alta pressão sejam aquecidos pelos gases de exaustão.

Caso o contrário aconteça, a transferência de calor ocorrerá em direção aos gases de exaustão, prejudicando a eficiência térmica ao invés de favorecê-la. Esta situação é uma possibilidade caso seja utilizado o processo de regeneração em ciclos operando com razões de pressão muito altas.

Para um melhor desempenho de regenerador estas diferenças de temperaturas entre os dois escoamentos são diminuídas aumentando o número de unidades de transferência do trocador de calor. Para o caso limite, em que o número de unidades de transferência é dado como infinito, as diferenças de temperatura entre os fluxos tendem a zero, se aproximando da reversibilidade.

Com isso, e pelo fato do regenerador operar em um fluxo de contracorrente, a temperatura do gás a alta pressão que sai deste processo (estado 4R) chegaria a

seu valor máximo se igualando ao dos gases de exaustão que entram no regenerador (estado 8).

Esta igualdade de temperaturas também aconteceria com o estado 8R, alcançando seu limite ao se aproximar da temperatura dos gases que saem do compressor no estado 4, caracterizando assim um comportamento ideal e com uma efetividade de trocador de calor de 100%.

Esta efetividade é uma medida para quantificar o quanto o comportamento de um regenerador real se desvia do de um ideal, e é definida como a relação entre a variação de entalpia dos escoamentos do regenerador real e a variação de entalpia dos escoamentos se o regenerador operasse reversivelmente.

Como no regenerador o fluido de trabalho escoava tanto pelo lado frio quanto pelo lado quente, sua efetividade  $\varepsilon_R$  pode ser escrita de duas maneiras:

$$\varepsilon_R = \frac{h_{4R} - h_4}{h_8 - h_4} = \frac{h_8 - h_{8R}}{h_8 - h_4} \quad (3.16)$$

Realizando uma análise de ar-padrão frio a Equação (3.16) é reescrita como:

$$\varepsilon_R = \frac{T_{4R} - T_4}{T_8 - T_4} = \frac{T_8 - T_{8R}}{T_8 - T_4} \quad (3.17)$$

Normalmente esta efetividade varia entre 60 a 80% em regeneradores reais, apresentando uma temperatura na saída do regenerador do lado de alta pressão consideravelmente menor que a dos gases de exaustão que saem da turbina a baixa pressão. O motivo para estas efetividades não tão elevadas está relacionado aos custos de equipamento, os quais não seriam compensados pela redução nos gastos com combustível causado pelo aumento da eficiência.

Outro fator importante é devido ao fato de que maiores áreas de troca de calor, necessárias para que se alcance maiores efetividades, também levam a perdas de carga por atrito, o que afeta desempenho global do ciclo. Portanto, a decisão do uso de um regenerador sempre deve ser acompanhada com uma análise de sua viabilidade econômica.

A taxa de transferência de calor, que ocorre no regenerador, pode ser então escrita tanto de acordo com as variações de entalpia, relacionadas aos escoamentos

do lado frio e do lado quente, quanto pela análise de um trocador de calor de contracorrente, sendo dadas, respectivamente, por:

$$\dot{Q}_R = \dot{C}_p(T_{4R} - T_4) = \dot{C}_p(T_8 - T_{8R}) \quad (3.18)$$

$$\dot{Q}_R = U_R A_R \frac{(T_8 - T_{4R}) - (T_{8R} - T_4)}{\ln\left(\frac{T_8 - T_{4R}}{T_{8R} - T_4}\right)} = \dot{C}_p \varepsilon_R (T_8 - T_4) \quad (3.19)$$

em que  $U_R A_R$  é o produto entre coeficiente global de transferência de calor pela área no regenerador, e a efetividade  $\varepsilon_R$  é dada em função do número de unidades de transferência  $N_R$  do trocador de calor, que para o caso de troca de calor em contracorrente é escrita como:

$$\varepsilon_R = \frac{1 - \exp[-N_R(1 - C_r)]}{1 - C_r \exp[-N_R(1 - C_r)]} \quad (3.20)$$

em que  $C_r$  é a relação entre a capacidade térmica mínima e a capacidade térmica máxima entre os dois fluidos. O número de unidades de transferência  $N_R$  é definido como:

$$N_R = \frac{U_R A_R}{\dot{C}_p} \quad (3.21)$$

Como neste caso ocorre que ambos os fluxos possuem a mesma capacidade térmica,  $C_r$  se torna igual à unidade. Como não é possível a substituição direta deste valor na Equação (3.20), deve-se utilizar a definição de limite para este caso:

$$\varepsilon_R = \lim_{C_r \rightarrow 1} \frac{1 - \exp[-N_R(1 - C_r)]}{1 - C_r \exp[-N_R(1 - C_r)]} \quad (3.22)$$

Utilizando a regra de L'Hopital para limites a Equação (3.22) simplifica-se para:

$$\varepsilon_R = \frac{N_R}{1 + N_R} \quad (3.23)$$

Por fim, determinam-se mais duas relações para as temperaturas de saída do regenerador em ambos os escoamentos utilizando as duas relações definidas pela Equação (3.17):

$$T_{4R} = (T_8 - T_4)\varepsilon_R + T_4 \quad (3.24)$$

$$T_{8R} = (T_4 - T_8)\varepsilon_R + T_8 \quad (3.25)$$

com a efetividade  $\varepsilon_R$  podendo ser estimada ao se conhecer o valor de  $N_R$  e substituí-lo na Equação (3.23).

### 3.5 ANÁLISE DOS PROCESSOS DE REAQUECIMENTO E INTER-RESFRIAMENTO

Outras modificações no ciclo Brayton simples, que auxiliam no incremento da potência líquida produzida, são realizadas incluindo processos de adição de calor entre as turbinas e processos de rejeição de calor entre os compressores.

Isto devido ao fato de que o incremento de trabalho entregue durante estes processos depende do volume específico do fluido de trabalho, sendo que quanto maior o volume específico no processo de expansão da turbina maior a quantidade de trabalho produzida.

O contrário ocorre para o compressor, já que quanto menor o volume específico menor a quantidade de trabalho necessária durante o processo. Com isso, a operação ideal destes equipamentos seria através de processos isotérmicos, pois desta maneira o aumento de pressão causado pelo compressor ocorreria a uma temperatura média menor, consumindo menos potência, enquanto o decréscimo na pressão do fluido de trabalho que ocorre na turbina seria efetuado a uma temperatura média maior, aumentando a potência fornecida.

Porém, a dificuldade de se transferir calor e controlar a temperatura do fluido durante a compressão torna esta prática inviável, tornando inevitável o aumento de temperatura e, conseqüentemente, do volume específico do fluido no compressor. Evitar também a queda de temperatura e volume específico na turbina seria impraticável pelos mesmos motivos. Por isso, a utilização do reaquecimento e do inter-resfriamento surge como uma alternativa viável para que estes processos melhor se aproximem dos ideais isotérmicos.

O processo de adição de calor, conhecido como reaquecimento, aproveita do excesso de ar, utilizado para controlar a temperatura dos gases que irão entrar na turbina, para a queima adicional de combustível na turbina de múltiplos estágios, aumentando assim a temperatura média durante o processo de expansão. Por conseqüência, o volume específico médio também aumenta, o que permite a geração de uma maior potência sem a inconveniência de esbarrar em limitações metalúrgicas relacionadas ao aumento da temperatura máxima do ciclo.

Esta modificação, apesar de representar um aumento no trabalho líquido desenvolvido, não significa necessariamente que o mesmo ocorrerá com a eficiência térmica do ciclo, já que uma maior adição total de calor no sistema será necessária com a adição do reaquecimento.

Entretanto, o processo conduz a uma maior temperatura de saída da turbina de baixa pressão, aumentando o potencial de regeneração. Isto pode significar um aumento na eficiência da planta caso utilizado em combinação com um regenerador.

Outra vantagem surge do aumento causado por este processo na temperatura média do ciclo no lado quente, o que leva a uma diminuição nas irreversibilidades inerentes à diferença de temperatura entre o ciclo e os reservatórios a alta temperatura.

No processo de reaquecimento do ciclo analisado, os gases que saem da turbina de alta pressão (estado 6) são aquecidos antes de entrar na turbina de baixa pressão (estado 7). Isto ocorre através da troca de calor com um reservatório térmico a uma temperatura constante  $T_{Q2}$  em um trocador de calor com efetividade  $\varepsilon_{Q2}$ , a qual, assim como no caso do regenerador, pode ser escrita em função do número de unidades de transferência  $N_{Q2}$  deste trocador de calor.

Como o reservatório térmico apresenta temperatura constante sua capacidade térmica é considerada infinita, e com isso o valor de  $C_r$  se torna nulo. Para este

caso, tanto a utilização de um trocador de calor com escoamento em contracorrente quanto a de um com escoamento paralelo conduzem ao mesmo resultado.

Portanto, a efetividade  $\varepsilon_{Q2}$  pode ser obtida utilizando a equação do trocador de calor de contracorrente apresentada na Equação (3.20), porém, desta vez, com  $C_r$  igual à zero:

$$\varepsilon_{Q2} = \frac{1 - \exp[-N_{Q2}(1 - C_r)]}{1 - C_r \exp[-N_{Q2}(1 - C_r)]} = 1 - \exp(-N_{Q2}) \quad (3.26)$$

O número de unidades de transferência  $N_{Q2}$  é dado por:

$$N_{Q2} = \frac{U_{Q2} A_{Q2}}{\dot{C}_p} \quad (3.27)$$

com  $U_{Q2} A_{Q2}$  sendo o produto do coeficiente global de transferência de calor pela área no trocador de calor do processo de reaquecimento.

A taxa de transferência de calor pode ser então escrita com relação a efetividade  $\varepsilon_{Q2}$  do trocador de calor, além da relação para a variação da entalpia do fluido de trabalho:

$$\dot{Q}_{Q2} = U_{Q2} A_{Q2} \frac{(T_{Q2} - T_6) - (T_{Q2} - T_7)}{\ln\left(\frac{T_{Q2} - T_6}{T_{Q2} - T_7}\right)} = \dot{C}_p \varepsilon_{Q2} (T_{Q2} - T_6) = \dot{C}_p (T_7 - T_6) \quad (3.28)$$

Com isso, tem-se uma equação para a temperatura de saída da turbina de alta pressão  $T_7$ , obtida através da relação entre temperaturas apresentada pela Equação (3.28):

$$T_7 = \varepsilon_{Q2} (T_{Q2} - T_6) + T_6 \quad (3.29)$$

em que  $\varepsilon_{Q2}$  é obtida através da Equação (3.26) conhecendo-se o valor de  $N_{Q2}$  do trocador de calor.



A outra modificação, denominada inter-resfriamento, também consiste em aumentar a potência de saída da planta, só que desta vez agindo na diminuição da potência requerida para a compressão do fluido de trabalho. Isto é causado através de rejeições de calor intermediárias em compressores de múltiplos estágios, que diminuem a temperatura média e, conseqüentemente, o volume específico médio do fluido de trabalho durante os processos de compressão.

Este aumento na potência líquida pode ser facilmente deduzido da Figura 3.2, levando em consideração o ciclo atuando através de processos internamente reversíveis, ao notar que a adição tanto do processo de inter-resfriamento quanto do de reaquecimento aumenta consideravelmente a área interna do ciclo, refletindo no aumento da potência entregue pelo sistema.

Porém, da mesma forma que no reaquecimento, o aumento da potência de saída devido ao inter-resfriamento não induz obrigatoriamente a uma maior eficiência térmica.

Isto ocorre, pois a temperatura de saída do compressor de alta pressão seria menor do que a que sairia do compressor a mesma pressão de saída caso não houvesse dois estágios de compressão. Isto leva a demanda de uma transferência de calor adicional ao fluido de trabalho que não seria necessária previamente.

Porém, este processo ainda apresenta outra similaridade com o reaquecimento no quesito de vantagens, já que à diminuição da temperatura média do fluido de trabalho no lado frio diminui as irreversibilidades provenientes da resistência térmica entre ciclo e reservatório a baixa temperatura.

Este tipo de modificação também leva a um aumento no potencial para regeneração devido à menor temperatura na saída do compressor, aumentando seu potencial para a regeneração. Com isso, diminui-se a quantidade de calor adicional necessária que deve ser injetada no ciclo devido ao inter-resfriamento caso este processo seja empregado em conjunto com um regenerador.

Concluindo, a combinação dos processos de reaquecimento e inter-resfriamento junto à regeneração pode resultar em um aumento relevante na eficiência do ciclo.

Na Figura 3.2 é demonstrado o processo de inter-resfriamento com o fluido de trabalho rejeitando calor para um reservatório térmico a uma temperatura  $T_{F2}$  constante, enquanto diminui sua temperatura do estado 2 ao estado 3. Esta

transferência de calor ocorre em um trocador de calor com efetividade  $\varepsilon_{F2}$ , e este valor é estimado da mesma maneira que para a Equação (3.26):

$$\varepsilon_{F2} = 1 - \exp(-N_{F2}) \quad (3.30)$$

em que  $N_{F2}$  é o número de unidades de transferência do trocador de calor utilizado neste processo e é definido como:

$$N_{F2} = \frac{U_{F2} A_{F2}}{\dot{C}_p} \quad (3.31)$$

O valor de  $U_{F2} A_{F2}$  é dado, no trocador de calor do processo de inter-resfriamento, pelo coeficiente global de transferência de calor vezes a área de troca térmica.

Para o cálculo da taxa de transferência de calor, tanto o método da diferença de temperatura média logarítmica, o qual pode ser relacionado com a efetividade do trocador, quanto a variação de entalpia do fluido de trabalho podem ser utilizados:

$$\dot{Q}_{F2} = U_{F2} A_{F2} \frac{(T_2 - T_{F2}) - (T_3 - T_{F2})}{\ln\left(\frac{T_2 - T_{F2}}{T_3 - T_{F2}}\right)} = \dot{C}_p \varepsilon_{F2} (T_2 - T_{F2}) = \dot{C}_p (T_2 - T_3) \quad (3.32)$$

A Equação (3.32) ainda permite encontrar uma relação para a temperatura de entrada do compressor de alta pressão:

$$T_3 = \varepsilon_{F2} (T_{F2} - T_2) + T_2 \quad (3.33)$$

com  $N_{F2}$  sendo utilizado na Equação (3.30) para encontrar o valor de  $\varepsilon_{F2}$ .

Enfim, a utilização destes dois processos permite um aumento substancial tanto na potência líquida da planta quanto no potencial para regeneração, sendo que quando utilizados juntos com este último podem garantir um aperfeiçoamento apreciável na planta.

Existe ainda a possibilidade de seu desempenho ser incrementando com o aumento no número de estágios de compressão ou expansão. Contudo, a utilização de compressores ou turbinas de mais de dois ou três estágios dificilmente é empregada, principalmente devido a questões econômicas e ao fato de que a contribuição na eficiência térmica para cada estágio adicional ser cada vez menor.

### 3.6 ANÁLISE DOS PROCESSOS DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR $\dot{Q}_{Q1}$ E $\dot{Q}_{F1}$

Em plantas de potência de turbinas a gás comuns o processo de adição de calor normalmente ocorre através da combustão de uma mistura de combustível com ar em excesso, o qual é continuamente admitido no sistema através do compressor, resultando em um produto a alta temperatura.

Estes produtos após passarem pelo processo de expansão são imediatamente expelidos para a atmosfera onde são resfriados. Estas características são típicas de uma turbina a gás operando em ciclo aberto.

Para turbinas a gás utilizadas para geração de potência espacial ou para geração de potência empregando reatores nucleares resfriados a gás, a adição e a rejeição de calor ocorrem em trocadores de calor e não há a necessidade de mistura do fluido de trabalho com combustível. Desta forma, o fluido não precisa ser rejeitado para a atmosfera, sendo recirculado de forma contínua em regime permanente, o que caracteriza um sistema fechado como o analisado na Figura 3.2.

No modelo apresentado na Figura 3.2 o fluido de trabalho percorre um ciclo fechado onde a taxa de transferência de calor  $\dot{Q}_{Q1}$  é fornecida por um reservatório a uma alta temperatura  $T_{Q1}$  constante, o que realiza aquecimento do fluido de trabalho, que sai do regenerador no estado 4R, até o estado 5.

Calor também é rejeitado a uma taxa  $\dot{Q}_{F1}$  a um reservatório com uma baixa temperatura  $T_{F1}$ , também constante, levando o fluido, que sai do regenerador do lado de baixa pressão no estado 8R, a resfriar-se até o estado 1.

Como nestes processos a troca de calor acontece entre um fluido de trabalho com uma taxa de capacidade térmica finita e reservatórios térmicos a temperaturas constantes, tem-se que a relação entre as capacidades térmicas em ambos os lados do trocador de calor  $C_r$  possui o valor de zero, e que as equações para as

efetividades destes trocadores de calor são similares às utilizadas na análise dos processos de inter-resfriamento e reaquecimento.

Portanto, as efetividades para os processos de rejeição e de adição de calor são dadas, respectivamente, por:

$$\varepsilon_{F1} = 1 - \exp(-N_{F1}) \quad (3.34)$$

$$\varepsilon_{Q1} = 1 - \exp(-N_{Q1}) \quad (3.35)$$

em que  $N_{F1}$  é o número de unidades de transferência do trocador de calor de baixa temperatura e  $N_{Q1}$  o número de unidades de transferência do trocador de calor de alta temperatura, ambos dados por:

$$N_{F1} = \frac{U_{F1} A_{F1}}{\dot{C}_p} \quad (3.36)$$

$$N_{Q1} = \frac{U_{Q1} A_{Q1}}{\dot{C}_p} \quad (3.37)$$

com  $U_{F1} A_{F1}$  e  $U_{Q1} A_{Q1}$  sendo os produtos do coeficiente globais de transferência de calor pela área dos trocadores de calor do lado de baixa temperatura e do lado de alta temperatura, respectivamente.

Conhecendo-se os valores de  $N_{F1}$  e  $N_{Q1}$  as taxas de transferência de calor podem ser escritas através das efetividades dos trocadores ou pela variação das entalpias do fluido de trabalho.

Desta forma, as taxas de transferência para o resfriamento e o aquecimento do fluido são dadas, respectivamente, por:

$$\dot{Q}_{F1} = U_{F1} A_{F1} \frac{(T_{8R} - T_{F1}) - (T_1 - T_{F1})}{\ln\left(\frac{T_{8R} - T_{F1}}{T_1 - T_{F1}}\right)} = \dot{C}_p \varepsilon_{F1} (T_{8R} - T_{F1}) = \dot{C}_p (T_{8R} - T_1) \quad (3.38)$$

$$\dot{Q}_{Q1} = U_{Q1} A_{Q1} \frac{(T_{Q1} - T_{4R}) - (T_{Q1} - T_5)}{\ln\left(\frac{T_{Q1} - T_{4R}}{T_{Q1} - T_5}\right)} = \dot{C}_p \varepsilon_{Q1} (T_{Q1} - T_{4R}) = \dot{C}_p (T_5 - T_{4R}) \quad (3.39)$$

A partir das Equações (3.38) e (3.39) são obtidas relações para as temperaturas  $T_1$  e  $T_5$ :

$$T_1 = \varepsilon_{F1} (T_{F1} - T_{8R}) + T_{8R} \quad (3.40)$$

$$T_5 = \varepsilon_{Q1} (T_{Q1} - T_{4R}) + T_{4R} \quad (3.41)$$

com  $N_{F1}$  e  $N_{Q1}$  sendo utilizados, respectivamente, nas Equações (3.34) e (3.35) para encontrar os valores de  $\varepsilon_{F1}$  e  $\varepsilon_{Q1}$ .

### 3.7 ANÁLISE DA PERDA DE CALOR ENTRE OS RESERVATÓRIOS

Bejan (1988) incorporou em sua análise de plantas de potência uma fonte de irreversibilidade proveniente de uma taxa de transferência de calor  $\dot{Q}_l$ , a qual é perdida pelo sistema e cuja energia não chega a ser adicionada ao fluido de trabalho.

Esta perda de calor, portanto, é transferida a partir do reservatório a alta temperatura, atravessa a planta sem afetá-la e é rejeitada para o reservatório a baixa temperatura. Ou seja, as perdas devido a esta taxa de transferência de calor ocorrem através das paredes e tubulações do sistema em direção ao ambiente. Esta taxa perdida para o ambiente não é então adicionada ao fluido de trabalho e, portanto, considera-se como uma parcela da energia fornecida pelo reservatório a alta temperatura que não será utilizada para a produção de trabalho.

Segundo o autor, podem existir em uma planta real vários aspectos que se caracterizam como perda de calor, como por exemplo, a transferência de calor perdida através das paredes de uma caldeira ou de uma câmara de combustão, o calor removido pelo sistema de resfriamento de um motor de combustão interna, ou ainda a perda de calor por convecção para o ambiente em um regenerador.

Esta perda pode ser interpretada de acordo com a Figura 3.3, a qual representa um modelo de uma máquina térmica, em que as irreversibilidades surgem não só por motivo da diferença entre as temperaturas dos reservatórios e do fluido de trabalho operando no ciclo, como também pela perda de calor  $\dot{Q}_I$ , que flui diretamente do reservatório de alta temperatura  $T_Q$  para o de baixa temperatura  $T_F$  sem ser incorporado ao ciclo.

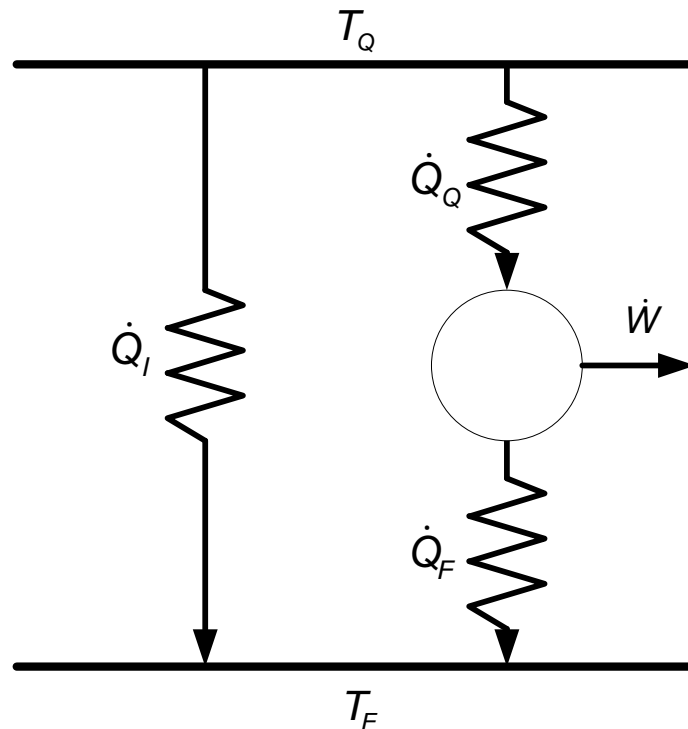


Figura 3.3 – Esquema de uma planta de potência com irreversibilidades devido à perda de calor e às resistências térmicas.

Neste modelo apenas parte da taxa de transferência de calor total  $\dot{Q}_{QT}$  fornecida pelo reservatório a alta temperatura  $T_Q$ , que neste caso é representada por  $\dot{Q}_Q$ , é realmente incorporada ao fluido de trabalho.

De forma a quantificar esta irreversibilidade no modelo analisado neste trabalho considera-se que a taxa de perda de calor  $\dot{Q}_I$  ocorre do reservatório a alta temperatura  $T_{Q1}$  em direção ao reservatório a baixa temperatura  $T_{F1}$ . Utilizando a relação proposta por Bejan (1988), a taxa de perda de calor  $\dot{Q}_I$  é dada por:

$$\dot{Q}_I = \dot{C}_I(T_{Q1} - T_{F1}) \quad (3.42)$$

em que  $\dot{C}_I$  é definida por Bejan (1988) como a taxa de condutância interna da planta na forma de taxa de transferência de calor por unidade de temperatura.

Por fim, dada esta definição, a taxa de transferência de calor total fornecida pelos reservatórios a alta temperatura pode ser então calculada como a soma das Equações (3.39), (3.28) e (3.42):

$$\dot{Q}_{QT} = \dot{Q}_{Q1} + \dot{Q}_{Q2} + \dot{Q}_I \quad (3.43)$$

enquanto a taxa de transferência de calor total rejeitada para os reservatórios a baixa temperatura é dada pela soma das Equações (3.38), (3.32) e (3.42):

$$\dot{Q}_{FT} = \dot{Q}_{F1} + \dot{Q}_{F2} + \dot{Q}_I \quad (3.44)$$

A taxa de transferência de calor  $\dot{Q}_R$  é interna ao ciclo e, portanto, não tem relação alguma com os reservatórios térmicos ou com as transferências de energia que ocorrem na fronteira do ciclo.

### 3.8 ANÁLISE DAS PERDAS DE CARGA

A última irreversibilidade a ser incorporada ao ciclo está relacionada às perdas de carga durante o escoamento do fluido, a qual ocorre devido à fricção das partículas dos fluidos entre si e contra as paredes da tubulação.

Durante os processos de adição e rejeição de calor a presença desta irreversibilidade torna-se inevitável, sempre evidente pela queda de pressão que surge durante o escoamento nos trocadores de calor. Portanto, a pressão do fluido de trabalho na saída de um trocador de calor será sempre menor do que na entrada.

No ciclo analisado da Figura 3.2, considera-se que durante a adição de calor, que começa no estado 4 e termina no estado 5, ocorre uma queda de pressão a medida que o fluido escoar pelo regenerador e pelo trocador de calor em contato com o reservatório a temperatura  $T_{Q1}$ . Portanto, a pressão no estado 5 após sair do

trocador de calor de alta temperatura é menor que a do estado 4 na entrada do regenerador.

A diferença entre estas duas pressões é dada por  $\Delta p_{Q1}$  e esta perda de carga é quantificada no modelo através do parâmetro  $\rho_{Q1}$ , utilizado por Sánchez-Orgaz et al. (2010) para caracterizar a queda de pressão:

$$\rho_{Q1} = \left( \frac{p_5}{p_4} \right)^{\frac{(k-1)}{k}} = \left( \frac{p_{Q1} - \Delta p_{Q1}}{p_{Q1}} \right)^{\frac{(k-1)}{k}} \quad (3.45)$$

com  $p_5$  sendo a pressão do estado 5 e  $p_4$  a do estado 4.

Do lado de baixa temperatura a queda de pressão no fluido de trabalho também ocorre durante o escoamento pelo regenerador e pelo trocador de calor em contato com o reservatório a temperatura  $T_{F1}$ .

Isto faz com que a pressão na entrada do compressor de baixa pressão (estado 1) seja menor que o da saída da turbina de baixa pressão (estado 8) por uma diferença  $\Delta p_{F1}$ . Esta queda na pressão é quantificada similarmente a do escoamento no lado de alta temperatura pelo termo  $\rho_{F1}$ :

$$\rho_{F1} = \left( \frac{p_1}{p_8} \right)^{\frac{(k-1)}{k}} = \left( \frac{p_{F1} - \Delta p_{F1}}{p_{F1}} \right)^{\frac{(k-1)}{k}} \quad (3.46)$$

com  $p_1$  sendo a pressão do estado 1 e  $p_8$  a do estado 8.

Considerando por fim as perdas de carga nos processos de reaquecimento e inter-resfriamento, têm-se, respectivamente, os seguintes parâmetros para quantificar as quedas de pressão:

$$\rho_{Q2} = \left( \frac{p_7}{p_6} \right)^{\frac{(k-1)}{k}} = \left( \frac{p_{Q2} - \Delta p_{Q2}}{p_{Q2}} \right)^{\frac{(k-1)}{k}} \quad (3.47)$$



$$\rho_{F2} = \left( \frac{p_3}{p_2} \right)^{\frac{(k-1)}{k}} = \left( \frac{p_{F2} - \Delta p_{F2}}{p_{F2}} \right)^{\frac{(k-1)}{k}} \quad (3.48)$$

em que  $p_6$  e  $p_7$  são, respectivamente, as pressões de entrada e saída do trocador de calor utilizado no reaquecimento, e  $p_2$  e  $p_3$  as pressões de entrada e saída do fluido de trabalho no trocador de calor do processo de inter-resfriamento.

### 3.9 ANÁLISE GLOBAL DO CICLO PELA 1ª LEI DA TERMODINÂMICA

Considerando o ciclo da Figura 3.2 como um todo, as mudanças relacionadas à energia na planta ocorrem apenas devido a sua transferência na forma de trabalho e calor. Portanto, o sistema pode ser analisado como um ciclo fechado operando em regime permanente com transferência de calor entre os reservatórios térmicos e o fluido de trabalho, com trabalho sendo fornecido ao compressor e gerado na turbina.

Como o sistema retorna a seu estado inicial ao completar o ciclo, ou seja, não há mudança líquida em sua energia, a 1ª lei da termodinâmica é apresentada a partir da definição de sua integral cíclica:

$$\oint \delta \dot{W} = \oint \delta \dot{Q} \quad (3.49)$$

Resolvendo a Equação (3.49) para os processos que ocorrem na fronteira do sistema, é obtido que a potência de saída desenvolvida é igual à diferença entre as taxas de transferência de calor total que entram pelas que saem deste sistema:

$$\dot{W} = \dot{Q}_{QT} - \dot{Q}_{FT} \quad (3.50)$$

Substituindo as Equações (3.43) e (3.44) na Equação (3.50) a potência de saída é reescrita como:

$$\dot{W} = \dot{Q}_{Q1} + \dot{Q}_{Q2} - \dot{Q}_{F1} - \dot{Q}_{F2} \quad (3.51)$$

em que a taxa de perda de calor  $\dot{Q}_l$  presente em ambos os termos de taxa de transferência de calor total se anulam e, com isso, o valor da potência de saída não recebe influência desta fonte de irreversibilidade.

Substituindo na Equação (3.51) os valores das taxas de transferência de calor relacionadas às efetividades de cada trocador de calor, referentes às Equações (3.39), (3.28), (3.38) e (3.32), obtém-se:

$$\dot{W} = \dot{C}_p \varepsilon_{Q1} (T_{Q1} - T_{4R}) + \dot{C}_p \varepsilon_{Q2} (T_{Q2} - T_6) - \dot{C}_p \varepsilon_{F1} (T_{8R} - T_{F1}) - \dot{C}_p \varepsilon_{F2} (T_2 - T_{F2}) \quad (3.52)$$

A eficiência térmica  $\eta$ , definida pela relação entre a potência líquida  $\dot{W}$  e a taxa de transferência de calor total  $\dot{Q}_{QT}$  fornecida pelos reservatórios do lado quente, é dada por:

$$\eta = \frac{\dot{W}}{\dot{Q}_{QT}} = \frac{\dot{W}}{\dot{Q}_{Q1} + \dot{Q}_{Q2} + \dot{Q}_l} \quad (3.53)$$

Percebe-se que na eficiência térmica surge o termo  $\dot{Q}_l$ , indicando que a perda de calor influencia em seu valor, ao contrário do que acontece com a potência líquida, onde o termo se cancela como visto na Equação (3.51). Portanto, há uma taxa de transferência de calor adicional a ser fornecida pelo reservatório a alta temperatura, e que será perdida para o ambiente, a qual não é utilizada para a geração de potência, levando à diminuição da eficiência térmica do sistema.

A taxa de transferência total  $\dot{Q}_{QT}$  que aparece na Equação (3.53) é dada pela soma das Equações (3.28), (3.39) e (3.42), levando a:

$$\dot{Q}_{QT} = \dot{C}_p \varepsilon_{Q1} (T_{Q1} - T_{4R}) + \dot{C}_p \varepsilon_{Q2} (T_{Q2} - T_6) + \dot{C}_l (T_{Q1} - T_{F1}) \quad (3.54)$$

### 3.10 ANÁLISE GLOBAL DO CICLO PELA 2ª LEI DA TERMODINÂMICA

Fazendo uma análise similar com relação à segunda lei tem-se que não há taxa de variação da entropia do sistema, já que o ciclo opera em regime

permanente. Portanto, considerando que o sistema opera em um ciclo termodinâmico, escreve-se a 2ª lei da termodinâmica em seu formato de integral cíclica:

$$0 = \oint \frac{\delta \dot{Q}}{T} + \dot{S}_g \quad (3.55)$$

A taxa de geração de entropia  $\dot{S}_g$  é dada então pelas interações de calor que ocorrem nas fronteiras dos reservatórios térmicos, os quais se encontram a temperatura uniforme e constante. Ao resolver a integral da Equação (3.55) obtém-se:

$$\dot{S}_g = \frac{\dot{Q}_{F1} + \dot{Q}_I}{T_{F1}} + \frac{\dot{Q}_{F2}}{T_{F2}} - \frac{\dot{Q}_{Q1} + \dot{Q}_I}{T_{Q1}} - \frac{\dot{Q}_{Q2}}{T_{Q2}} \quad (3.56)$$

Pela equação anterior é importante observar que, assim como para a eficiência térmica, a taxa de perda de calor  $\dot{Q}_I$  influencia na taxa de geração de entropia.

Substituindo as Equações (3.28), (3.32), (3.38), (3.39) e (3.42) na Equação (3.56), tem-se por fim a equação para a taxa de geração de entropia:

$$\dot{S}_g = \frac{\dot{C}_p \varepsilon_{F1} (T_{8R} - T_{F1}) + \dot{C}_I (T_{Q1} - T_{F1})}{T_{F1}} + \frac{\dot{C}_p \varepsilon_{F2} (T_2 - T_{F2})}{T_{F2}} - \frac{\dot{C}_p \varepsilon_{Q1} (T_{Q1} - T_{4R}) + \dot{C}_I (T_{Q1} - T_{F1})}{T_{Q1}} - \frac{\dot{C}_p \varepsilon_{Q2} (T_{Q2} - T_6)}{T_{Q2}} \quad (3.57)$$

Uma última relação entre as temperaturas do ciclo também pode ser encontrada através da variação da propriedade entropia do fluido de trabalho.

Por fins de praticidade, esta relação é obtida considerando no ciclo termodinâmico da Figura 3.2 que o fluido, ao invés de percorrer os processos de expansão e compressão adiabáticos não-isentrópicos, percorre apenas os isentrópicos, ou seja, a sequência de processos é dada pelo ciclo 1-2s-3-4s-4R-5-6s-7-8s-8R-1.

Desta forma, a variação de entropia específica do ciclo pode ser escrita como:

$$\sum \Delta s = \Delta s_{1-2s} + \Delta s_{2s-3} + \Delta s_{3-4s} + \Delta s_{4s-5} + \Delta s_{5-6s} + \Delta s_{6s-7} + \Delta s_{7-8s} + \Delta s_{8s-1} \quad (3.58)$$

com os caminhos 4s-4R-5 e 8s-8R-1, cada um sendo descrito como um único processo, respectivamente, 4s-5 e 8s-1, de forma a facilitar na modelagem.

Os processos de expansão e compressão adiabáticos, como definido anteriormente, são isentrópicos reversíveis e portanto:

$$\Delta s_{1-2s} = \Delta s_{3-4s} = \Delta s_{5-6s} = \Delta s_{7-8s} = 0 \quad (3.59)$$

As variações de entropia dos outros processos são obtidas mediante a análise de ar-padrão frio, considerando a variação de temperatura e a queda de pressão nos trocadores de calor:

$$\Delta s_{2s-3} = c_p \ln(T_3/T_{2s}) - R \ln(p_3/p_2) \quad (3.60)$$

$$\Delta s_{4s-5} = c_p \ln(T_5/T_{4s}) - R \ln(p_5/p_4) \quad (3.61)$$

$$\Delta s_{6s-7} = c_p \ln(T_7/T_{6s}) - R \ln(p_7/p_6) \quad (3.62)$$

$$\Delta s_{8s-1} = c_p \ln(T_1/T_{8s}) - R \ln(p_1/p_8) \quad (3.63)$$

em que  $R$  é a constante do gás.

Substituindo as Equações (3.59) a (3.63) na Equação (3.58), e lembrando que o fluido de trabalho percorre um ciclo termodinâmico com a entropia específica sendo uma propriedade, ou seja,  $\sum \Delta s = 0$ , obtém-se:

$$c_p \ln(T_3/T_{2s}) - R \ln(p_3/p_2) + c_p \ln(T_5/T_{4s}) - R \ln(p_5/p_4) \\ + c_p \ln(T_7/T_{6s}) - R \ln(p_7/p_6) + c_p \ln(T_1/T_{8s}) - R \ln(p_1/p_8) = 0 \quad (3.64)$$

Rearranjando a Equação (3.64), de maneira a separar as temperaturas das pressões, chega-se à seguinte relação:

$$c_p \ln \left( \frac{T_3}{T_{2S}} \frac{T_5}{T_{4S}} \frac{T_7}{T_{6S}} \frac{T_1}{T_{8S}} \right) = R \ln \left( \frac{\rho_3}{\rho_2} \frac{\rho_5}{\rho_4} \frac{\rho_7}{\rho_6} \frac{\rho_1}{\rho_8} \right) \quad (3.65)$$

Utilizando das propriedades logarítmicas e da igualdade  $R/c_p = (k-1)/k$  a Equação (3.65) se simplifica para:

$$\frac{T_3}{T_{2S}} \frac{T_5}{T_{4S}} \frac{T_7}{T_{6S}} \frac{T_1}{T_{8S}} = \left( \frac{\rho_3}{\rho_2} \frac{\rho_5}{\rho_4} \frac{\rho_7}{\rho_6} \frac{\rho_1}{\rho_8} \right)^{\frac{k-1}{k}} \quad (3.66)$$

Substituindo na Equação (3.66) as definições de  $\rho_{F1}$ ,  $\rho_{F2}$ ,  $\rho_{Q1}$  e  $\rho_{Q2}$ , apresentadas pelas Equações (3.45) a (3.48), e as relações  $x$  e  $y$ , definidas pelas Equações (3.7) e (3.14), uma última simplificação pode ser obtida, chegando a mais uma relação entre as temperaturas do ciclo:

$$\frac{T_3 T_7}{T_{4S} T_{8S}} = \rho_T \frac{x}{y} \quad (3.67)$$

com  $\rho_T$  sendo o produto dos parâmetros relacionados às perdas de carga:

$$\rho_T = \rho_{Q1} \rho_{F1} \rho_{Q2} \rho_{F2} \quad (3.68)$$

### 3.11 ANÁLISE PARA AS RELAÇÕES ENTRE TEMPERATURAS

Esta seção se dedica a encontrar relações para as temperaturas de entrada e saída dos componentes da planta de potência analisada, de forma a ficarem em função apenas de uma única temperatura do ciclo. Isto então permitirá que, ao ser definido o valor desta única temperatura, seja possível encontrar todas as restantes temperaturas e, assim, calcular as taxas de transferência de calor, a potência de saída, a eficiência térmica e a taxa de geração de entropia.

Com isso, também será possível encontrar valores ótimos para as temperaturas que maximizam o desempenho do ciclo de acordo com os critérios de otimização escolhidos.

Este tipo de procedimento pode ser realizado, pois, nas seções anteriores deste capítulo, foram definidas treze relações entre temperaturas e, como pode ser visto na Figura 3.2, há catorze temperaturas a serem definidas, considerando também as isentrópicas. Portanto, tem-se o caso de um sistema com treze equações e catorze incógnitas a ser resolvido.

As treze relações citadas são referentes às seguintes equações já definidas:

$$T_{8R} = (T_4 - T_8)\varepsilon_R + T_8 \quad (3.25)$$

$$T_1 = \varepsilon_{F1}(T_{F1} - T_{8R}) + T_{8R} \quad (3.40)$$

$$T_{2S} = xT_1 \quad (3.8)$$

$$T_2 = \frac{(T_{2S} - T_1)}{\eta_{C1}} + T_1 \quad (3.5)$$

$$T_3 = \varepsilon_{F2}(T_{F2} - T_2) + T_2 \quad (3.33)$$

$$T_{4S} = (T_4 - T_3)\eta_{C2} + T_4 \quad (3.6)$$

$$T_{4R} = (T_8 - T_4)\varepsilon_R + T_4 \quad (3.24)$$

$$T_5 = \varepsilon_{Q1}(T_{Q1} - T_{4R}) + T_{4R} \quad (3.41)$$

$$T_{6S} = \frac{T_5}{y} \quad (3.15)$$

$$T_6 = (T_{6S} - T_5)\eta_{T1} + T_5 \quad (3.12)$$

$$T_7 = \varepsilon_{Q2}(T_{Q2} - T_6) + T_6 \quad (3.29)$$

$$T_{8S} = T_7 - \frac{(T_7 - T_8)}{\eta_{T2}} \quad (3.13)$$

$$\frac{T_3 T_7}{T_{4S} T_{8S}} = \rho_T \frac{x}{y} \quad (3.67)$$

O primeiro passo consiste em deixar todas as equações das temperaturas em função apenas de  $T_4$  e  $T_8$ . O procedimento de substituição entre as equações é explicado através da sequência apresentada pelo fluxograma da Figura 3.4:

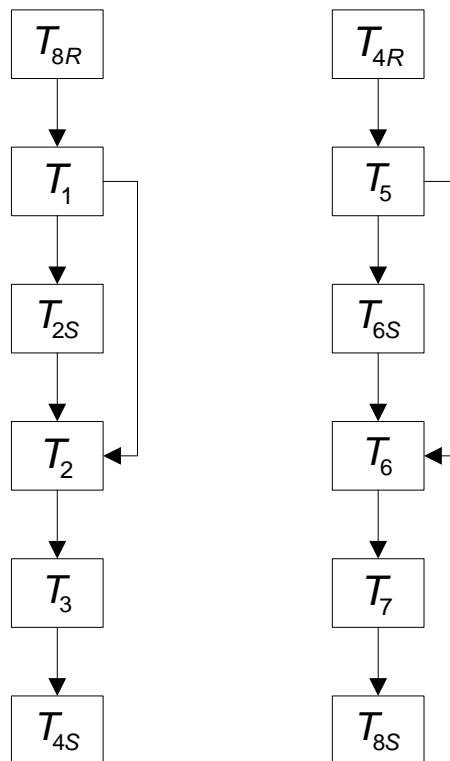


Figura 3.4 – Fluxograma do procedimento de substituição entre as equações das temperaturas do ciclo.

Este procedimento é realizado em um *software* de manipulação simbólica, onde são obtidas todas as equações que estão por ser apresentadas nesta seção e na seção posterior.

A partir deste procedimento, junto à divisão das relações de temperaturas por  $T_{Q1}$  para escrevê-las na forma adimensional, as equações anteriores são agora definidas como funções dos adimensionais  $\bar{T}_4$  e  $\bar{T}_8$ :

$$\bar{T}_1 = a_1 \bar{T}_4 + b_1 \bar{T}_8 + c_1 \quad (3.69)$$

$$\bar{T}_{2S} = x(a_1 \bar{T}_4 + b_1 \bar{T}_8 + c_1) \quad (3.70)$$

$$\bar{T}_2 = a_2 \bar{T}_4 + b_2 \bar{T}_8 + c_2 \quad (3.71)$$

$$\bar{T}_3 = a_3 \bar{T}_4 + b_3 \bar{T}_8 + c_3 \quad (3.72)$$

$$\bar{T}_{4S} = a_4 \bar{T}_4 + b_4 \bar{T}_8 + c_4 \quad (3.73)$$

$$\bar{T}_5 = a_5 \bar{T}_4 + b_5 \bar{T}_8 + c_5 \quad (3.74)$$

$$\bar{T}_{6S} = (a_5 \bar{T}_4 + b_5 \bar{T}_8 + c_5)/y \quad (3.75)$$

$$\bar{T}_6 = a_6 \bar{T}_4 + b_6 \bar{T}_8 + c_6 \quad (3.76)$$

$$\bar{T}_7 = a_7 \bar{T}_4 + b_7 \bar{T}_8 + c_7 \quad (3.77)$$

$$\bar{T}_{8S} = a_8 \bar{T}_4 + b_8 \bar{T}_8 + c_8 \quad (3.78)$$

sendo que o símbolo  $\bar{T}$  indica que a temperatura é adimensional.

Os coeficientes adimensionais que surgiram do procedimento de substituição estão listados a seguir:

$$a_1 = \varepsilon_R(1 - \varepsilon_{F1}) \quad b_1 = (1 - \varepsilon_{F1})(1 - \varepsilon_R) \quad c_1 = \varepsilon_{F1} T_{F1} / T_{Q1}$$



$$\begin{aligned}
a_2 &= a_1(x-1+\eta_{C1})/\eta_{C1} & b_2 &= b_1(x-1+\eta_{C1})/\eta_{C1} & c_2 &= c_1(x-1+\eta_{C1})/\eta_{C1} \\
a_3 &= a_2(1-\varepsilon_{F2}) & b_3 &= b_2(1-\varepsilon_{F2}) & c_3 &= c_2(1-\varepsilon_{F2})+\varepsilon_{F2}T_{F2}/T_{Q1} \\
a_4 &= a_3(1-\eta_{C2})+\eta_{C2} & b_4 &= b_3(1-\eta_{C2}) & c_4 &= c_3(1-\eta_{C2}) \\
a_5 &= (1-\varepsilon_{Q1})(1-\varepsilon_R) & b_5 &= \varepsilon_R(1-\varepsilon_{Q1}) & c_5 &= \varepsilon_{Q1} \\
a_6 &= a_5[(1-\eta_{T1})y+\eta_{T1}]/y & b_6 &= b_5[(1-\eta_{T1})y+\eta_{T1}]/y & c_6 &= c_5[(1-\eta_{T1})y+\eta_{T1}]/y \\
a_7 &= a_6(1-\varepsilon_{Q2}) & b_7 &= b_6(1-\varepsilon_{Q2}) & c_7 &= c_6(1-\varepsilon_{Q2})+\varepsilon_{Q2}T_{Q2}/T_{Q1} \\
a_8 &= a_7(\eta_{T2}-1)/\eta_{T2} & b_8 &= [b_7(\eta_{T2}-1)+1]/\eta_{T2} & c_8 &= c_7(\eta_{T2}-1)/\eta_{T2}
\end{aligned}$$

A Equação (3.24) para  $T_{4R}$  e a Equação (3.25) para  $T_{8R}$  já estavam definidas apenas em função de  $T_4$  e  $T_8$  e, portanto, não precisaram de alterações. Suas temperaturas adimensionais  $\bar{T}_{4R}$  e  $\bar{T}_{8R}$  são dadas por:

$$\bar{T}_{4R} = (\bar{T}_8 - \bar{T}_4)\varepsilon_R + \bar{T}_4 \quad (3.79)$$

$$\bar{T}_{8R} = (\bar{T}_4 - \bar{T}_8)\varepsilon_R + \bar{T}_8 \quad (3.80)$$

Os adimensionais apresentados são utilizados no presente trabalho com o intuito de generalizar os resultados a serem obtidos.

O próximo passo consiste em encontrar uma equação para  $\bar{T}_4$  que seja dada em função de  $\bar{T}_8$ . Desta forma, todas as temperaturas do ciclo, que anteriormente foram apresentadas como funções das temperaturas adimensionais  $\bar{T}_4$  e  $\bar{T}_8$ , vão poder ser calculadas apenas conhecendo o valor desta única temperatura, possibilitando que o ciclo de potência seja otimizado encontrando o valor ótimo para  $\bar{T}_8$ .

Para isso, substitui-se na Equação (3.67), a qual foi obtida através da análise da 2ª lei, as novas relações de temperaturas obtidas anteriormente dadas pelas Equações (3.72), (3.73), (3.77) e (3.78), obtendo uma equação polinomial de segunda ordem para  $\bar{T}_4$  através de manipulação algébrica:

$$A_1 \bar{T}_4^2 + A_2 \bar{T}_4 + A_3 = 0 \quad (3.81)$$

sendo:

$$A_1 = a_4 a_8 \rho_T x - a_3 a_7 y$$

$$A_2 = a_9 \bar{T}_8 + a_{10}$$

$$A_3 = a_{11} \bar{T}_8^2 + a_{12} \bar{T}_8 + a_{13}$$

e os coeficientes são dados por:

$$a_9 = (a_4 b_8 + a_8 b_4) \rho_T x - (a_3 b_7 + a_7 b_3) y$$

$$a_{10} = (a_4 c_8 + a_8 c_4) \rho_T x - (a_3 c_7 + a_7 c_3) y$$

$$a_{11} = b_4 b_8 \rho_T x - b_3 b_7 y$$

$$a_{12} = (b_4 c_8 + b_8 c_4) \rho_T x - (b_3 c_7 + b_7 c_3) y$$

$$a_{13} = c_4 c_8 \rho_T x - c_3 c_7 y$$

Resolvendo a Equação (3.81) obtém-se uma relação para  $\bar{T}_4$  em função da temperatura  $\bar{T}_8$ :

$$\bar{T}_4 = \frac{-A_2 + \sqrt{A_2^2 - 4A_1A_3}}{2A_1} = \frac{-a_9\bar{T}_8 - a_{10} + \sqrt{(a_9\bar{T}_8 + a_{10})^2 - 4A_1(a_{11}\bar{T}_8^2 + a_{12}\bar{T}_8 + a_{13})}}{2A_1} \quad (3.82)$$

sendo que a outra solução para a equação de segundo grau é excluída, dado que seus resultados não apresentam significado físico consistente ao estudo realizado.

Procedimentos similares a este para a obtenção analítica de uma relação de temperatura, utilizando conceitos da 2ª lei da termodinâmica, podem ser encontrados nos trabalhos de Cheng e Chen (1998), Ust et al. (2005a), Khaliq e Kumar (2005), Tyagi et al. (2005) e Tyagi et al. (2006). Em todos estes estudos a relação para a temperatura é obtida resolvendo uma equação quadrática e eliminando as soluções que não apresentam resultados com significado físico.

A validação do procedimento para a obtenção destas novas relações entre temperaturas está apresentada no Anexo A.1.

### 3.12 CRITÉRIOS DE OTIMIZAÇÃO

#### 3.12.1 Potência de saída

Os primeiros trabalhos relacionados à termodinâmica do tempo finito envolviam a otimização da potência, começando com Curzon e Ahlborn (1975), pioneiros desta área ao obterem analiticamente a eficiência de um ciclo de Carnot endorreversível operando sob condições de máxima potência.

Este tipo de otimização partia do princípio de que, dados os parâmetros construtivos da planta, existe entre os limites de eficiência térmica que um ciclo é capaz de operar, mais especificamente entre zero e a eficiência de Carnot, uma configuração de ciclo que permite a entrega da maior potência possível.

Isto se origina do pensamento de que para o ciclo operar na eficiência de Carnot os processos de transferência de calor teriam que ser realizados durante um período infinitamente longo, significando que levaria um tempo infinito para o ciclo entregar uma quantidade finita de trabalho e a potência de saída entregue seria, portanto, praticamente nula.

Posteriormente, os modelos passaram a incluir outros tipos de irreversibilidades, e esta otimização começou a ser empregada em outros ciclos de potência, sendo frequentemente utilizado na análise de ciclos Brayton.

Para este tipo de otimização defini-se primeiro uma potência de saída adimensional, dividindo a Equação (3.52) por  $\dot{C}_p T_{Q1}$  e substituindo as relações das temperaturas, dadas pelas Equações (3.71), (3.76), (3.79) e (3.80):

$$\bar{W} = \frac{\dot{W}}{\dot{C}_p T_{Q1}} = d_1 \bar{T}_4 + d_2 \bar{T}_8 + d_3 \quad (3.83)$$

em que:

$$d_1 = (\varepsilon_{Q1} - \varepsilon_{F1}) \varepsilon_R - \varepsilon_{Q1} - a_6 \varepsilon_{Q2} - a_2 \varepsilon_{F2}$$

$$d_2 = (\varepsilon_{F1} - \varepsilon_{Q1}) \varepsilon_R - \varepsilon_{F1} - b_6 \varepsilon_{Q2} - b_2 \varepsilon_{F2}$$

$$d_3 = \varepsilon_{Q1} + \varepsilon_{F1} \frac{T_{F1}}{T_{Q1}} + \left( \frac{T_{Q2}}{T_{Q1}} - c_6 \right) \varepsilon_{Q2} + \left( \frac{T_{F2}}{T_{Q1}} - c_2 \right) \varepsilon_{F2}$$

Lembrando também que a temperatura  $\bar{T}_4$  é dada em função de  $\bar{T}_8$  pela Equação (3.82) e, portanto, a potência de saída adimensional  $\bar{W}$  é função apenas da temperatura do estado 8.

### 3.12.2 Eficiência térmica

O ponto de operação que leva o ciclo a operar em condições de potência máxima não é a única configuração ótima para a planta. Na verdade, este tipo de otimização é apenas uma opção para se operar o ciclo, já que, apesar deste ponto levar a máxima potência, há outros pontos de operação que apresentam maiores eficiências mesmo não operando em potências tão altas.

Portanto, não há necessariamente um único ponto ótimo de operação e sim uma faixa ótima situada entre os limites de potência máxima e de eficiência máxima

(Carnot). Dentro desta faixa de operação, quanto mais próximo da eficiência máxima for a operação, menor será a potência de saída e quanto mais próximo da potência máxima o ciclo estiver operando, menor será a eficiência térmica. Com isso, o projetista pode ter a opção de operar ou com maiores eficiências ou com maiores potências.

Já os pontos de operação situados fora desta faixa apresentam menores valores para a eficiência e para potência quando comparados com os da faixa ótima, sendo, por isso, não vantajosos para serem empregados.

A otimização da eficiência térmica não fazia sentido para os primeiros trabalhos nesta área da termodinâmica do tempo finito já que as análises eram feitas em ciclos endorreversíveis cuja eficiência térmica máxima que poderia ser obtida era a eficiência de Carnot e, como dito anteriormente, não viável devido à sua característica de não produzir uma quantidade de potência finita.

Porém, com a introdução de outros tipos de irreversibilidades na análise destes ciclos endorreversíveis, como as internas e as provenientes de perda de calor, observou-se que a eficiência máxima que este novo ciclo analisado poderia alcançar era menor que a de Carnot e que este ponto de operação fornecia uma quantidade finita de potência.

Trabalhos como o de Chen (1994) e de Chen et al. (1997) destacaram esta característica presente em ciclos irreversíveis, característica esta que permitia que o ciclo fosse otimizado de forma a encontrar a configuração ótima para que a planta opere sob condições de máxima eficiência.

Como o modelo apresentado neste trabalho apresenta as características inerentes a ciclos que possuem um ponto de operação de eficiência máxima que fornece uma quantidade de potência finita, este tipo de otimização é então efetuado.

Uma equação adimensional é obtida para a taxa de transferência de calor total fornecida pelos reservatórios de alta temperatura. Isto é realizado dividindo por  $\dot{C}_p T_{Q1}$  a Equação (3.54) e substituindo as relações para as temperaturas dadas pelas Equações (3.76) e (3.79):

$$\bar{\dot{Q}}_{QT} = \frac{\dot{Q}_{QT}}{\dot{C}_p T_{Q1}} = d_4 \bar{T}_4 + d_5 \bar{T}_8 + d_6 \quad (3.84)$$

na qual:

$$d_4 = \varepsilon_{Q1}(\varepsilon_R - 1) - a_6 \varepsilon_{Q2}$$

$$d_5 = b_6 \varepsilon_{Q2} - \varepsilon_{Q1} \varepsilon_R$$

$$d_6 = \varepsilon_{Q1} + \varepsilon_{Q2} \left( \frac{T_{Q2}}{T_{Q1}} - c_6 \right) + \frac{\dot{C}_l}{\dot{C}_p} \left( 1 - \frac{T_{F1}}{T_{Q1}} \right)$$

Utilizando a relação para a potência de saída adimensional  $\bar{W}$  fornecida pela Equação (3.83), junto à taxa de transferência de calor total adimensional que entra no sistema  $\bar{Q}_{QT}$ , pode-se escrever a eficiência térmica  $\eta$  em função apenas de  $\bar{T}_4$  e  $\bar{T}_8$ :

$$\eta = \frac{\bar{W}}{\bar{Q}_{QT}} = \frac{d_1 \bar{T}_4 + d_2 \bar{T}_8 + d_3}{d_4 \bar{T}_4 + d_5 \bar{T}_8 + d_6} \quad (3.85)$$

### 3.12.3 Função ecológica

A faixa ótima de operação se torna presente tanto em ciclos endorreversíveis quanto em irreversíveis que apresentam eficiências máximas menores que a de Carnot. Dentre seus dois extremos, pontos relacionados à potência máxima e à eficiência máxima, pode-se escolher uma configuração de ciclo que seja mais bem adequada com o objetivo de determinado projeto, permitindo então encontrar um equilíbrio entre uma alta potência e uma alta eficiência.

A partir disso, Angulo-Brown (1991) propôs uma função objetivo cuja otimização combinaria um sistema com uma alta produção de potência associada a uma baixa taxa de geração de entropia. Devido a este critério visar não apenas uma alta potência como também ser coerente com políticas ecológicas relacionadas à economia de energia foi lhe dado o nome de função ecológica.

Este tipo de otimização acabou por firmar-se através de trabalhos posteriores como um critério que conduz a ciclos operando em baixas taxas de geração de

entropia, ao custo de uma pequena perda na potência de saída quando comparados a ciclos operando sob máxima potência. Também se mostrou vantajoso com relação à eficiência térmica, com seu valor muitas vezes se aproximando da média aritmética entre a eficiência sob máxima potência e a eficiência de Carnot.

Com o objetivo de encontrar configurações para o ciclo analisado que apresentem altas potências de saída aliadas a altas eficiências térmicas e baixas taxas de geração de entropia, a maximização da função ecológica é executada.

A função ecológica  $\dot{E}$ , proposta por Angulo-Brown (1991) e modificada por Yan (1993), é dada pela diferença entre a potência de saída e a taxa de destruição de exergia, sendo aqui também escrita na forma adimensional:

$$\bar{E} = \frac{\dot{E}}{\dot{C}_p T_{Q1}} = \frac{\dot{W} - T_0 \dot{S}_g}{\dot{C}_p T_{Q1}} = \bar{W} - \frac{T_0}{T_{Q1}} \cdot \frac{\dot{S}_g}{\dot{C}_p} \quad (3.86)$$

A taxa de geração de entropia adimensional  $\bar{S}_g$  é obtida dividindo a Equação (3.57) por  $\dot{C}_p$ , além de multiplicá-la e dividi-la pelo termo  $T_{Q1}$  para que as relações de temperaturas adimensionais, fornecidas pelas Equações (3.71), (3.76), (3.79) e (3.80), possam ser substituídas na equação. A partir deste procedimento  $\bar{S}_g$  também é escrita em função apenas dos adimensionais  $\bar{T}_4$  e  $\bar{T}_8$ :

$$\bar{S}_g = \frac{\dot{S}_g}{\dot{C}_p} = d_7 \bar{T}_4 + d_8 \bar{T}_8 + d_9 \quad (3.87)$$

em que:

$$d_7 = \varepsilon_R \varepsilon_{F1} \frac{T_{Q1}}{T_{F1}} + a_2 \varepsilon_{F2} \frac{T_{Q1}}{T_{F2}} + (1 - \varepsilon_R) \varepsilon_{Q1} + a_6 \varepsilon_{Q2} \frac{T_{Q1}}{T_{Q2}}$$

$$d_8 = (1 - \varepsilon_R) \varepsilon_{F1} \frac{T_{Q1}}{T_{F1}} + b_2 \varepsilon_{F2} \frac{T_{Q1}}{T_{F2}} + \varepsilon_R \varepsilon_{Q1} + b_6 \varepsilon_{Q2} \frac{T_{Q1}}{T_{Q2}}$$

$$d_9 = \frac{\dot{C}_I}{\dot{C}_p} \left[ \sqrt{\frac{T_{Q1}}{T_{F1}}} - \sqrt{\frac{T_{F1}}{T_{Q1}}} \right]^2 - \varepsilon_{F1} + \varepsilon_{F2} \left( c_2 \frac{T_{Q1}}{T_{F2}} - 1 \right) - \varepsilon_{Q1} + \varepsilon_{Q2} \left( c_6 \frac{T_{Q1}}{T_{Q2}} - 1 \right)$$

Substituindo a Equação (3.83) da potência de saída adimensional  $\bar{W}$  junto à Equação (3.87) na Equação (3.86) da função ecológica adimensional  $\bar{E}$ , tem-se:

$$\bar{E} = d_1 \bar{T}_4 + d_2 \bar{T}_8 + d_3 - \frac{T_0}{T_{Q1}} (d_7 \bar{T}_4 + d_8 \bar{T}_8 + d_9) \quad (3.88)$$

### 3.12.4 Coeficiente ecológico de desempenho (*ECOP*)

Outro critério que busca um melhor compromisso entre uma alta potência de saída e uma baixa taxa de geração de entropia é o denominado coeficiente ecológico de desempenho (*ECOP*), o qual foi proposto por Ust et al. (2005b) inspirado pelo critério da função ecológica. Este coeficiente *ECOP* é um parâmetro adimensional definido como a relação entre a potência de saída e a taxa de destruição de exergia:

$$ECOP = \frac{\dot{W}}{T_0 \dot{S}_g} \quad (3.89)$$

Este tipo de critério, ao contrário da função ecológica, não é capaz de apresentar valores negativos quando a taxa de destruição de exergia é maior que a potência gerada, sendo utilizado muitas vezes como alternativa para a função ecológica.

Trabalhos relacionados a este tipo de otimização indicam que esta otimização leva a ciclos com maiores eficiências térmicas e menores taxas de geração de entropia, ao custo de uma ligeira queda na produção de potência quando comparadas ao desempenho de ciclos otimizados pela função ecológica.

Isto aponta que o ciclo otimizado por este critério atua numa região da faixa de operação ótima mais próxima da eficiência máxima que o outro critério ecológico, que por sua vez atua mais próximo da potência máxima. Então, como uma



alternativa de otimização que busque fins ecológicos este critério também é utilizado para avaliar o desempenho do modelo analisado neste trabalho.

Portanto, dividindo o termo da potência de saída e o termo da taxa de destruição de exergia por  $\dot{C}_p T_{Q1}$  na Equação (3.88), e utilizando as relações obtidas para  $\bar{W}$  e  $\bar{S}_g$  dadas, respectivamente, pelas Equações (3.83) e (3.87), o critério *ECOP* é então escrito em função de  $\bar{T}_4$  e  $\bar{T}_8$ :

$$ECOP = \frac{\bar{W}}{\frac{T_0}{T_{Q1}} \bar{S}_g} = \frac{d_1 \bar{T}_4 + d_2 \bar{T}_8 + d_3}{\frac{T_0}{T_{Q1}} (d_7 \bar{T}_4 + d_8 \bar{T}_8 + d_9)} \quad (3.90)$$

### 3.12.5 Densidade de potência

A densidade de potência  $P$ , apresentada pela primeira vez por Sahin et al. (1995), é dada pela relação entre a potência de saída  $\dot{W}$  e o maior volume específico apresentado pelo ciclo  $v_{MAX}$ . A otimização deste critério busca encontrar uma configuração de ciclo que apresenta a melhor relação entre uma alta potência e um motor térmico de proporções reduzidas.

O estudo da densidade de potência realizado também por outros autores comprova a efetividade desta otimização no quesito de conduzir a plantas de potência menores, além de apresentar maiores eficiências, quando realizada a comparação com ciclos cuja potência fora maximizada. Portanto, devido a estas notáveis vantagens, torna-se interessante o estudo dos efeitos da otimização deste critério no modelo apresentado.

Analisando a Figura 3.1, o ponto em que fluido de trabalho deixa a turbina a baixa pressão no estado 8 é o que apresenta o maior volume específico. Com isso, a densidade de potência é escrita como:

$$P = \frac{\dot{W}}{v_8} \quad (3.91)$$

Como não se tem uma expressão definida para  $v_8$ , a maneira para tornar possível esta otimização é definindo uma densidade de potência adimensional dividindo por  $(\dot{C}_p T_{Q1}/v_1)$ :

$$\bar{P} = \frac{P}{(\dot{C}_p T_{Q1}/v_1)} = \frac{\dot{W}}{\dot{C}_p T_{Q1}} \cdot \frac{v_1}{v_8} = \bar{W} \cdot \frac{v_1}{v_8} \quad (3.92)$$

em que  $v_1$  é o volume específico do estado 1.

Este procedimento de obtenção de uma densidade de potência adimensional é similar aos apresentados nos estudos de Chen et al. (2002) e Chen et al. (2008).

Para esta nova relação nota-se que a otimização deste termo tenderá a um compromisso entre uma maior potência de saída  $\dot{W}$  e uma menor relação entre os volumes específicos  $v_8/v_1$ , referentes à saída da turbina e à entrada do compressor, ambos do lado de baixa pressão.

Esta nova função não altera o objetivo deste critério de apresentar motores de menor tamanho, visto que, considerando que as condições do estado 1 se aproximam da do ambiente, quanto menor for a diferença entre os valores destes volumes específicos menores serão as dimensões da planta.

O último termo de  $\bar{P}$ , relacionado à relação entre volumes específicos, pode ser reescrito utilizando a relação para gases ideais junto à Equação (3.46), e dividindo as temperaturas por  $T_{Q1}$  para deixá-las no formato adimensional:

$$\frac{v_8}{v_1} = \frac{\rho_1}{\rho_8} \frac{T_8}{T_1} = \rho_{F1}^{\frac{k}{k-1}} \frac{\bar{T}_8}{\bar{T}_1} \quad (3.93)$$

Substituindo esta relação na Equação (3.92) da densidade de potência adimensional e utilizando as expressões de  $\bar{T}_1$  e  $\bar{W}$ , dadas pelas Equações (3.69) e (3.83), respectivamente, tem-se que:

$$\bar{P} = \frac{(d_1 \bar{T}_4 + d_2 \bar{T}_8 + d_3)(a_1 \bar{T}_4 + b_1 \bar{T}_8 + c_1)}{\rho_{F1}^{\frac{k}{k-1}} \bar{T}_8} \quad (3.94)$$

### 3.13 PROCEDIMENTOS DE OTIMIZAÇÃO

#### 3.13.1 Otimizações da temperatura $T_8$ e das razões de pressão $r_{pC1}$ e $r_{pT1}$

Como visto anteriormente neste capítulo, os parâmetros construtivos da planta de potência são referentes às eficiências isentrópicas dos compressores  $\eta_C$  e das turbinas  $\eta_T$ , ao parâmetro da perda de calor  $\dot{C}_l$ , à taxa de capacidade térmica a pressão constante do fluido de trabalho  $\dot{C}_p$ , aos parâmetros de perda de carga dos trocadores do lado quente  $\rho_Q$  e do lado frio  $\rho_F$ , às temperaturas dos reservatórios térmicos  $T_Q$  e  $T_F$ , aos números de unidades de transferência de calor  $N$  dos trocadores, e às razões entre as temperaturas isentrópicas do compressor de baixa pressão  $x$  e da turbina de alta pressão  $y$ , as quais podem ser escritas em função das respectivas razões de pressão  $r_{pC1}$  e  $r_{pT1}$ .

Tendo todos estes valores definidos, as temperaturas do ciclo, assim como seus parâmetros de desempenho, são dadas em função apenas de  $T_8$ , ou ainda de seu adimensional  $\bar{T}_8$ . Portanto, ao variar o valor desta temperatura diferentes resultados serão obtidos tanto para a configuração das temperaturas quanto para o desempenho da planta de potência.

Com isso, o objetivo de otimização do ciclo se torna possível através da busca por um valor de  $\bar{T}_8$  ótimo que irá maximizar determinado aspecto da planta, dependendo do tipo de critério a ser otimizado. Este tipo de otimização será representado no trabalho pelo subscrito 1.

Porém, o resultados obtidos por este tipo de otimização podem ainda ser melhorados a partir da busca por razões de pressões ótimas, tanto para o compressor de primeiro estágio quanto para a turbina de primeiro estágio, as quais foram definidas respectivamente por  $r_{pC1}$  e  $r_{pT1}$ .

Esta otimização é realizada encontrando os valores ótimos de  $x$  e de  $y$ , que, por sua vez, permitem o cálculo das razões de pressão ótimas através das relações apresentadas pelas Equações (3.7) e (3.14).

Portanto, para garantir um melhor desempenho para o ciclo de potência se torna necessário, não somente a otimização da temperatura do estado 8, mas

também a determinação dos valores ótimos  $r_{pC1}$  e  $r_{pT1}$  que irão aperfeiçoar ainda mais os resultados obtidos. A melhoria substancial no desempenho do ciclo causada pela otimização das razões de pressão será discutida no Capítulo 4. Este procedimento de otimização está demonstrado através do fluxograma da Figura 3.5.

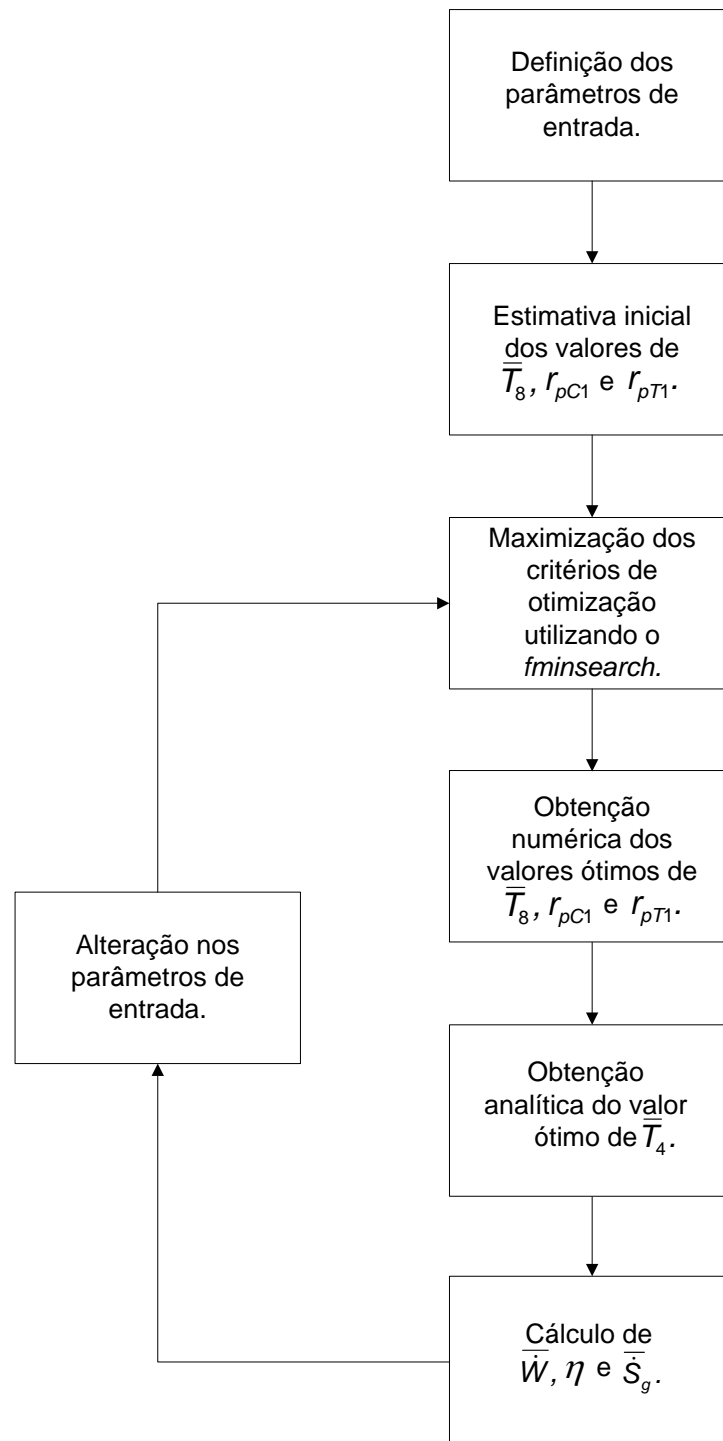


Figura 3.5 – Fluxograma da otimização de  $\bar{T}_8$ ,  $r_{pC1}$  e  $r_{pT1}$ .

Inicialmente são definidos valores para os parâmetros de entrada do ciclo de potência e fornecidos uma estimativa inicial para os valores de  $T_8$ ,  $r_{pC1}$  e  $r_{pT1}$  de forma a dar início à otimização.

Como estimativa inicial para o processo de otimização é utilizado um valor entre 0,5 a 0,7 para  $\bar{T}_8$ , o que está de acordo com o fato de que esta temperatura adimensional, por ser definido como a razão de  $T_8$  por  $T_{Q1}$ , deve estar situada entre os limites dos valores dados para as temperaturas dos reservatórios térmicos.

Como  $r_{pC1}$  e  $r_{pT1}$  podem ser escritas em função de  $x$  e  $y$ , utiliza-se estas razões entre temperaturas para definir a estimativa inicial, as quais devem estar situados entre o valor de um, caso em que o processo associado ao termo não ocorre, pois indica que a temperatura de entrada e de saída no equipamento são iguais, e o valor da razão da maior temperatura entre os reservatórios do lado quente  $T_{Q,MAX}$ , pela menor temperatura entre os reservatórios do lado frio  $T_{F,MIN}$ , pois ambas são referentes aos valores de extremo que as temperaturas do ciclo podem alcançar. Uma estimativa razoável para ambos  $x$  e  $y$  entre estes extremos pode ser dada pelo valor de 1,5.

O próximo passo do fluxograma é a otimização numérica através do MATLAB utilizando o comando “*fminsearch*”, o qual permite encontrar valores ótimos para uma ou mais variáveis, que neste caso são  $\bar{T}_8$ ,  $x$  e  $y$ , que levam à maximização de um dos critérios de otimização. O critério a ser otimizado é selecionado entre as Equações (3.83), (3.85), (3.88), (3.90) e (3.94).

O método numérico utilizado pelo comando é o *Nelder-Mead*, comumente empregado em otimizações não-lineares, e que consiste na minimização de uma função objetivo em um espaço multidimensional sem restrições baseando-se no conceito geométrico do *simplex*. Isto é realizado através de um método de busca direto que não utiliza gradientes numéricos ou analíticos.

Neste método considera-se  $m$  como o tamanho do vetor  $X$  que engloba as variáveis do problema, com o *simplex* situado em um espaço  $m$ -dimensional, o qual é caracterizado por  $m+1$  vetores distintos que representam seus vértices. O algoritmo primeiro constrói um *simplex* em torno de uma estimativa inicial  $X_0$  adicionando 5% do valor de cada componente  $X_0(i)$  em  $X_0$ , obtendo assim  $m$  vetores como elementos do *simplex* além de mais um vértice referente ao vetor  $X_0$ .

A cada novo passo do processo, um novo ponto dentro ou próximo do simplex analisado é obtido por extrapolação do comportamento da função objetivo em cada vértice. O novo valor da função neste ponto é comparado com os outros valores da função fornecidos pelos outros vértices do *simplex*. Um dos vértices é então substituído por este novo ponto resultando em um novo *simplex*. Este procedimento é repetido até que as dimensões do *simplex* sejam menores que uma tolerância especificada.

O critério a ser maximizado é especificado através da associação “*function handle*” de forma a ser reconhecido como uma função de múltiplas variáveis. Porém, como o comando “*fminsearch*” busca o mínimo local uma nova função deve antes ser definida como sendo a função critério multiplicada por -1. Com isso, o procedimento de encontrar o mínimo para esta função torna-se a equivalente a maximização do critério analisado.

Após a obtenção dos valores ótimos de  $\bar{T}_8$ ,  $x$  e  $y$ , e, conseqüentemente, de  $r_{pC1}$  e  $r_{pT1}$ , utiliza-se a Equação (3.82) para o cálculo do valor ótimo de  $\bar{T}_4$ . A partir destes valores ótimos, juntos aos dados de entrada referentes aos parâmetros construtivos, utiliza-se as Equações (3.83), (3.85), (3.87) para o cálculo de  $\bar{W}$ ,  $\eta$  e  $\bar{S}_g$ . Por fim, com o intuito de apresentar os resultados na forma de gráficos varia-se um dos parâmetros construtivos da planta de potência, de forma a apresentar  $\bar{W}$ ,  $\eta$  ou  $\bar{S}_g$  em função de um destes parâmetros, e, desta forma, inicia-se novamente o procedimento de otimização, como demonstrado na Figura 3.5.

### 3.13.2 Distribuição ótima do número de unidades de transferência total

Além das duas otimizações efetuadas anteriormente, é possível também realizar, considerando um inventário fixo, uma distribuição ótima do número de unidades de transferência total  $N_T$  entre os trocadores de calor, possibilitando mais uma melhoria no desempenho do ciclo através desta terceira otimização.

Nas elaborações de projetos esta busca por uma distribuição mais efetiva é de suma importância tanto para o desempenho do ciclo quanto para a economia de gastos, evitando desperdícios, já que indica para quais equipamentos devem ser

destinados os maiores investimentos. Processos de otimização similares a este podem ser encontrados nos trabalhos de Wang et al. (2005) e Chen et al. (2008).

O número de unidades de transferência total a ser distribuído entre os trocadores é dado por:

$$N_T = N_{Q1} + N_{Q2} + N_{F1} + N_{F2} + N_R \quad (3.95)$$

Para facilitar no processo de otimização são utilizadas frações dos valores de  $N$  dos trocadores através de sua divisão por  $N_T$  :

$$n_{Q1} = N_{Q1}/N_T \quad n_{Q2} = N_{Q2}/N_T \quad n_{F1} = N_{F1}/N_T$$

$$n_{F2} = N_{F2}/N_T \quad n_R = N_R/N_T$$

Portanto, para a distribuição ótima do número de unidades de transferência, deve-se encontrar valores ótimos para as frações  $n$  de todos os trocadores de calor, cujos valores devem estar restringidos entre 0 e 1, com 0 significando que o processo de troca de calor referente não ocorre.

Uma última restrição ainda é dada pela somatória das frações  $n$  que deve ser igual à unidade, o que é equivalente ao somatório da Equação (3.95). Com isso, o processo de otimização deve apresentar as seguintes restrições:

$$0 \leq n_{Q1} \leq 1 \quad 0 \leq n_{Q2} \leq 1 \quad 0 \leq n_{F1} \leq 1$$

$$0 \leq n_{F2} \leq 1 \quad 0 \leq n_R \leq 1 \quad n_{Q1} + n_{Q2} + n_{F1} + n_{F2} + n_R = 1$$

Os cálculos para a determinação dos valores ótimos para essas frações são realizados numericamente através do MATLAB, porém diferindo das otimizações de  $\bar{T}_8$ ,  $r_{pC1}$  e  $r_{pT1}$  pelo fato de que, neste caso, existem restrições para os valores dos parâmetros que irão otimizar os critérios estudados. Isto está indicado no fluxograma da Figura 3.6, o qual apresenta este procedimento de otimização, onde inicialmente

devem ser definidas, além dos parâmetros de entrada, as restrições citadas anteriormente que serão utilizadas no problema de otimização.

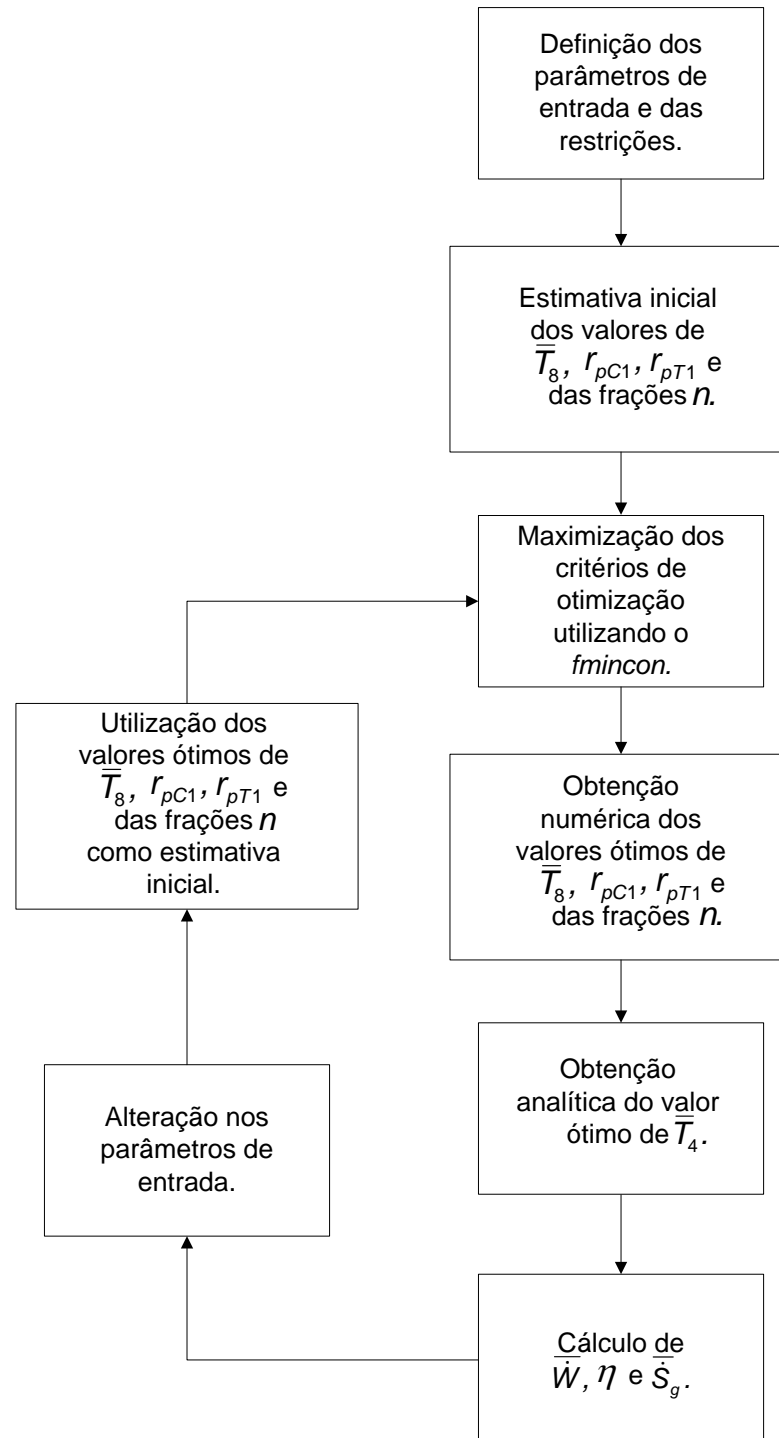


Figura 3.6 – Fluxograma para a distribuição ótima do número de unidades de transferência total.



O próximo passo do fluxograma indica a definição das estimativas iniciais para  $\bar{T}_8$ ,  $r_{pC1}$  e  $r_{pT1}$  e para as frações  $n$ . A estimativa inicial utilizada para  $\bar{T}_8$ ,  $r_{pC1}$  e  $r_{pT1}$  é similar ao apresentado na seção anterior e com relação às frações  $n$ , como há cinco trocadores de calor, uma estimativa inicial razoável para cada valor de  $n$  pode estar em torno de 0,20, indicando uma divisão igualitária de 20% do valor de  $N_T$  para cada trocador.

O comando do MATLAB utilizado para este tipo de problema é o “*fmincon*”, onde as restrições citadas anteriormente são utilizadas como parâmetros de entrada. O comando utiliza o algoritmo do tipo *Active set* para resolver o problema de otimização, dados os limites inferiores e superiores para cada fração  $n$  junto à restrição linear dada pelo valor da somatória de seus valores, o qual deve ser igual a um.

O algoritmo utiliza um método de Programação Quadrática Sequencial (*Sequential Quadratic Programming – SQP*), o qual por sua vez resolve um subproblema de Programação Quadrática (*Quadratic Programming – QP*) a cada iteração.

Este método permite imitar de maneira quase igual o método de Newton para otimizações com restrições da mesma maneira que para otimizações sem restrições. Para cada uma das iterações citadas uma aproximação é feita da função da Hessiana da Lagrangiana utilizando o método de atualização *quasi-Newton*, o qual é utilizado para gerar um subproblema QP, cuja solução é utilizada para direcionar um procedimento de busca em linha.

Este procedimento permite encontrar, simultaneamente à distribuição ótima do número de unidades de transferência total  $N_T$ , os valores ótimos para a temperatura adimensional  $\bar{T}_8$  e para razões de temperaturas isentrópicas  $x$  e  $y$ , as quais então fornecem, conseqüentemente, as razões de pressão  $r_{pC1}$  e  $r_{pT1}$  ótimas. Como para este comando devem ser colocadas restrições para todos os termos, utilizam-se os limites nos quais devem situar  $\bar{T}_8$ ,  $r_{pC1}$  e  $r_{pT1}$  e que foram mencionados na Seção 3.13.1.

Da mesma maneira que para o comando “*fminsearch*” deve ser utilizada a associação “*function handle*” para o critério de otimização ser reconhecido como uma função de múltiplas variáveis, as quais para este procedimento são oito: as

cinco frações  $n$  relacionadas aos trocadores de calor, além das variáveis  $\bar{T}_8$ ,  $x$  e  $y$ .

Deve também para esse caso ser definida uma nova função, dada pela multiplicação da equação do critério a ser otimizado por -1, de forma que sua minimização encontre os mesmos valores ótimos para as variáveis que seriam obtidos caso o critério fosse maximizado.

Com a obtenção dos valores ótimos de  $\bar{T}_8$ ,  $x$  e  $y$ , e das frações  $n$ , calcula-se o valor ótimo de  $\bar{T}_4$ , o qual, junto com os parâmetros de entrada e os resultados obtidos na otimização numérica, possibilita encontrar, através das Equações (3.83), (3.85), (3.87), os valores de  $\bar{W}$ ,  $\eta$  e  $\bar{S}_g$ .

O procedimento para a construção dos gráficos deste tipo de otimização é similar ao apresentado na seção anterior, onde uma nova combinação de dados de entrada é fornecida através da alteração de um dos parâmetros de entrada, iniciando novamente o procedimento de otimização.

A única diferença reside em um passo adicional, como apresentado na Figura 3.6, entre a alteração dos parâmetros de entrada e a maximização dos critérios de otimização. Este novo passo é referente à definição de novos valores para as estimativas iniciais de  $\bar{T}_8$ ,  $r_{pC1}$  e  $r_{pT1}$ , e das frações  $n$ . Isto é realizado devido à complexidade inerente ao uso de restrições no procedimento de otimização, fazendo com que o uso de estimativas iniciais mais próximas dos valores ótimos que serão obtidos, auxilie na otimização numérica e diminua consideravelmente o tempo computacional.

Por isso, antes de se iniciar um novo procedimento de otimização, utiliza-se os valores ótimos de  $\bar{T}_8$ ,  $r_{pC1}$  e  $r_{pT1}$ , e das frações  $n$ , obtidos pelo procedimento de otimização anterior, como estimativa inicial para o procedimento subsequente.

Este último processo de otimização relacionado à distribuição ótima de  $N_T$  é referenciado neste trabalho com o subscrito 3.

## CAPÍTULO 4

### RESULTADOS E DISCUSSÕES

#### 4.1 ANÁLISE DOS CRITÉRIOS DE OTIMIZAÇÃO

##### 4.1.1 Análise da potência de saída e da eficiência térmica

A Figura 4.1 apresenta o gráfico da potência adimensional  $\bar{W} = \dot{W}/(\dot{C}_w T_Q)$  em função da eficiência térmica  $\eta$  para quatro diferentes valores de  $T_Q/T_F$ , admitindo apenas um reservatório térmico no lado quente e um reservatório térmico no lado frio, ou seja,  $T_{Q1} = T_{Q2}$  e  $T_{F1} = T_{F2}$ .

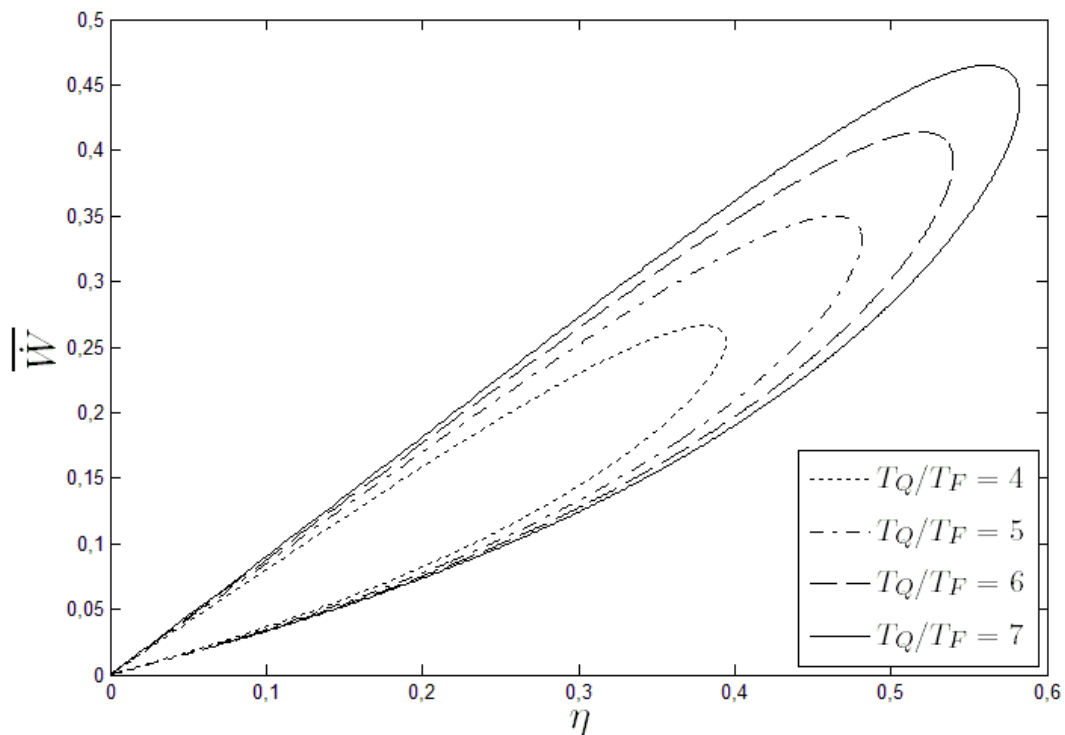


Figura 4.1 - Potência  $\bar{W}$  em função da eficiência térmica  $\eta$  para diferentes valores da razão  $T_Q/T_F$ .

Os seguintes parâmetros de cálculo também foram utilizados:  
 $\eta_{C1} = \eta_{C2} = \eta_{T1} = \eta_{T2} = 0,9$ ,  $\dot{C}_1/\dot{C}_p = 0,02$ ,  $x = y = 1,5$ ,  $\rho_{Q1} = \rho_{Q2} = \rho_{F1} = \rho_{F2} = 0,97$ ,

$N_{Q1} = N_{Q2} = N_{F1} = N_{F2} = N_R = 4$  e  $T_Q/T_F = 5$ . Estes dados de entrada são utilizados para a construção de todas as figuras apresentadas nas Seções 4.1 e 4.2, exceto em casos em que haja alguma variação, a qual será indicada no texto e nos gráficos, ou quando não for necessária sua utilização. Além disso, em todos os gráficos são admitidos que a temperatura ambiente  $T_0$  é igual à temperatura  $T_{F1}$  e que a razão entre calores específicos é igual a do ar, ou seja,  $k = 1,4$ .

Deve ser ressaltado que todas as quantias representadas graficamente nesse capítulo estão reescritas na forma adimensional, de tal maneira que quando citadas no texto, a palavra adimensional será suprimida por questão de simplicidade e para evitar excesso de repetições.

Cada ponto dos gráficos que serão apresentados nesta Seção 4.1 representa um valor único para  $\bar{T}_8$ , o qual resulta em um desempenho diferente para o ciclo. Devido a isso, os gráficos para  $\bar{W}$  em função de  $\eta$  são então obtidos variando  $\bar{T}_8$  nas Equações (3.83) e (3.85).

Os valores utilizados para a variação do adimensional  $\bar{T}_8$  estão entre  $T_F/T_Q$  e um, o que é equivalente a dizer que  $T_8$  está situado entre os limites  $T_F$  e  $T_Q$  referentes às temperaturas dos reservatórios térmicos.

Procedimentos similares são utilizados para a construção de todos os gráficos da Seção 4.1, diferenciando apenas nas equações que serão empregadas.

Observa-se na Figura 4.1 que a razão entre potência e eficiência apresenta um formato de laço com dois pontos de máximo distintos, os quais representam a potência de saída máxima e a eficiência máxima que o ciclo pode apresentar com os parâmetros que foram selecionados. Para cada ponto de máximo há um valor único de  $\bar{T}_8$  e a busca por este valor ótimo é um dos objetivos da otimização apresentada neste trabalho.

Outra informação importante fornecida pelo gráfico é que ambos os pontos possuem uma quantidade finita de potência de saída, diferente de ciclos endorreversíveis em que o ponto de eficiência máxima apresenta potência nula. A região entre estes dois pontos é a faixa ótima em que o ciclo deve operar, pois apresenta as melhores combinações entre os valores de eficiência e potência.

Portanto, a otimização dos critérios apresentados deve buscar uma configuração de ciclo que opere em um ponto entre estes dois extremos.

A Figura 4.1 também indica que o aumento da razão  $T_Q/T_F$  leva a maiores potências e eficiências possíveis no ciclo, além de aumentar a faixa ótima de operação, o que leva a maiores diferenças entre os dois pontos de máximo.

A Figura 4.2 apresenta a razão entre a potência adimensional  $\bar{W}$  e a taxa de geração de entropia adimensional  $\bar{S}_g = \dot{S}_g/\dot{C}_W$  para os mesmos parâmetros utilizados na construção da Figura 4.1.

O gráfico também apresenta dois pontos distintos para a potência máxima e para a mínima taxa de geração de entropia, sendo que ocorre um crescimento de ambos os valores com o aumento de  $T_Q/T_F$ .

Isto ocorre, pois um maior valor de  $T_Q/T_F$  implica em uma maior taxa de transferência de calor fornecida ao ciclo  $\dot{Q}_{QT}$  e, conseqüentemente, um aumento na potência de saída  $\dot{W}$  e, na mesma proporção, um aumento na taxa de geração de entropia  $\dot{S}_g$  do ciclo.

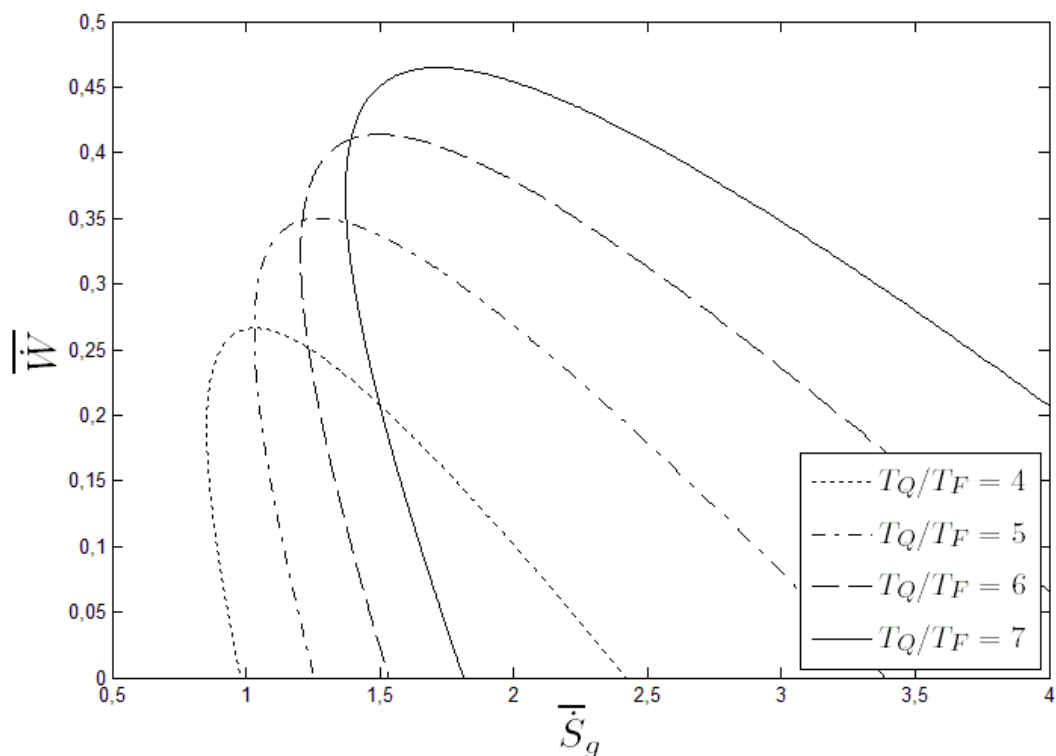


Figura 4.2 - Potência  $\bar{W}$  em função da taxa de geração de entropia  $\bar{S}_g$  para diferentes valores da razão  $T_Q/T_F$ .

Vale ressaltar neste momento que o ponto onde a taxa de geração de entropia é mínima normalmente ocorre fora da faixa ótima de operação do ciclo, apresentando uma potência de saída reduzida e, portanto, não é comumente empregada como critério de otimização, sendo este o motivo por não ser utilizada neste trabalho e, provavelmente, a razão por não ser encontrada em trabalhos similares de outros autores como objetivo de otimização.

Para a construção dos gráficos em função da taxa de geração de entropia  $\bar{S}_g$  é realizada a variação de  $\bar{T}_8$  na Equação (3.87), da mesma forma que para a potência de saída  $\bar{W}$  e para a eficiência térmica  $\eta$ . Ou seja, cada ponto dos gráficos representa um valor único de  $\bar{T}_8$  que irá resultar em um valor para  $\bar{S}_g$ ,  $\bar{W}$  e  $\eta$  referente a este ponto.

A Figura 4.3 apresenta o comportamento da eficiência térmica  $\eta$  em função da taxa de geração de entropia  $\bar{S}_g$  em função da variação de  $T_Q/T_F$ , causando os mesmos efeitos vistos na Figura 4.2.

Nota-se que, comparando com a potência máxima, o ponto de eficiência máxima situa-se mais próximo do ponto de taxa de geração de entropia mínima, e também que a distância entre estes dois pontos praticamente não aumenta junto com o acréscimo nos valores de  $T_Q/T_F$ , ao contrário do que ocorre com a potência máxima.

Estes fatores acabam por indicar que o ponto de eficiência máxima sempre irá exibir um valor de  $\dot{S}_g$  consideravelmente menor que o valor de  $\dot{S}_g$  operando em potência máxima, e que a diferença entre os valores se torna ainda maior com o aumento da razão  $T_Q/T_F$ .

Na Figura 4.4 observa-se a influência do parâmetro  $\dot{C}_I/\dot{C}_W$  na potência em função da eficiência térmica. A ocorrência da perda de calor no ciclo caracterizado por um valor de  $\dot{C}_I/\dot{C}_W$  não nulo não causa nenhuma alteração no formato do ciclo e nem no valor da potência máxima de saída, já que esta não é função de  $\dot{C}_I/\dot{C}_W$ . Nota-se que esta perda de calor age apenas no sentido de causar um decréscimo nos valores da eficiência dos pontos de operação.

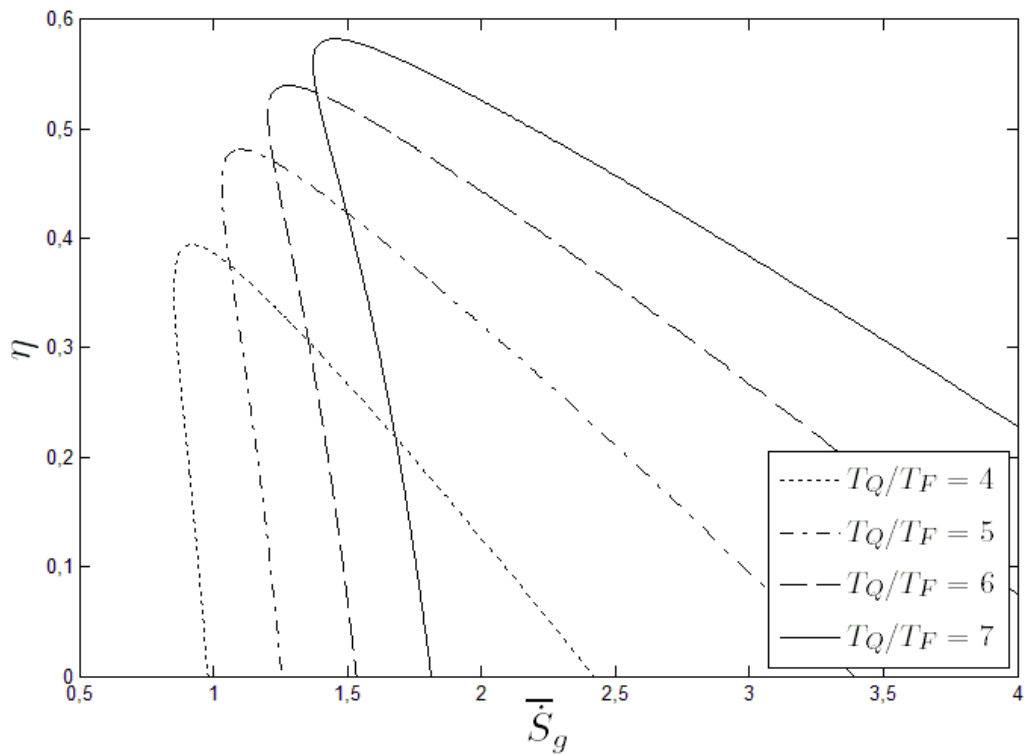


Figura 4.3 – Eficiência térmica  $\eta$  em função da taxa de geração de entropia  $\bar{S}_g$  para diferentes valores da razão  $T_Q/T_F$ .

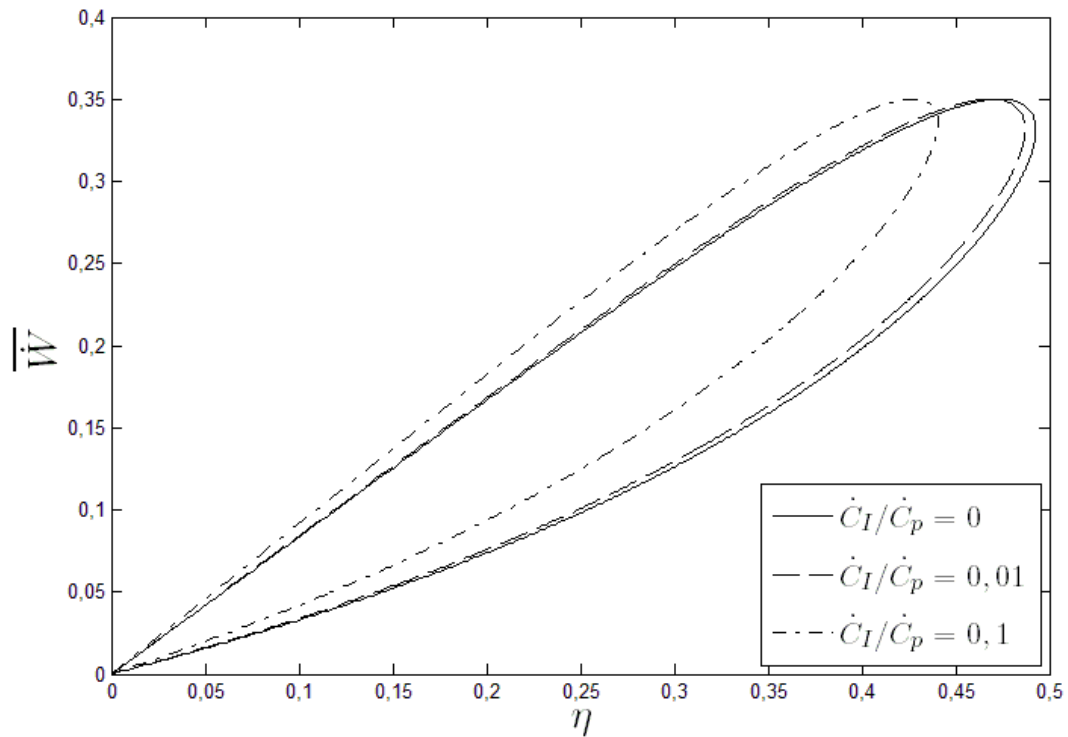


Figura 4.4 - Potência  $\bar{W}$  em função da eficiência térmica  $\eta$  para diferentes valores da razão  $\dot{C}_I/\dot{C}_p$ .

A influência dos parâmetros  $\rho_Q$  e  $\rho_F$  pode ser observada na Figura 4.5 para a razão entre potência  $\bar{W}$  e eficiência térmica  $\eta$ , sendo que para este caso  $\rho_{Q1} = \rho_{Q2} = \rho_Q$  e  $\rho_{F1} = \rho_{F2} = \rho_F$ .

Como era de se esperar para maiores valores de  $\rho_Q$  e  $\rho_F$ , o que equivale a menores quedas de pressão nos trocadores de calor, o desempenho do ciclo melhora consideravelmente, principalmente na região onde há os maiores valores de potência e eficiência, sendo ainda mais evidente o malefício de maiores valores de perdas de carga nos valores extremos.

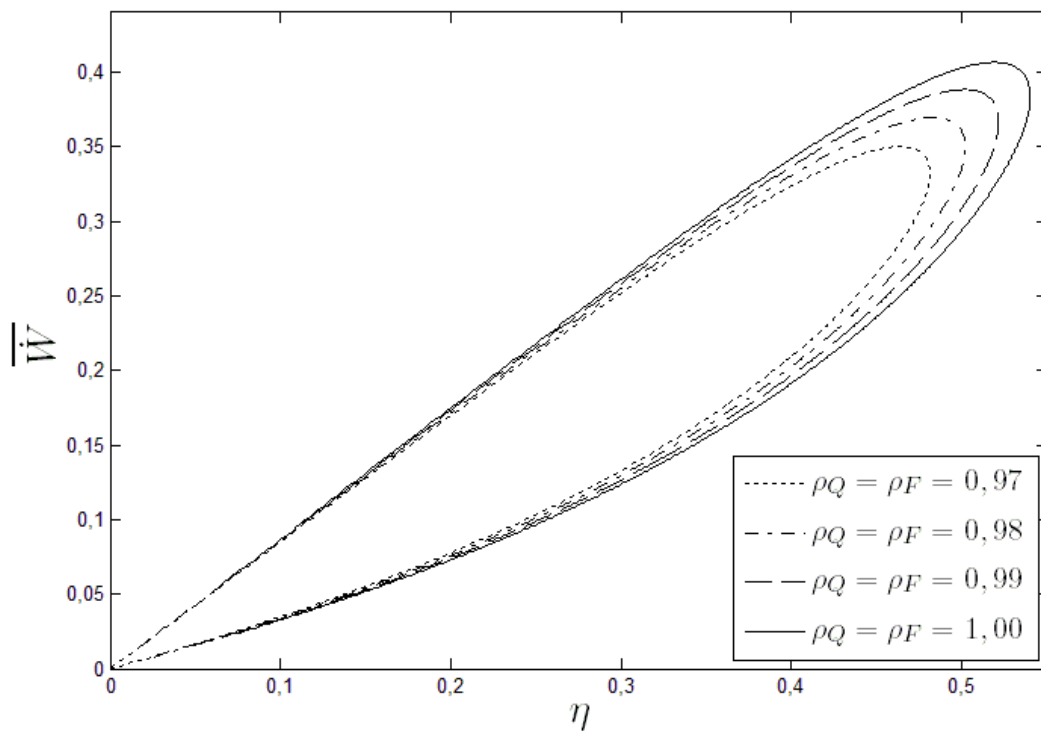


Figura 4.5 - Potência  $\bar{W}$  em função da eficiência térmica  $\eta$  para diferentes valores de  $\rho_Q$  e  $\rho_F$ .

A Figura 4.6 exibe o comportamento da potência  $\bar{W}$  em função da eficiência térmica  $\eta$ , desta vez variando a efetividade do regenerador  $\varepsilon_R$ . Verifica-se que esta efetividade praticamente não tem influência na potência máxima do ciclo, mesmo quando este ciclo não possui um processo de regeneração, ou seja, quando  $\varepsilon_R$  é nulo.



Entretanto, o aumento em de  $\varepsilon_R$  possui vantagem com razão à eficiência térmica que o ciclo pode alcançar quando este possui um regenerador, aumentando-a consideravelmente e resultando em uma diferença maior entre os pontos de operação de máxima potência e máxima eficiência.

Para o caso do ciclo sem regeneração, este tem uma eficiência máxima próxima às eficiências máximas dos ciclos que possuem regeneração e efetividades reduzidas, porém com a potência de saída neste ponto de máximo menor do que as potências daqueles com regenerador. Outra vantagem é que a eficiência no ponto de potência máxima também aumenta com a efetividade do regenerador.

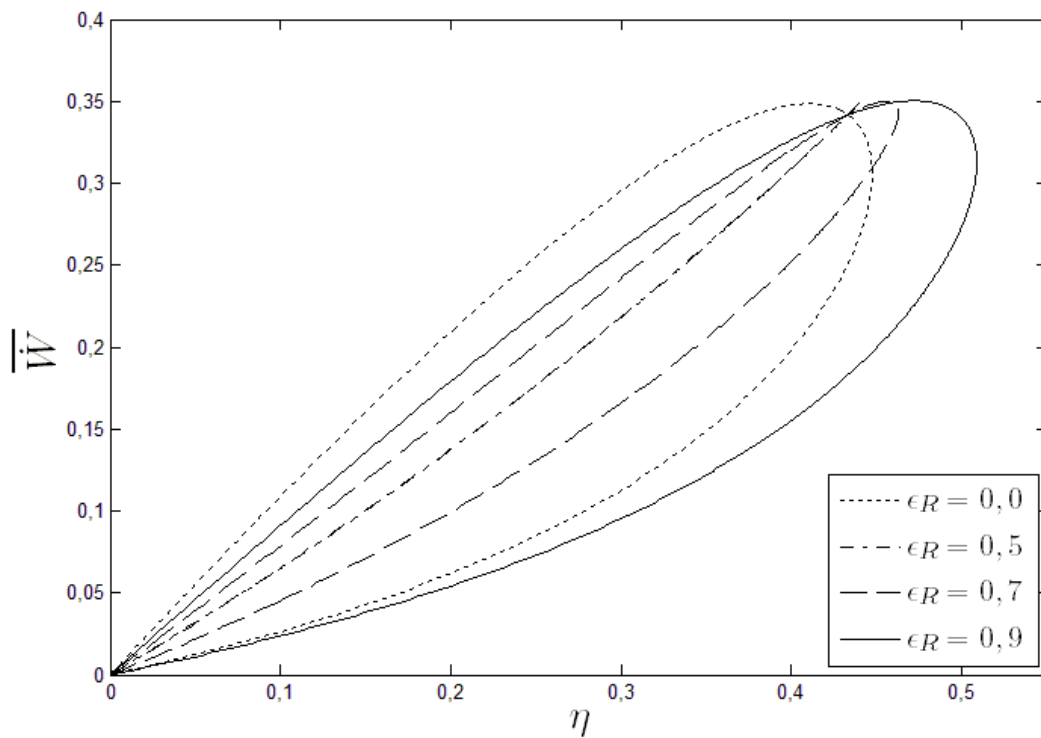


Figura 4.6 - Potência  $\bar{W}$  em função da eficiência térmica  $\eta$  para diferentes valores de  $\varepsilon_R$ .

Por último, por análise gráfica da Figura 4.6, nota-se uma particularidade quando a efetividade  $\varepsilon_R$  do regenerador é igual a 0,5. Para este caso, o gráfico se torna uma única reta, indicando que o ponto de máxima potência é equivalente ao de máxima eficiência.

A Figura 4.7 apresenta a potência  $\overline{W}$  em função da eficiência térmica  $\eta$  para alguns valores dos números de unidades de transferência  $N$ , considerando que  $N_Q = N_{Q1} = N_{Q2}$  e  $N_F = N_{F1} = N_{F2}$ . Observa-se que o progressivo aumento nos valores de  $N$  leva a este parâmetro a ter cada vez menos influência na melhora do desempenho do ciclo.

Isto é explicado pelo fato das efetividades  $\varepsilon_{Q1}$ ,  $\varepsilon_{Q2}$ ,  $\varepsilon_{F1}$  e  $\varepsilon_{F2}$  serem escritas como equações exponenciais em função dos valores de  $N$ . Isto pode ser observado através das Equações (3.26), (3.30), (3.34) e (3.35).

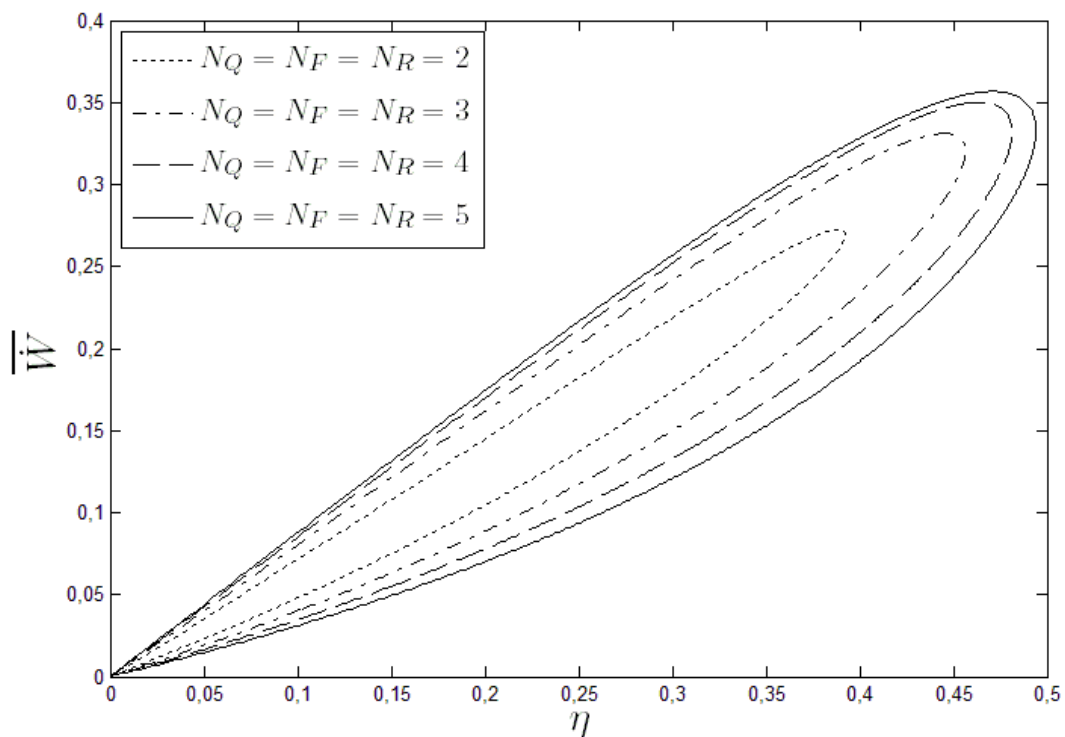


Figura 4.7 - Potência  $\overline{W}$  em função da eficiência térmica  $\eta$  para diferentes valores de  $N_H$ ,  $N_L$  e  $N_R$ .

A Figura 4.8 apresenta novamente a relação entre potência  $\overline{W}$  em função da eficiência térmica  $\eta$ , desta vez para algumas combinações entre eficiências isentrópicas dos compressores e turbinas, considerando que  $\eta_T = \eta_{T1} = \eta_{T2}$  e  $\eta_C = \eta_{C1} = \eta_{C2}$ .

Analisando o gráfico ficam evidentes os benefícios trazidos ao desempenho do ciclo com o aumento das eficiências isentrópicas dos compressores e das turbinas.

Porém, é verificado que o aumento nas eficiências das turbinas leva a resultados melhores do que o aumento na eficiência dos compressores para esta faixa de valores de eficiências isentrópicas entre 0,8 e 0,9.

Isto é concluído pelo fato de que a curva  $\eta_T = 0,9$  e  $\eta_C = 0,8$  apresenta valores mais significativos para as eficiências térmicas e para as potências de saída que podem ser alcançadas pelo ciclo, enquanto que os resultados apresentados pela curva com  $\eta_T = 0,8$  e  $\eta_C = 0,9$  são consideravelmente inferiores.

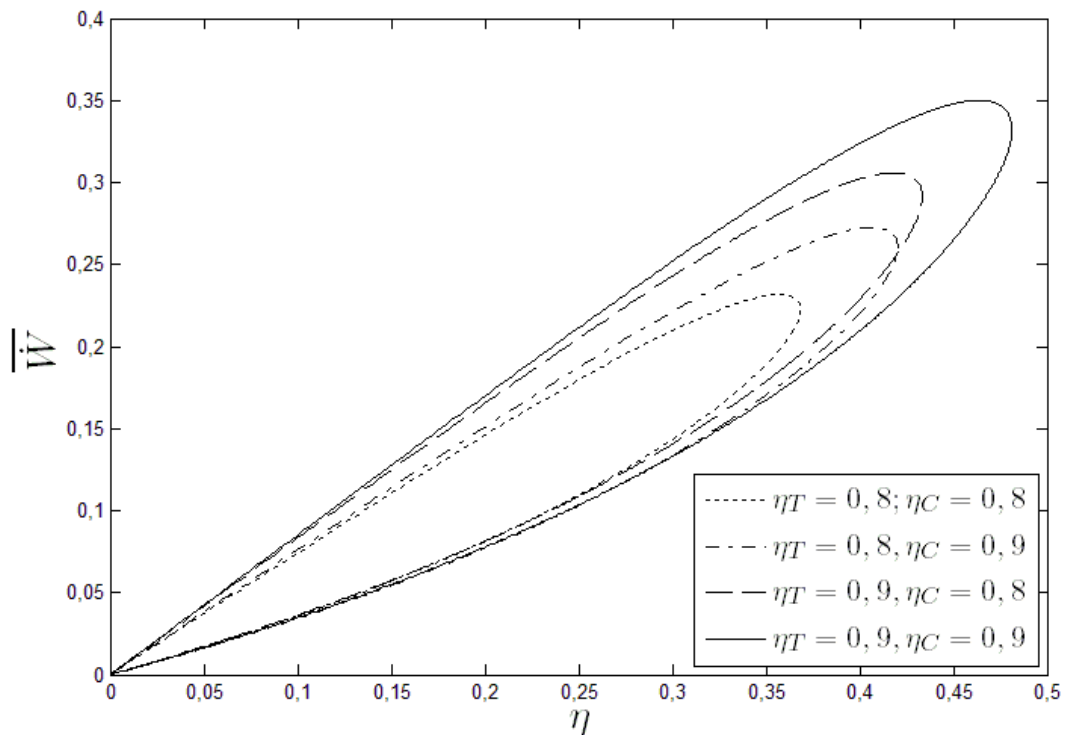


Figura 4.8 - Potência  $\bar{W}$  em função da eficiência térmica  $\eta$  para diferentes valores de  $\eta_T$  e  $\eta_C$ .

#### 4.1.2 Análise da função ecológica

A Figura 4.9 apresenta a razão entre a função ecológica  $\bar{E} = \dot{E}/\dot{C}_w T_Q$  e a potência  $\bar{W}$  para diferentes valores de  $T_Q/T_F$ .

O gráfico é construído de maneira similar aos apresentados anteriormente, variando valores para  $\bar{T}_8$ , mas desta vez utilizando a Equação (3.88), referente à

função ecológica  $\bar{E}$ , junto à Equação (3.83), para o caso da potência de saída  $\bar{W}$ , e junto à Equação (3.85), quando em função da eficiência térmica  $\eta$ .

Observa-se que o gráfico possui um formato de cunha e, para os parâmetros admitidos, começa e termina em um valor negativo da função ecológica, significando que nestes pontos a taxa de destruição de exergia é maior do que a potência de saída.

Isto se altera para maiores valores de  $\bar{W}$  onde se verifica que a função ecológica  $\bar{E}$  se torna maior que zero. Outro fator a ser notado é que o aumento de  $T_Q/T_F$  aumenta os valores máximos não só de  $\bar{W}$  como também de  $\bar{E}$ , aumentando a região onde o valor da função ecológica é positivo.

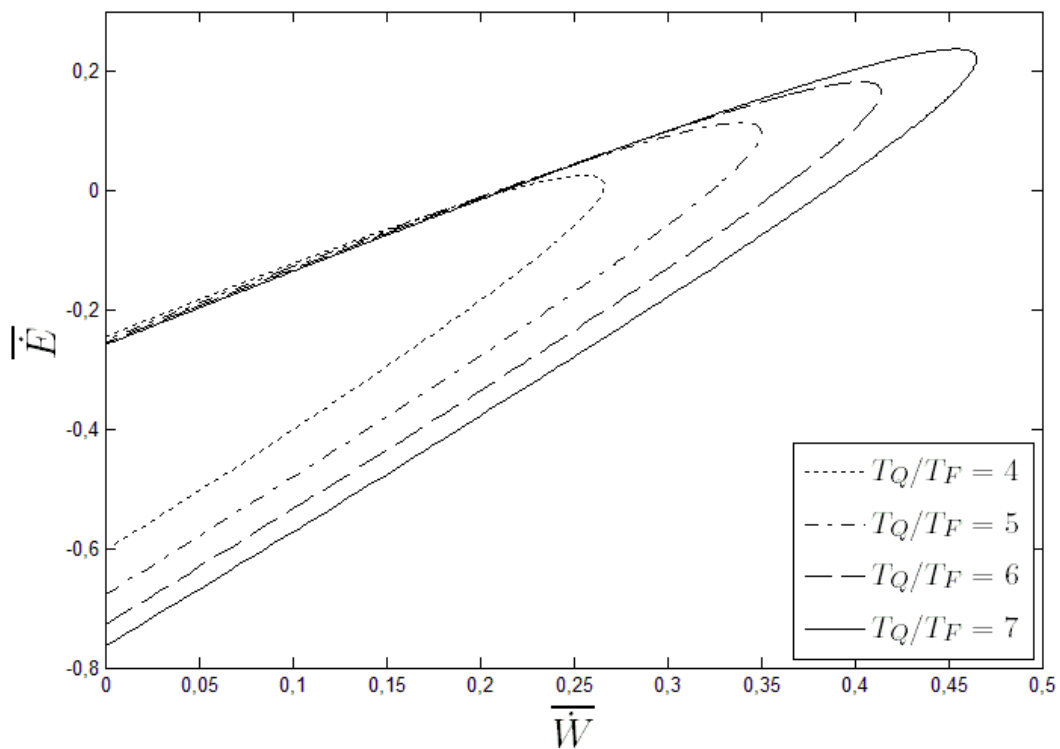


Figura 4.9 – Função ecológica  $\bar{E}$  em função da potência  $\bar{W}$  para diferentes valores da razão  $T_Q/T_F$ .

Verifica-se que o aumento de  $T_Q/T_F$  não acrescenta significativamente na distância entre o ponto máximo da função ecológica e o ponto de potência máxima, apresentando sempre uma distância menor entre estes pontos do que a distância

antes vista entre os pontos de eficiência máxima e potência máxima observada na Figura 4.1.

Isto significa que o ponto de máxima função ecológica entrega uma potência maior que o ponto de máxima eficiência, sendo esta uma das vantagens de se empregar a otimização da função ecológica.

A razão entre a função ecológica  $\bar{E}$  e a eficiência térmica  $\eta$  é analisada pela Figura 4.10 para diferentes valores de  $T_Q/T_F$ . Esse gráfico possui um formato de laço com um nó que se cruza próximo aos pontos onde ocorrem os maiores valores de eficiência e função ecológica.

De maneira similar a Figura 4.9, a função ecológica  $\bar{E}$  começa com valores negativos para baixas eficiências térmicas e se torna positiva ao se aproximar da eficiência máxima.

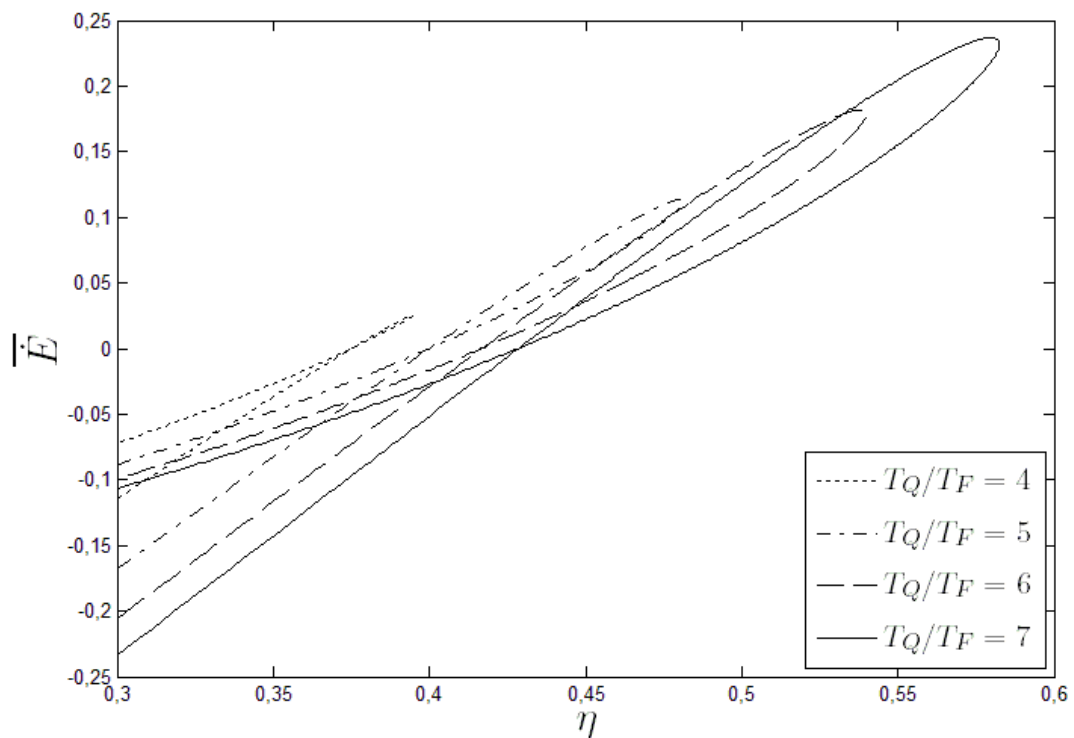


Figura 4.10 – Função ecológica  $\bar{E}$  em função da eficiência térmica  $\eta$  para diferentes valores da razão  $T_Q/T_F$ .

O aumento de  $T_Q/T_F$  melhora o desempenho do ciclo e aumenta gradualmente os valores de função ecológica máxima e eficiência térmica máxima. Para pequenos

valores de  $T_Q/T_F$  a eficiência térmica no ponto de função ecológica máxima é praticamente igual ao da eficiência máxima e esta distância aumenta com o aumento de  $T_Q/T_F$ , porém ainda com as eficiências destes dois pontos permanecendo próximas e com uma distância menor do que entre a eficiência máxima e a eficiência no ponto de potência máxima.

Pelas conclusões das Figuras 4.9 e 4.10, o ponto de operação onde se encontra o valor máximo da função ecológica está situado mais próximo da potência máxima que a potência para condições de eficiência máxima, além de sua eficiência posicionar-se mais próxima da eficiência máxima que a eficiência do ciclo sob condições de potência máxima.

Esta característica indica que a função ecológica máxima se encontra dentro da faixa de operação ótima, localizada entre os dois extremos representados pela máxima eficiência e pela potência máxima.

Com isso, a otimização da função ecológica cumpre seu papel em fornecer um ponto de operação que tenha uma alta potência, característica dos pontos de operação próximos ao ponto de potência máxima, aliada a uma baixa taxa de geração de entropia  $\bar{S}_g$ , qualidade esta encontrada em pontos de operação próximos a eficiência térmica máxima.

Portanto, este tipo de otimização mostra-se como uma boa opção quando se deseja atuar em um meio termo entre os dois extremos da faixa ótima de operação.

#### 4.1.3 Análise do coeficiente de desempenho ecológico (*ECOP*)

Os gráficos desta seção são obtidos variando  $\bar{T}_8$  na Equação (3.90) junto às equações para potência  $\bar{W}$  e para eficiência térmica  $\eta$ .

A razão entre o *ECOP* e a potência adimensional  $\bar{W}$  pode ser vista pela Figura 4.11 para valores distintos de  $T_Q/T_F$ . O gráfico apresenta características semelhantes ao da razão entre potência e eficiência térmica (Figura 4.1), exibindo um formato de laço que se inicia e termina no ponto onde o *ECOP* e a potência são iguais à zero. Também indica a existência de dois pontos extremos bem definidos referentes ao  $ECOP_{MAX}$  e ao  $\bar{W}_{MAX}$ .

Estes dois pontos de máximo, assim como os pontos de máximo da Figura 4.1, distanciam-se à medida que o valor de  $T_Q/T_F$  aumenta, fazendo com que a razão entre a potência máxima e a potência do  $ECOP_{MAX}$  se torne cada vez maior.

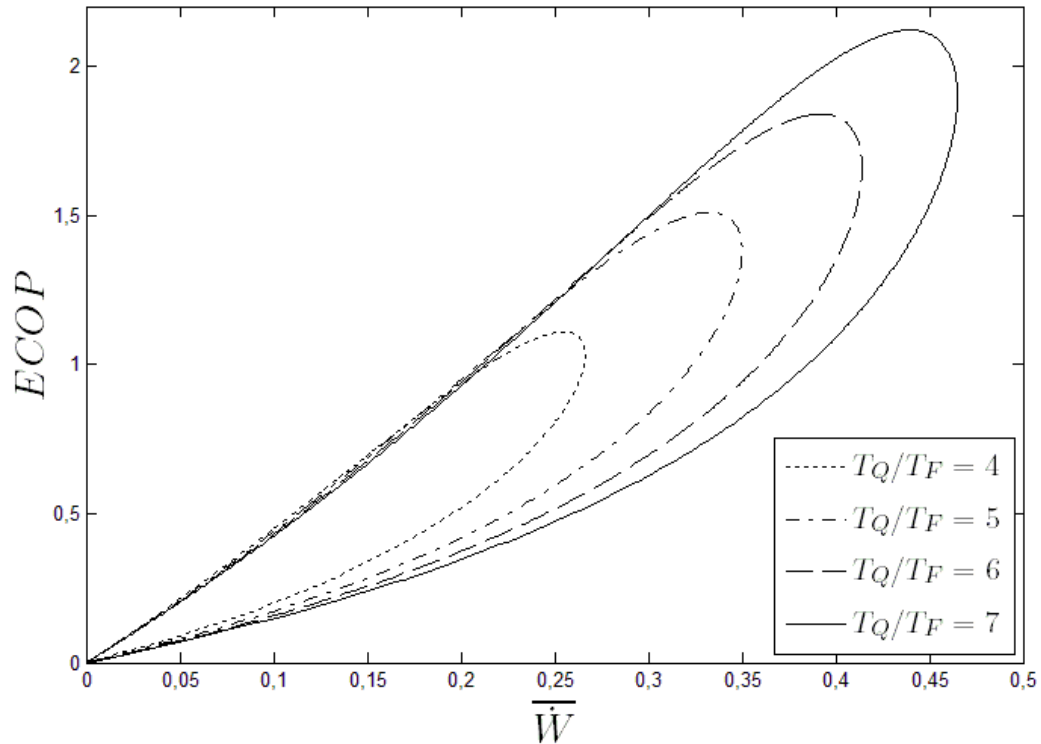


Figura 4.11 – Coeficiente de desempenho ecológico  $ECOP$  em função da potência  $\bar{W}$  para diferentes valores da razão  $T_Q/T_F$ .

Na Figura 4.12 é observado que a razão entre  $ECOP$  e eficiência térmica  $\eta$  para alguns valores de  $T_Q/T_F$ , cuja influência aumenta o valor que tanto o  $ECOP$  quanto a eficiência pode alcançar.

Nota-se também que o gráfico apresenta uma característica singular ao exibir um formato de linha sem dois pontos de extremo distintos, como visto em outros critérios, que indicariam tanto um ciclo operando sob condições de eficiência máxima quanto um operando sob condições de máximo  $ECOP$ .

A partir destas evidências conclui-se que, mesmo com os dois critérios tendo significados diferentes, o ponto onde o  $ECOP$  é máximo também é o ponto onde a eficiência térmica  $\eta$  é máxima.

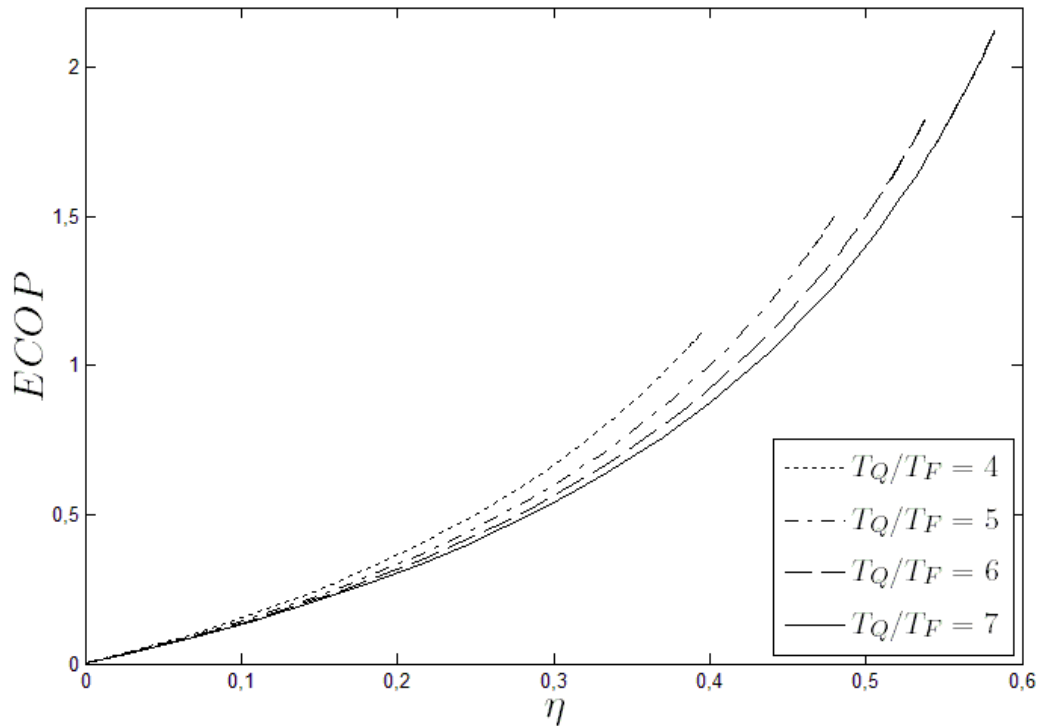


Figura 4.12 – Coeficiente de desempenho ecológico  $ECOP$  em função da eficiência térmica  $\eta$  para diferentes valores da razão  $T_Q/T_F$ .

Esta conclusão pode também ser obtida analisando a função objetivo definida pelo critério do  $ECOP$  e considerando apenas um reservatório do lado quente à  $T_Q$  e apenas um reservatório do lado frio à  $T_F$ :

$$ECOP = \frac{\dot{W}}{T_0 \dot{S}_g} = \frac{\dot{W}}{T_0 \left( \frac{\dot{Q}_{FT}}{T_F} - \frac{\dot{Q}_{QT}}{T_Q} \right)} = \frac{\dot{W}}{T_0 \left( \frac{\dot{Q}_{QT} - \dot{W}}{T_F} - \frac{\dot{Q}_{QT}}{T_Q} \right)} \quad (4.1)$$

Colocando  $\dot{Q}_{QT}$  em evidência e utilizando a definição de eficiência térmica de Carnot  $\eta_{carnot}$ :

$$ECOP = \frac{\dot{W}/\dot{Q}_{QT}}{T_0 \left( \frac{1 - \dot{W}/\dot{Q}_{QT}}{T_F} - \frac{1}{T_Q} \right)} = \frac{\eta}{\frac{T_0}{T_F} \left( 1 - \eta - \frac{T_F}{T_Q} \right)} = \frac{\eta}{\frac{T_0}{T_F} (\eta_{carnot} - \eta)} \quad (4.2)$$



A partir da Equação 4.2 nota-se que a razão entre  $ECOP$  e  $\eta$  depende apenas das temperaturas dos reservatórios e do ambiente e, portanto, o gráfico só apresentará alguma modificação quando estes valores forem alterados. Este é o caso da Figura 4.12, onde são apresentadas quatro curvas distintas devido às quatro diferentes relações para  $T_Q/T_F$ .

Também é possível interpretar pela Equação 4.2 que, considerando as temperaturas dos reservatórios fixas, o valor de  $ECOP$  se torna cada vez maior quanto maior for a eficiência do ciclo, tendendo este valor ao infinito quanto mais próxima a eficiência for da eficiência de Carnot.

Como a eficiência máxima possível para os casos estudados não é a de Carnot, tem-se que o valor máximo de  $ECOP$  é um número finito no mesmo ponto onde a eficiência do ciclo estudado atinge seu valor máximo permitido.

Esta característica é válida para todos os tipos de ciclos operando entre dois reservatórios e indica que o ponto onde ocorre a maior razão entre potência de saída  $\dot{W}$  e taxa de geração de entropia  $T_0\dot{S}_g$  é o mesmo ponto onde a eficiência  $\eta$  é máxima.

Contudo, esta conclusão não é tão trivial quanto aparenta, já que tanto o  $ECOP$  quanto a eficiência térmica  $\eta$  possuem significados diferentes, além do fato de que o ponto onde a eficiência é máxima não é nem o ponto onde a potência é máxima e nem o ponto onde a taxa de geração de entropia é mínima.

Outro aspecto a ser citado é que o ponto de operação onde a função ecológica é máxima não é o mesmo ponto da eficiência térmica máxima, sendo que, assim como o  $ECOP$ , a otimização da função ecológica  $\dot{E}$  também busca uma relação ótima entre uma alta potência de saída alta e uma taxa de geração de entropia baixa.

Os idealizadores do  $ECOP$  tiveram isto em mente no momento em que propuseram este novo critério de otimização, não contemplando propriamente a maximização da eficiência térmica.

Porém, como dito anteriormente, a igualdade entre as duas otimizações ocorre apenas em ciclos operando entre dois reservatórios térmicos, e, como no modelo apresentado neste trabalho têm-se quatro reservatórios, a Equação 4.2 obtida anteriormente não é mais válida quando cada um destes reservatórios apresenta uma temperatura diferente da apresentada pelos outros.

Isto é observado na Figura 4.13, que apresenta a razão entre o *ECOP* e a eficiência térmica para diferentes valores de  $T_{Q1}/T_{F1}$ , porém desta vez com o valor de  $T_{Q2}$  sendo 80% do valor de  $T_{Q1}$  e com  $T_{F2}$  sendo 20% maior que  $T_{F1}$ .

Observa-se que, quando as quatro temperaturas dos reservatórios são diferentes, o gráfico não possui o formato de uma linha única e começa a exibir, apesar de ainda muito estreito, um formato de laço indicando dois pontos de máximo distintos, assim como ocorre para os gráficos das Figuras 4.1 e 4.10.

Todavia, estes dois pontos de máximo continuam ainda muito próximos, mesmo com uma elevada diferença entre as temperaturas dos reservatórios, o que faz com que ambas as otimizações ainda apresentem praticamente o mesmo valor.

Desta forma, pode-se concluir que, mesmo quando a otimização do *ECOP* não é equivalente à otimização da eficiência, seus resultados podem ser aproximados como sendo iguais. Portanto, a partir deste ponto da dissertação tanto o processo de otimização do *ECOP* quanto o de otimização da eficiência térmica serão tratados como um único método.

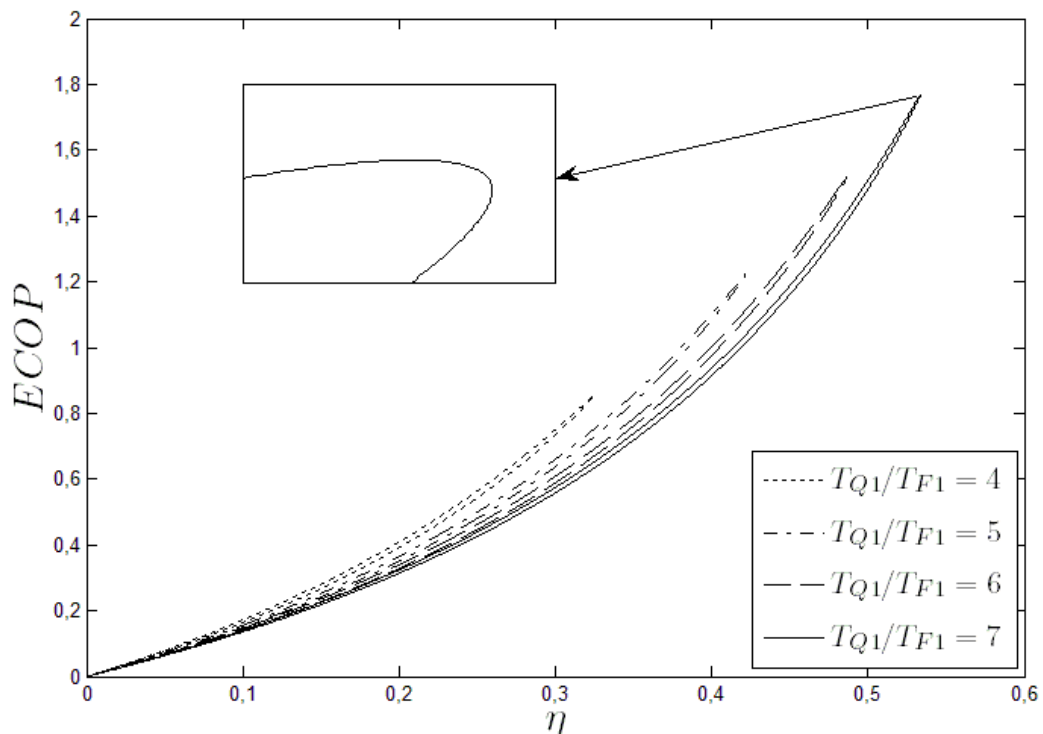


Figura 4.13 – Coeficiente de desempenho ecológico *ECOP* em função da eficiência térmica  $\eta$  para diferentes valores de  $T_{Q1}/T_{F1}$  com  $T_{Q2} = 0,8T_{Q1}$  e  $T_{F2} = 1,2T_{F1}$ .

#### 4.1.4 Análise da densidade de potência

A razão entre densidade de potência adimensional  $\bar{P}$  e potência adimensional  $\bar{W}$  é observada na Figura 4.14. Os gráficos desta seção são obtidos variando  $\bar{T}_8$  na Equação (3.94) para a densidade de potência adimensional  $\bar{P}$  da mesma maneira que são obtidos os valores para  $\bar{W}$  e  $\eta$ .

O gráfico apresenta um formato de laço característico com dois pontos de máximo distintos. Tanto os valores para densidade de potência máxima  $\bar{P}_{MAX}$  quanto para a potência máxima  $\bar{W}_{MAX}$  aumentam com  $T_Q/T_F$ , com a distância entre estes dois pontos se tornando cada vez maior.

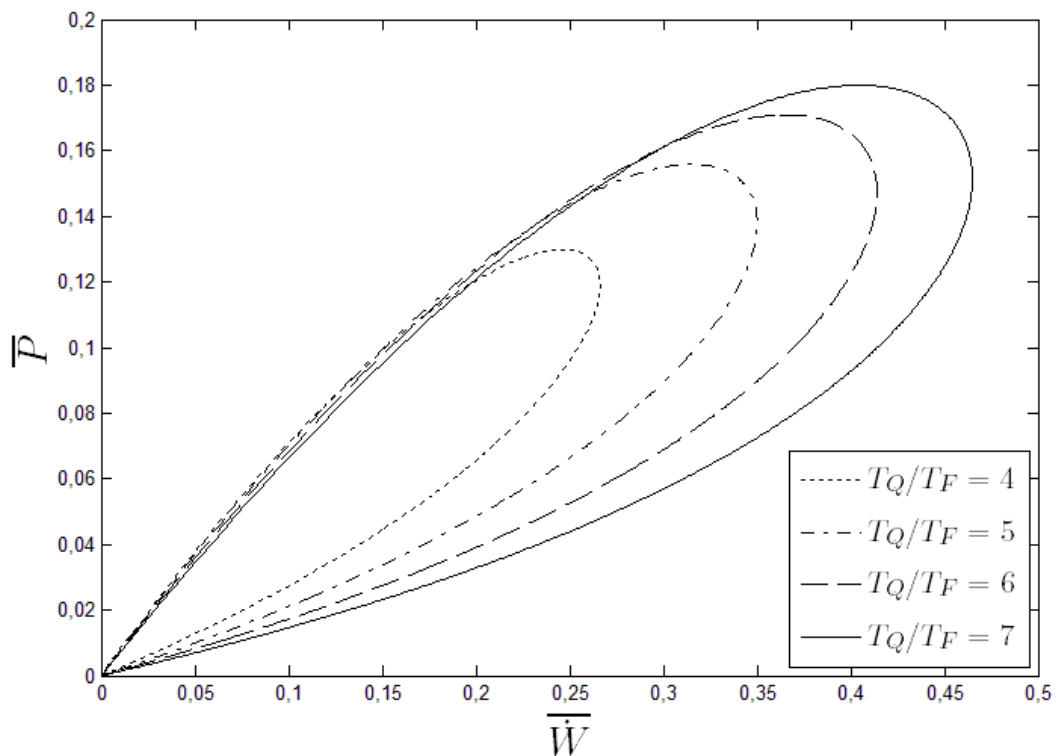


Figura 4.14 – Densidade de potência  $\bar{P}$  em função da potência  $\bar{W}$  para diferentes valores da razão  $T_Q/T_F$ .

Esta distância aparenta ser da mesma magnitude ou até maior que a distância entre a potência máxima e a potência no ponto de eficiência máxima observada na Figura 4.1. Isto indica que a otimização da densidade de potência pode levar a um

ponto fora da faixa ótima de operação, já que seu valor para  $\bar{W}$  neste ponto pode chegar a ser menor do que os valores que se encontram dentro da faixa ótima. Este fato pode tornar a densidade de potência inviável como critério para a otimização do modelo proposto.

A Figura 4.15, que representa a razão entre a densidade de potência  $\bar{P}$  e a eficiência térmica  $\eta$ , mostra que a otimização da densidade de potência pode levar, assim como para a potência  $\bar{W}$ , a um valor de eficiência térmica fora da faixa ótima de operação. Isto é visto no gráfico pela considerável distância entre a eficiência para  $\bar{P}_{MAX}$  e a eficiência máxima  $\eta_{MAX}$ , principalmente para valores altos de  $T_{Q1}/T_{F1}$ .

Portanto, esta diferença por poder ser maior que a relacionada às eficiências dos pontos de máximo da Figura 4.1 leva a possibilidade de apresentar valores fora da faixa ótima e, desta forma, a densidade de potência  $\bar{P}$  passaria a não ser aconselhável como critério de otimização para os casos estudados.

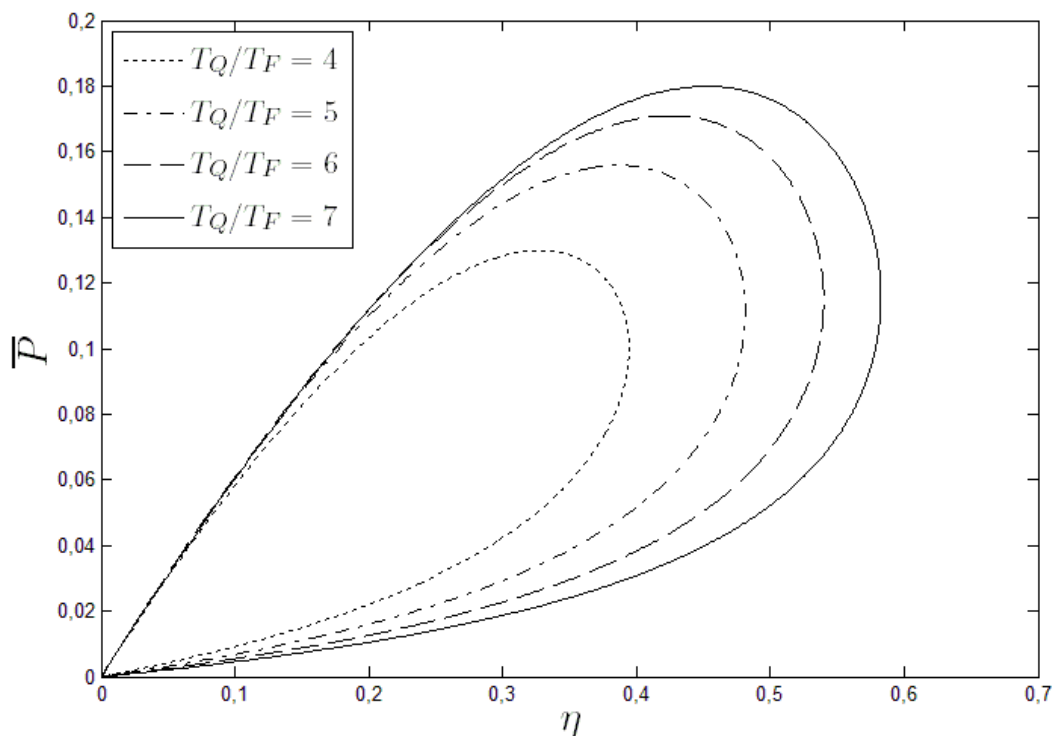


Figura 4.15 – Densidade de potência  $\bar{P}$  em função da eficiência térmica  $\eta$  para diferentes valores da razão  $T_{Q1}/T_{F1}$ .

Com isso, deve haver uma investigação mais profunda com relação à viabilidade deste critério através da utilização de outros parâmetros de entrada para o ciclo.

#### 4.2 ANÁLISE DOS RESULTADOS DAS OTIMIZAÇÕES DA TEMPERATURA $T_8$ E DAS RAZÕES DE PRESSÃO $r_{pC1}$ E $r_{pT1}$

Como dito na Seção 3.12.1, há uma melhora substancial no desempenho do ciclo com a otimização das razões de pressão  $r_{pC1}$  e  $r_{pT1}$ . A busca por valores ótimos destas razões de pressão levam a resultados ainda melhores para os critérios do que os obtidos caso apenas o valor de  $\bar{T}_8$  fosse otimizado.

Uma amostra do benefício de também se buscar a otimização destas razões de pressões encontra-se nas Figuras 4.16 a 4.19, onde os critérios otimizados apenas para  $\bar{T}_8$  variam de acordo com as razões de pressão  $r_{pC1}$  e  $r_{pT1}$ . Como estes gráficos apresentam valores para os critérios quando apenas  $\bar{T}_8$  é otimizado o subscrito 1 é utilizado para identificar esta otimização

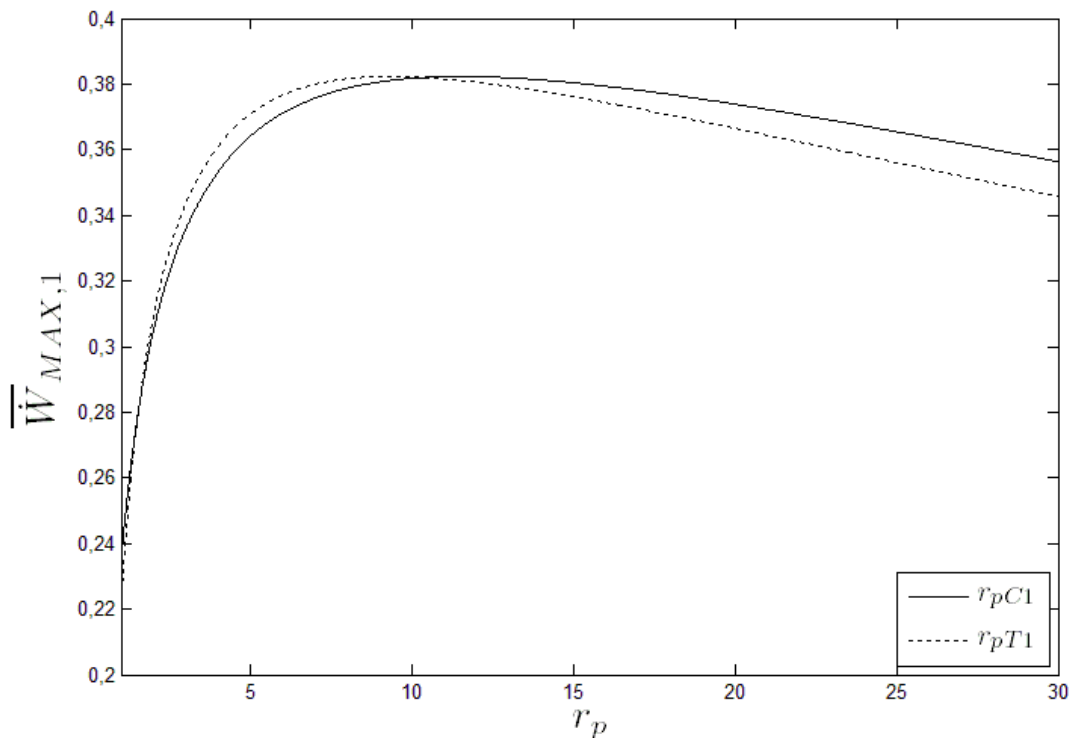


Figura 4.16 - Potência máxima  $\bar{W}_{MAX,1}$  em função da razão de pressão  $r_p$ .

Na Figura 4.16 é mostrado o comportamento da potência máxima  $\overline{W}_{MAX,1}$  em função da razão de pressão  $r_p$ , onde no caso da curva variando  $r_{pC1}$  foi utilizado o valor ótimo de  $r_{pT1}$  como parâmetro de entrada e no caso da curva variando  $r_{pT1}$  foi utilizado o valor ótimo de  $r_{pC1}$ . Este procedimento também é feito para a construção dos gráficos das outras figuras.

Nota-se que o valor de  $\overline{W}_{MAX,1}$  aumenta rapidamente com o acréscimo nas razões de pressão até certo ponto de máximo, onde passa a decrescer mais lentamente com a continuação do aumento de  $r_{pC1}$  e  $r_{pT1}$ .

Pode ser visto que a escolha certa das razões de pressão é fundamental para a obtenção de uma maior potência de saída, e no caso dos outros critérios, essencial para se alcançar o melhor desempenho do ciclo ao visar à maximização da função objetivo.

Ambas as razões de pressão possuem um valor ótimo próximo a dez de forma a maximizar a potência, sendo o valor de  $r_{pC1}$  ligeiramente maior que o de  $r_{pT1}$ , característica esta recorrente na otimização de todos os critérios analisados.

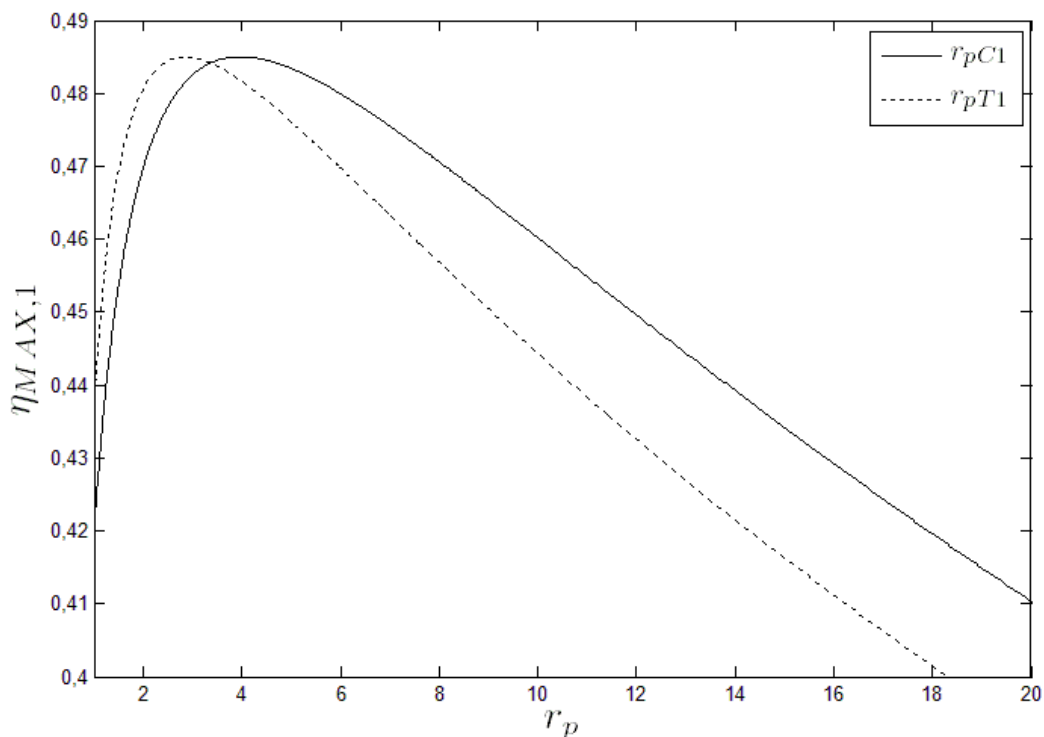


Figura 4.17 – Eficiência térmica máxima  $\eta_{MAX,1}$  em função da razão de pressão  $r_p$ .

Analisando o comportamento da eficiência máxima  $\eta_{MAX,1}$  em função das razões de pressão  $r_{pC1}$  e  $r_{pT1}$ , na Figura 4.17, observa-se que um aumento das razões de pressão faz com que  $\eta_{MAX}$  cresça vertiginosamente até o ponto de máximo com valores de  $r_p$  entre dois e quatro, sendo consideravelmente menores do que os valores apresentados para otimizar a potência máxima  $\bar{W}_{MAX,1}$ .

Após o ponto ótimo o aumento das razões de pressão faz com que a eficiência térmica máxima  $\eta_{MAX,1}$  decresça de maneira muito mais rápida do que a observada para  $\bar{W}_{MAX,1}$ .

As Figuras 4.18 e 4.19 apresentam, respectivamente, a razão entre a função ecológica máxima  $\bar{E}_{MAX,1}$  e densidade de potência máxima  $\bar{P}_{MAX,1}$  em função das razões de pressão  $r_{pC1}$  e  $r_{pT1}$ .

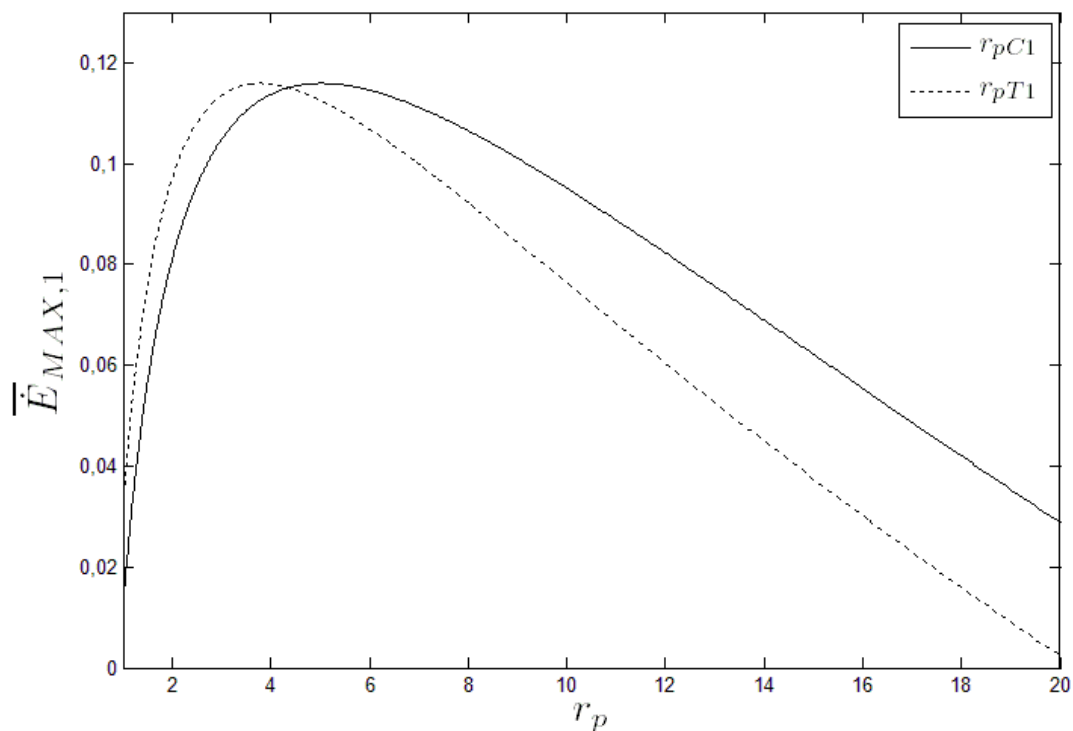


Figura 4.18 – Função ecológica máxima  $\bar{E}_{MAX,1}$  em função da razão de pressão  $r_p$ .

Na Figura 4.18 nota-se um comportamento de  $\bar{E}_{MAX,1}$  similar ao de  $\eta_{MAX}$ , em que seu valor cresce rapidamente até o ponto de máximo e depois passa a decrescer

de maneira quase tão vertiginosa. Os valores ótimos da razão de pressão são ligeiramente superiores aos dos valores ótimos que maximizam a  $\eta_{MAX}$ , com o valor de  $r_{pC1}$  superior ao de  $r_{pT1}$ .

Com razão à Figura 4.19, o valor de  $\bar{P}_{MAX,1}$  cresce rapidamente com  $r_{pT1}$  até atingir o ponto ótimo próximo a cinco, já a influência de  $r_{pC1}$  mostra-se curiosa pelo fato de que o valor de  $\bar{P}_{MAX,1}$  cresce vagarosamente atingindo seu ápice em um valor de  $r_{pC1}$  muito alto e próximo a vinte.

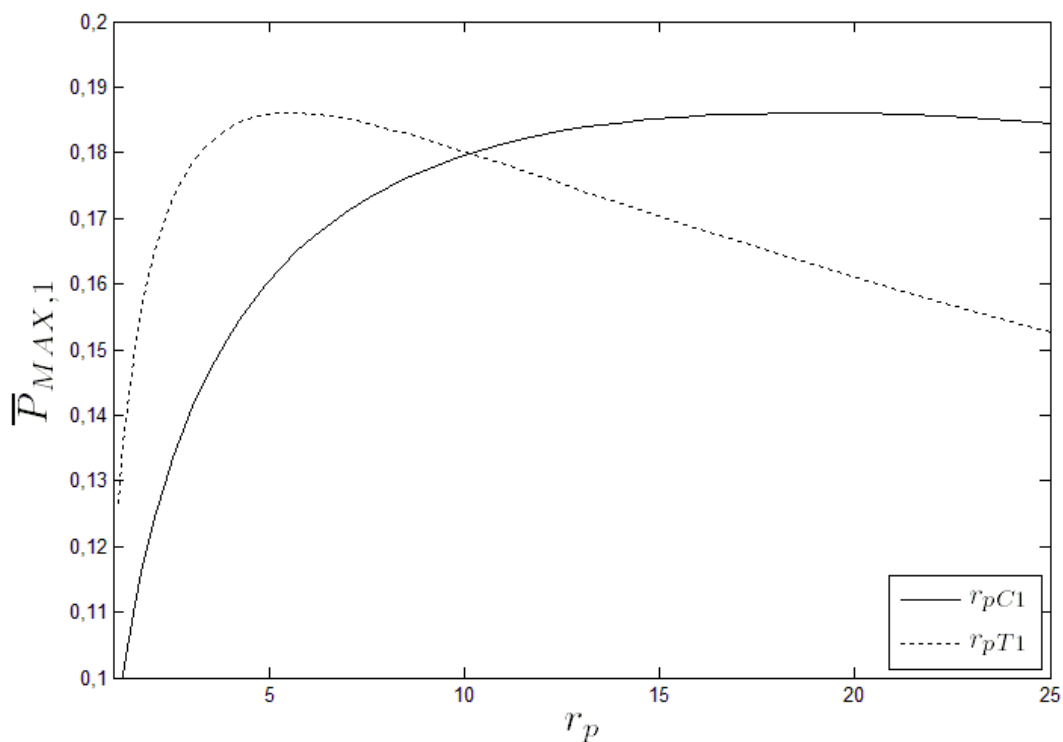


Figura 4.19 – Densidade de potência máxima  $\bar{P}_{MAX,1}$  em função da razão de pressão  $r_p$ .

Portanto, para garantir um melhor desempenho para o ciclo de potência é necessário não somente encontrar valores ótimos para a temperatura do estado 8 e, conseqüentemente, para as outras temperaturas do ciclo, como também a otimização dos valores de  $r_{pC1}$  e  $r_{pT1}$ , que irão aperfeiçoar ainda mais os resultados obtidos.



Quando estas otimizações ocorrerem, como no caso dos resultados que serão apresentados nas próximas seções, será considerado neste trabalho que o ciclo fora otimizado duas vezes, sendo, portanto, então identificado pelo subscrito 2.

#### 4.2.1 Resultados da otimização da potência de saída

A Figura 4.20 mostra a razão entre a potência máxima  $\overline{\dot{W}}_{MAX,2}$  e a efetividade do regenerador  $\varepsilon_R$  para quatro tipos diferentes de ciclo, com o primeiro sendo referente ao um ciclo simples com compressor, regenerador e turbina (CRT), o segundo com um compressor, regenerador e reaquecedor entre duas turbinas (CRTT), o terceiro com inter-resfriador entre dois compressores, regenerador e uma turbina (CCRT), e o último com dois compressores, regenerador e duas turbinas (CCRTT), ou seja, com ambos os processos de reaquecimento e inter-resfriamento.

Os resultados para os ciclos mais simples são obtidos eliminando os processos de inter-resfriamento e reaquecimento através de alteração nos parâmetros construtivos do motor térmico. Com isto, os resultados se tornam os mesmos dos que seriam obtidos caso estes processos não tivessem sido introduzidos na modelagem matemática.

Para eliminar o processo de inter-resfriamento, e também deixar o ciclo operando com apenas um compressor, são utilizados como dados de entrada  $x = 1$ ,  $\rho_{F2} = 1$  e  $N_{F2} = 0$ , enquanto que para a eliminação do processo reaquecimento e do processo de expansão que ocorre na turbina de alta pressão os seguintes valores para os parâmetros são utilizados:  $y = 1$ ,  $\rho_{Q2} = 1$  e  $N_{Q2} = 0$ . A capacidade do modelo em obter resultados para ciclos mais simples está demonstrada no Anexo A.2.

Analisando o gráfico da Figura 4.20 verifica-se que o valor de  $\overline{\dot{W}}_{MAX,2}$  não se altera com a variação da efetividade do regenerador  $\varepsilon_R$ , nem quando o ciclo deixa de possuir um processo de regeneração ( $\varepsilon_R$  igual a zero).

Este comportamento já era esperado devido ao fato de que a adição do processo de regeneração não leva o ciclo a obter uma maior capacidade para a geração de potência, mas sim aproveita a energia dos gases de exaustão para gerar a mesma quantidade de potência com uma menor taxa de transferência de calor

fornecida pelos reservatórios a alta temperatura, característica esta que aumenta consideravelmente a eficiência térmica do sistema.

A alteração nos valores de  $\bar{W}_{MAX,2}$ , ao contrário do que ocorre com a adição do regenerador, é consideravelmente melhorado com a adição do inter-resfriado e do reaquecedor. É visto também que o ciclo CCRTT apresenta o maior valor de  $\bar{W}_{MAX,2}$  enquanto o ciclo CRTT apresenta uma ligeira melhoria na potência com razão ao CCRT.

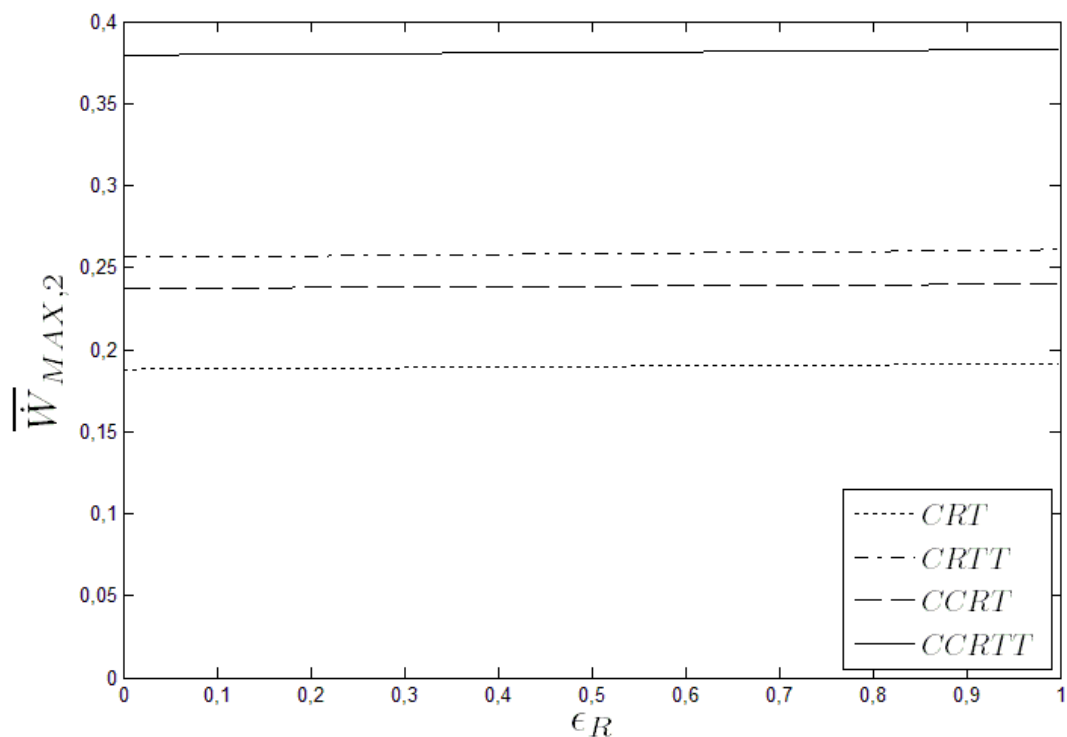


Figura 4.20 – Potência máxima  $\bar{W}_{MAX,2}$  em função da efetividade do regenerador  $\epsilon_R$  para diferentes modificações do ciclo.

A Figura 4.21 apresenta a variação da eficiência térmica  $\eta_{W,2}$  sob condições de potência máxima em função da efetividade do regenerador  $\epsilon_R$ , na qual, ao contrário do valor da potência máxima, varia com a efetividade do regenerador. Seu valor aumenta consideravelmente desde o caso em que não há regenerador até o caso em que o regenerador funciona como um trocador de calor ideal.

Enquanto os maiores valores de potência máxima são obtidos para ciclos com duas turbinas (CRTT e CCRTT), as maiores eficiências quando otimizada a potência são obtidas para os casos em que há dois compressores (CCRT e CCRTT).

O ciclo CCRTT apresenta novamente melhor desempenho com maiores eficiências do que os outros para a maioria dos valores de  $\varepsilon_R$ , exceto quando o regenerador se aproxima do ideal, onde o valor de  $\eta_{W,2}$  para o CCRT ultrapassa o de CCRTT. O CRT apresenta as menores eficiências para valores baixos de  $\varepsilon_R$ , porém é o CRTT que apresenta as menores eficiências para os valores mais altos de  $\varepsilon_R$ .

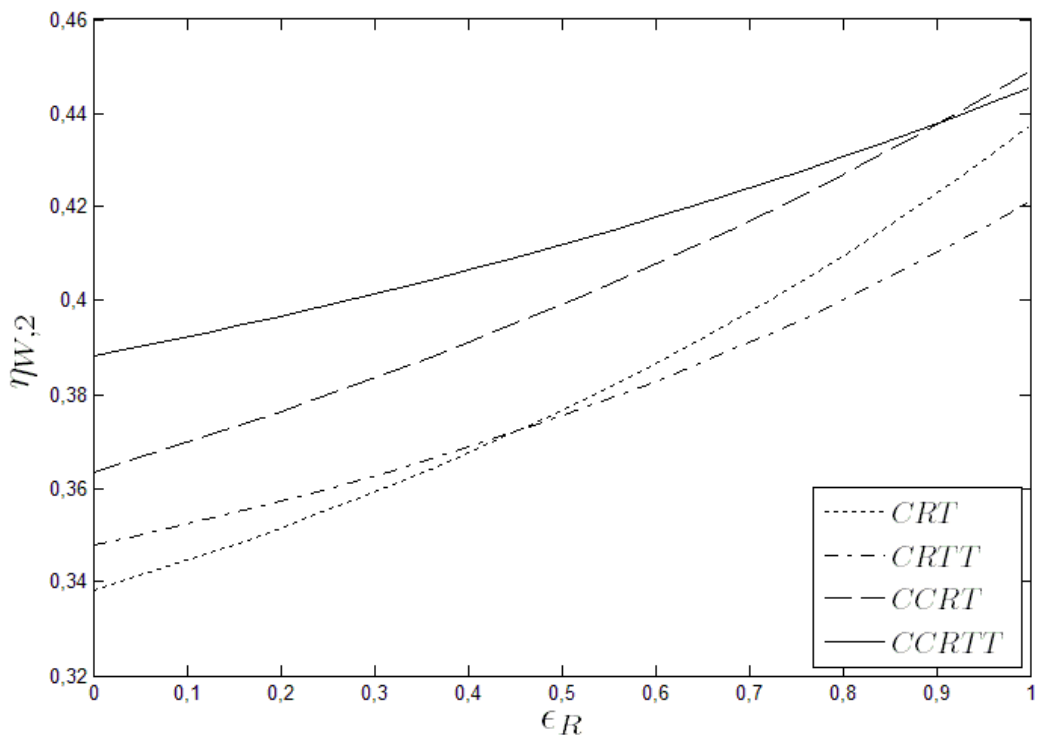


Figura 4.21 – Eficiência térmica  $\eta_{W,2}$  sob condições de potência máxima em função da efetividade do regenerador  $\varepsilon_R$  para diferentes modificações de ciclo.

A Figura 4.22 mostra a razão entre a taxa de geração de entropia  $\bar{S}_{gW,2}$  sob condições de potência máxima em função de  $\varepsilon_R$ . Nota-se que o aumento desta efetividade possui um papel fundamental na redução da taxa de geração de entropia do ciclo, com este valor decrescendo quase que linearmente com o acréscimo de  $\varepsilon_R$ .

O ciclo que apresenta maior valor de  $\bar{S}_{gW,2}$  é o CCRTT seguido pelo CRTT, com os ciclos com apenas uma turbina apresentando os menores valores.

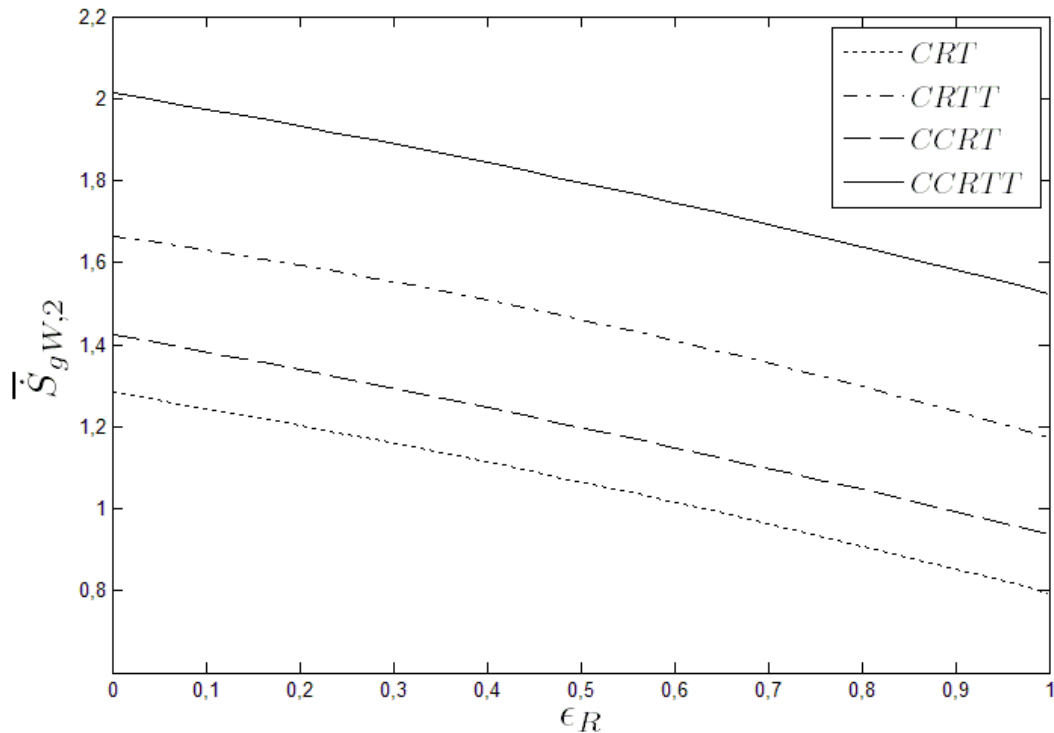


Figura 4.22 – Taxa de geração de entropia  $\bar{S}_{gW,2}$  sob condições de potência máxima em função da efetividade do regenerador  $\epsilon_R$  para diferentes modificações de ciclo.

#### 4.2.2 Resultados da otimização da eficiência térmica/ECOP

A Figura 4.23 apresenta a potência  $\bar{W}_{\eta,2}$  sob condições de eficiência máxima em função da efetividade do regenerador para diferentes modificações de ciclo. Nota-se um aumento inicial da potência quando a efetividade cresce até um valor próximo a meio, atingindo um ponto máximo para  $\bar{W}_{\eta,2}$ , e decresce até um valor menor do que o valor de  $\bar{W}_{\eta,2}$  quando não há regeneração.

O ciclo CCRTT apresenta os maiores valores de potência seguidos pelos ciclos CRTT e CCRT, respectivamente, sendo que a diferença entre os valores destes dois últimos mostra-se muito pequena, tornando-se quase imperceptível para valores de  $\epsilon_R$  próximos a um.

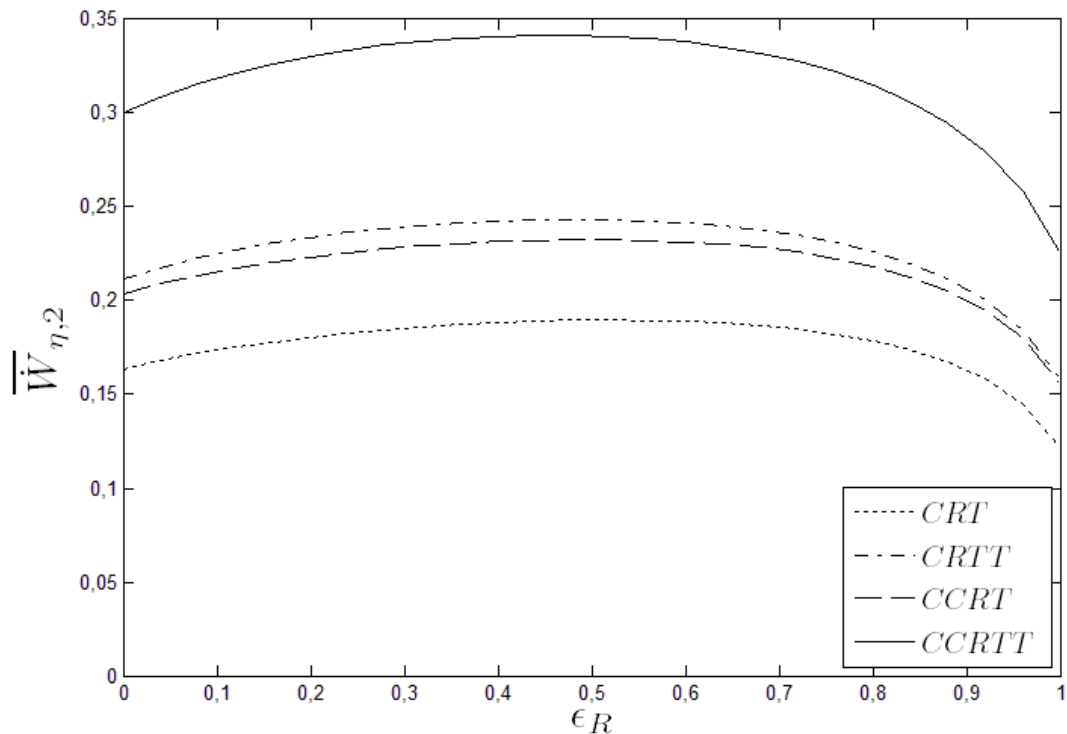


Figura 4.23 – Potência  $\overline{W}_{\eta,2}$  sob condições de eficiência térmica máxima em função da efetividade do regenerador  $\epsilon_R$  para diferentes modificações do ciclo.

A Figura 4.24 exibe a razão entre eficiência máxima  $\eta_{MAX,2}$  e efetividade do regenerador  $\epsilon_R$  para diferentes modificações de ciclo. O valor de  $\eta_{MAX,2}$  decresce ligeiramente para pequenos valores de  $\epsilon_R$  para depois crescer de maneira acelerada até o seu valor máximo, quando o regenerador apresenta efetividade igual a um. Este fato mostra a capacidade do processo de regeneração em aumentar a eficiência do ciclo.

A modificação do ciclo com processos de expansão e compressão de dois estágios também se mostra muito eficaz em aumentar a eficiência térmica do ciclo.

O ciclo CCRTT é o que apresenta os maiores valores, seguido pelo CCRT e depois pelo CRTT, indicando que a adição de um compressor com inter-resfriamento é mais benéfica para o valor da eficiência que a adição de mais uma turbina com reaquecimento. A eficiência para CRT se torna cada vez mais próxima da CRTT à medida que  $\epsilon_R$  aumenta, e a ultrapassa quando  $\epsilon_R$  chega a um.

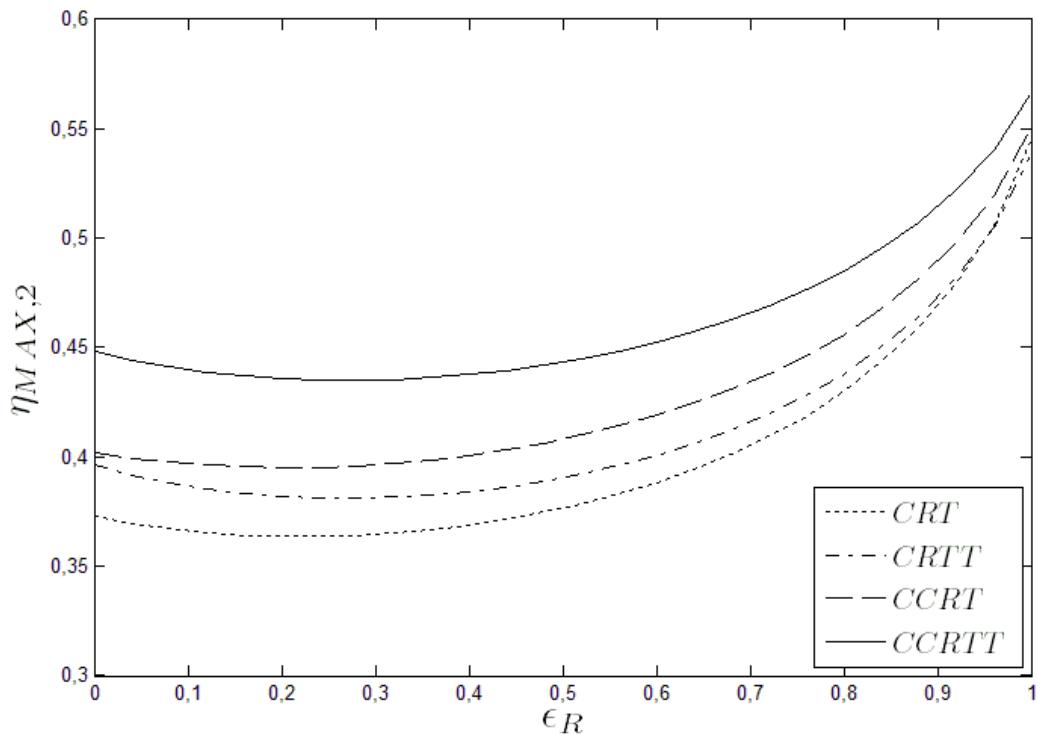


Figura 4.24 – Eficiência térmica máxima  $\eta_{MAX,2}$  em função da efetividade do regenerador  $\epsilon_R$  para diferentes modificações do ciclo.

A razão entre taxa de geração de entropia  $\bar{S}_{g\eta,2}$  sob condições de eficiência máxima e a efetividade do regenerador  $\epsilon_R$  é mostrada na Figura 4.25, onde pode ser visto os benefícios do processo de regeneração.

O valor de  $\bar{S}_{g\eta,2}$  começa crescendo para baixos valores de  $\epsilon_R$  para depois apresentar um declínio acelerado após valores de  $\epsilon_R$  maiores que 0,4. O valor mínimo é atingido quando o regenerador possui um comportamento ideal.

Os menores valores da taxa de geração de entropia são verificados para os ciclos CRT e CCRT com uma pequena superioridade deste último. O ciclo CCRTT é o que apresenta os maiores valores de  $\bar{S}_{g\eta,2}$  seguido pelo ciclo CRTT, cujos valores apresentados são um pouco inferiores. À medida que os valores de  $\epsilon_R$  se aproximam da unidade a taxa de geração de entropia de todos os ciclos se tornam mais próximas.

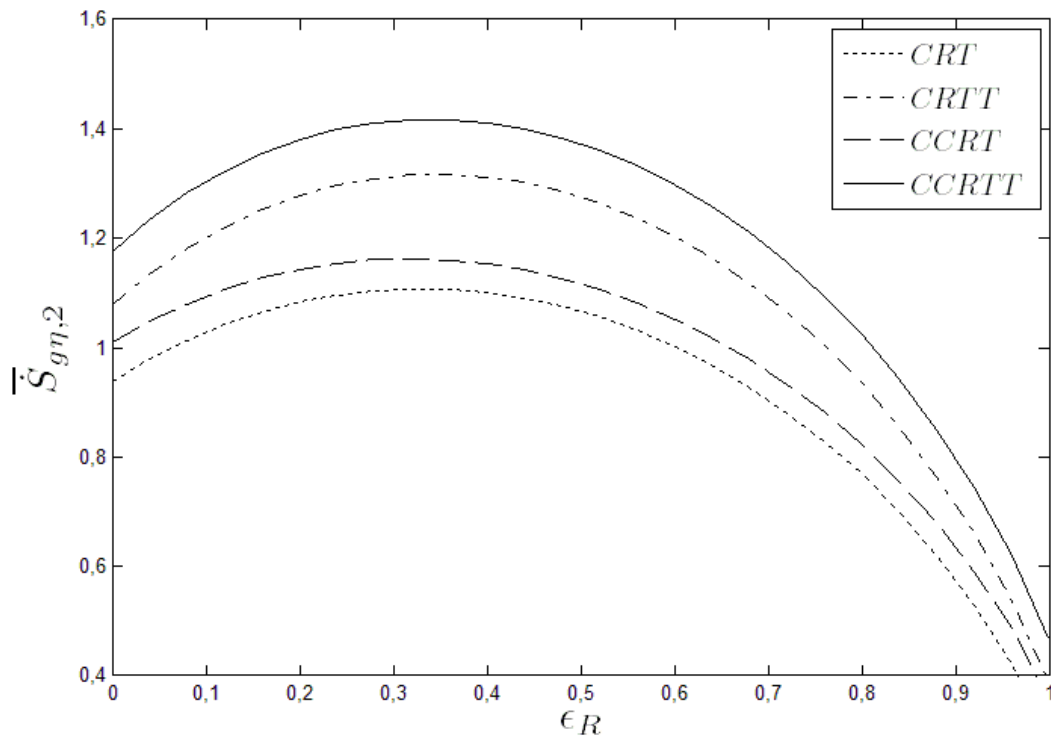


Figura 4.25 – Taxa de geração de entropia  $\bar{S}_{g\eta,2}$  sob condições de eficiência térmica máxima em função da efetividade do regenerador  $\epsilon_R$  para diferentes modificações do ciclo.

É visto que a utilização do ciclo CCRT possui vantagem sobre o ciclo CRTT quando analisados os resultados para a eficiência térmica e taxa de geração de entropia. Isto ocorre tanto para a otimização da eficiência térmica quanto para a otimização da potência de saída.

Entretanto, o CRTT apresenta a vantagem de fornecer uma potência de saída maior do que a fornecida por CCRT, apesar desta vantagem mostrar-se pequena.

Porém, quando o objetivo é a melhoria no desempenho do ciclo, o CCRTT foi o que apresentou as maiores potências e eficiências, apesar da maior taxa de geração de entropia, quando comparado aos outros ciclos.

#### 4.2.3 Resultados da otimização da função ecológica

Na Figura 4.26 pode ser visto o comportamento da potência  $\bar{W}_{E,2}$  sob condições de função ecológica máxima em função da efetividade do regenerador.

Observa-se um ligeiro aumento no valor de  $\overline{W}_{E,2}$  a partir de  $\varepsilon_R$  igual a zero até  $\varepsilon_R$  próximo a 0,5.

Depois a potência ótima passa a decrescer até o valor de  $\varepsilon_R$  igual a um, onde alcança um valor praticamente igual ao da potência quando não há regeneração.

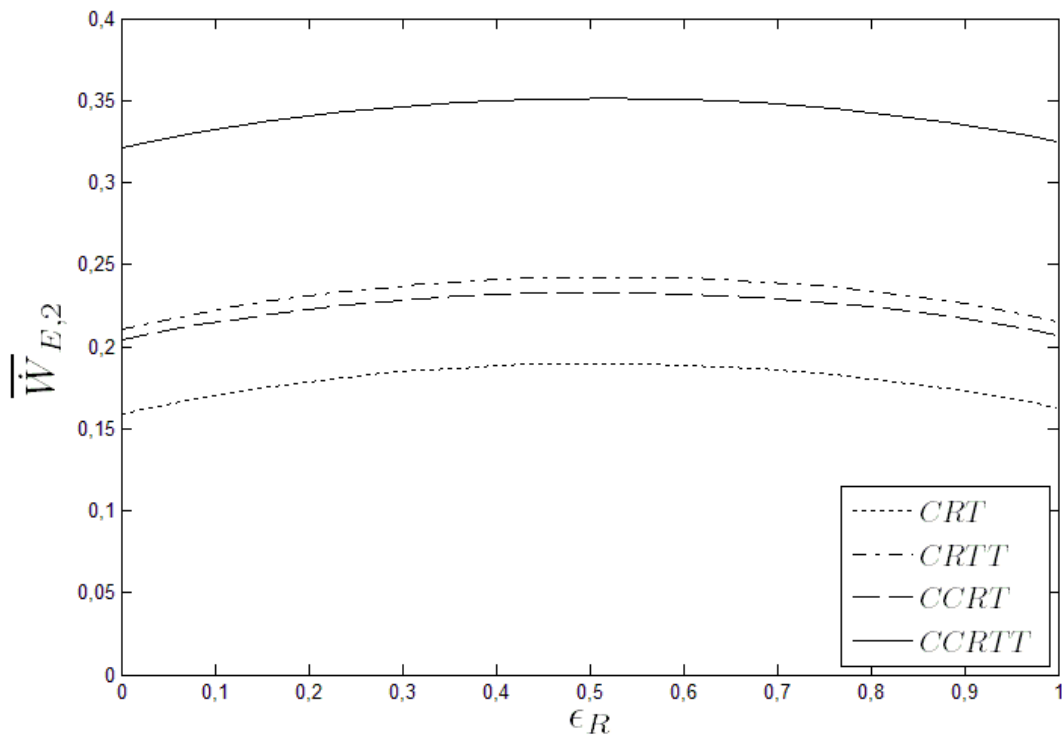


Figura 4.26 – Potência  $\overline{W}_{E,2}$  sob condições de função ecológica máxima em função da efetividade do regenerador  $\varepsilon_R$  para diferentes modificações do ciclo.

Os ciclos CCRT e CRTT possuem pouca diferença entre si para os valores de  $\overline{W}_{E,2}$ , com o ciclo CRTT apresentando uma ligeira vantagem sobre a potência fornecida pelo CCRT. Mas a combinação com dois compressores e duas turbinas do ciclo CCRTT mostra claramente o benefício da adição de mais estágios nestes processos.

Isto, pois o aumento na potência de saída, provocado pela combinação destas duas modificações, é muito superior ao aumento causado quando adicionado apenas o processo de inter-resfriamento no ciclo simples. O mesmo pode ser dito quando é apenas o processo de reaquecimento que é acrescentado.



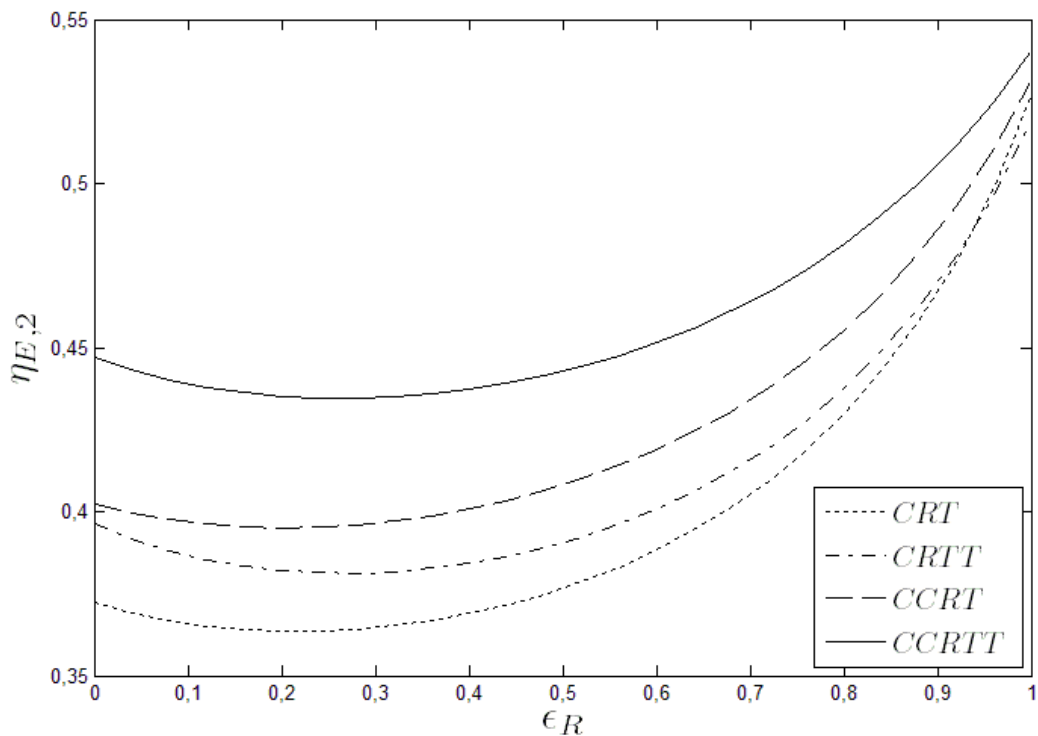


Figura 4.27 – Eficiência térmica  $\eta_{E,2}$  sob condições de função ecológica máxima em função da efetividade do regenerador  $\epsilon_R$  para diferentes modificações de ciclo.

A Figura 4.27 mostra a razão entre a eficiência térmica  $\eta_{E,2}$  sob condições de função ecológica máxima em função da efetividade do regenerador  $\epsilon_R$ . Verifica-se que a eficiência térmica tem um pequeno decréscimo para baixos valores de  $\epsilon_R$  para depois aumentar rapidamente para valores de  $\epsilon_R$  mais altos.

O ciclo CCRTT apresenta os maiores valores de  $\eta_{E,2}$  seguidos pelos ciclos CCRT, CRTT e CRT, respectivamente. Quando  $\epsilon_R$  está próximo da unidade, os valores para CRT ultrapassam os de CRTT da mesma maneira que ocorre para as otimizações da potência (Figura 4.21) e da eficiência (Figura 4.24).

A Figura 4.28 apresenta a razão entre a taxa de geração de entropia  $\bar{S}_{gE,2}$  sob condições de função ecológica máxima e a efetividade do regenerador  $\epsilon_R$ . O valor de  $\bar{S}_{gE,2}$  para pequenos valores de  $\epsilon_R$  é visto como sendo maior que para os ciclos sem regeneração.

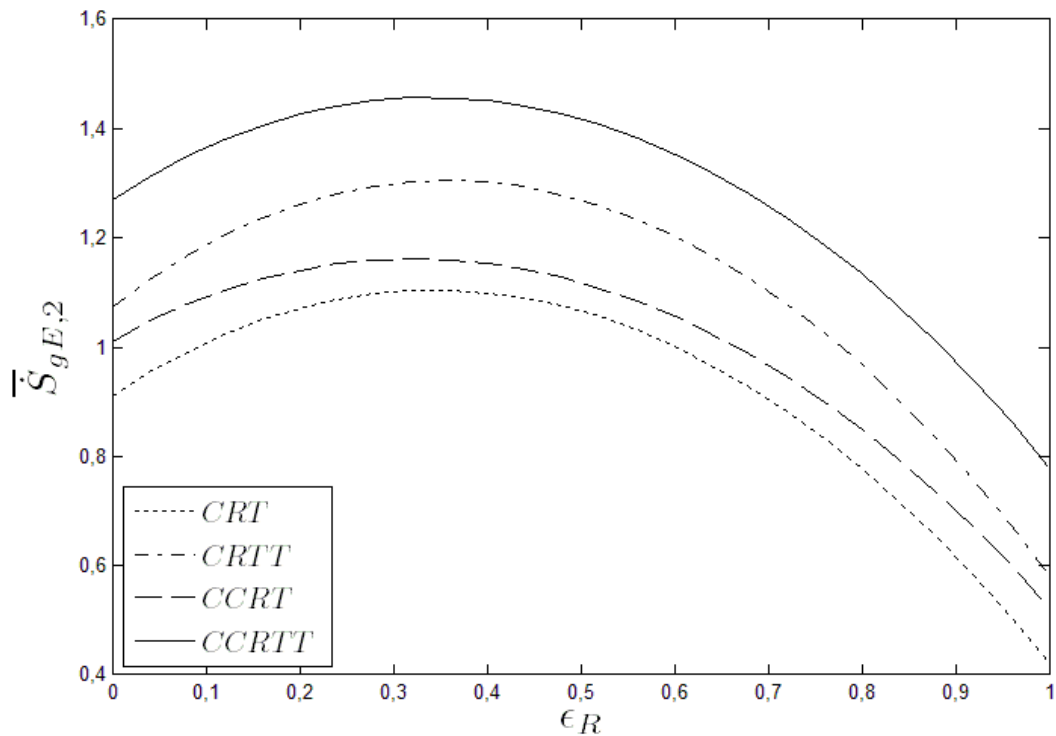


Figura 4.28 – Taxa de geração de entropia  $\bar{S}_{gE,2}$  sob condições de função ecológica máxima em função da efetividade do regenerador  $\epsilon_R$  para diferentes modificações do ciclo.

Já para maiores valores de  $\epsilon_R$ , o valor de  $\bar{S}_{gE,2}$  se torna significativamente menor que o de  $\bar{S}_{gE,2}$  com  $\epsilon_R$  igual a zero. Isto ocorre quando a efetividade do trocador é maior que cerca de 0,7, o que mostra que para, este quesito do ciclo, é vantajoso a adição do processo de regeneração apenas para valores altos de efetividade.

Os maiores valores de  $\bar{S}_{gE,2}$  são apresentados pelo ciclo CCRTT seguidos respectivamente por CRTT e CCRT. Novamente é visto que o ciclo CCRT, quando comparado ao CRTT, apresenta eficiências ótimas maiores, junto a taxas de geração de entropia menores e próximas às apresentadas pelo ciclo CRT. Já o CRTT apresenta uma ligeira vantagem sobre o CCRT quando analisado os valores de potência obtidos.

É também observado que tanto para a otimização da função ecológica quanto para as otimizações da potência de saída e da eficiência térmica, a efetividade do

regenerador  $\varepsilon_R$  possui um papel fundamental em melhorar os resultados para a eficiência e para a taxa de geração de entropia do ciclo. Os valores  $\varepsilon_R$  não apresentaram uma influência significativa apenas quando analisado as potências de saída ótimas.

#### 4.2.4 Resultados da otimização da densidade de potência

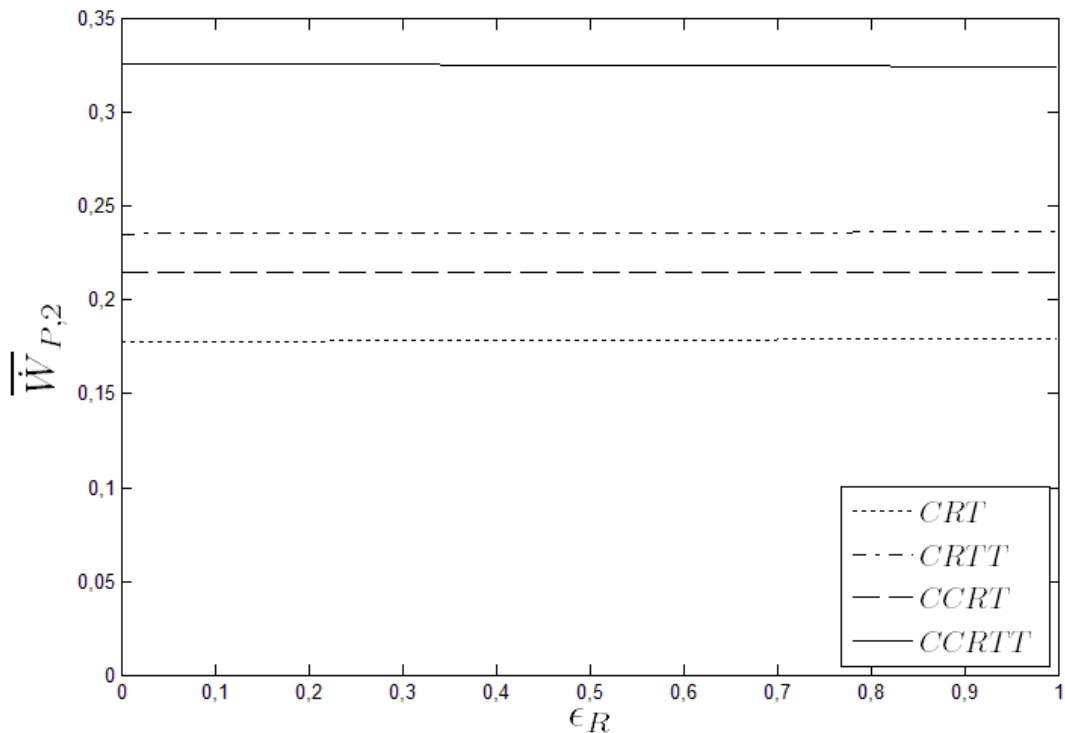


Figura 4.29 – Potência adimensional sob condições de densidade de potência máxima  $\overline{W}_{P,2}$  em função da efetividade do regenerador  $\varepsilon_R$  para diferentes modificações de ciclo.

Na Figura 4.29 é mostrada a razão entre a potência  $\overline{W}_{P,2}$  sob condições de densidade de potência máxima em função da efetividade do regenerador  $\varepsilon_R$ . Pode ser visto que, assim como ocorre com a potência máxima na Figura 4.20, o valor de  $\varepsilon_R$  não possui influência visível no valor da potência ótima deste critério

Os maiores valores de potência ótima são obtidos respectivamente pelos ciclos CCRTT, CRTT, seguido de perto pelo ciclo CCRT e por último pelo ciclo CRT. Como

para as outras otimizações, o ciclo CRTT possui maiores potências de saída que o ciclo CCRT, com esta vantagem sendo maior que para as otimizações da eficiência e função ecológica e parecida com a apresentada pela otimização da potência.

O comportamento da eficiência térmica  $\eta_{P,2}$  sob condições de densidade de potência máxima em função da efetividade do regenerador  $\epsilon_R$  é visto na Figura 4.30 para diferentes ciclos.

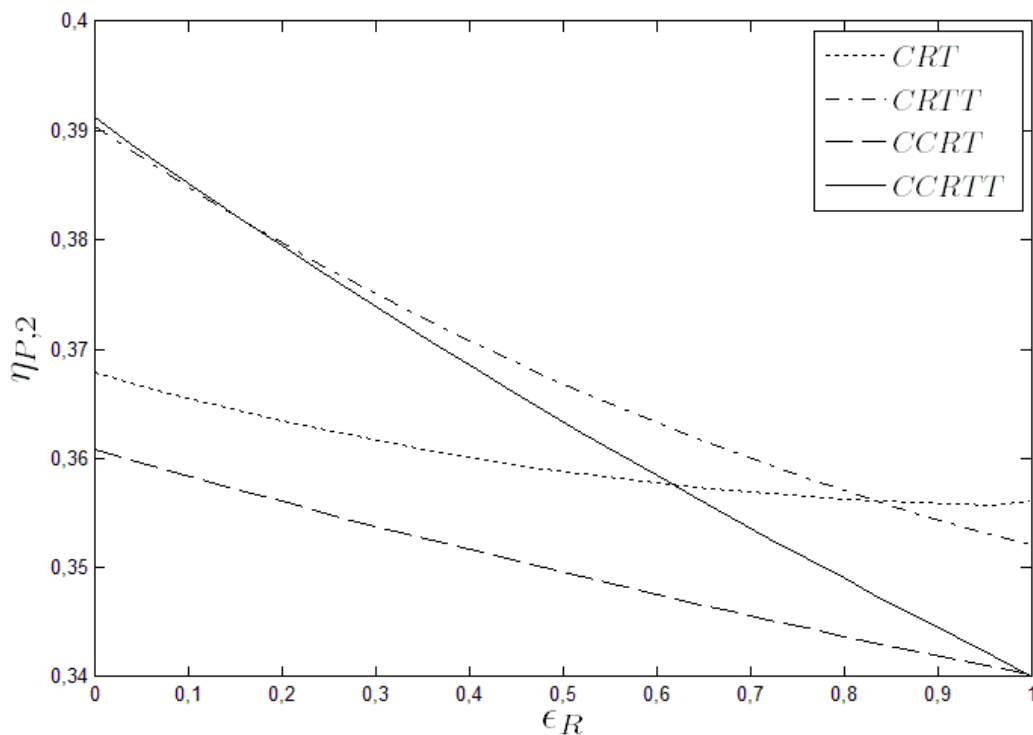


Figura 4.30 – Eficiência térmica  $\eta_{P,2}$  sob condições de densidade de potência máxima em função da efetividade do regenerador  $\epsilon_R$  para diferentes modificações do ciclo.

O efeito de  $\epsilon_R$  na eficiência ótima ocorre no sentido de diminuí-la, ao contrário do apresentado pelas outras otimizações. Para o caso do ciclo CRT este decréscimo na eficiência não é tão grande quanto para os outros ciclos.

As maiores eficiências são apresentadas pelo ciclo CRTT seguido pelo ciclo CCRTT, porém os valores de ambos são ultrapassados pelo ciclo CRT para valores de  $\epsilon_R$  próximos a um.

As menores eficiências são vistas para o ciclo CCRT, mostrando um resultado diferente de todas outras otimizações, em que este ciclo sempre apresentava

maiores valores para as eficiências do que o CRTT. Ambas as eficiências para os ciclos CCRTT e CCRT se tornam iguais quando  $\varepsilon_R$  é igual a um.

A Figura 4.31 apresenta o comportamento da taxa de geração de entropia  $\bar{S}_{gP,2}$  sob condições de densidade de potência máxima em função da efetividade do regenerador  $\varepsilon_R$ . Nota-se que a efetividade possui uma influência negativa, aumentando o valor de  $\bar{S}_{gP,2}$  à medida que seu valor se eleva, porém, para o caso do ciclo CRT, o valor de  $\varepsilon_R$  não tem tanta influência no valor de  $\bar{S}_{gP,2}$ .

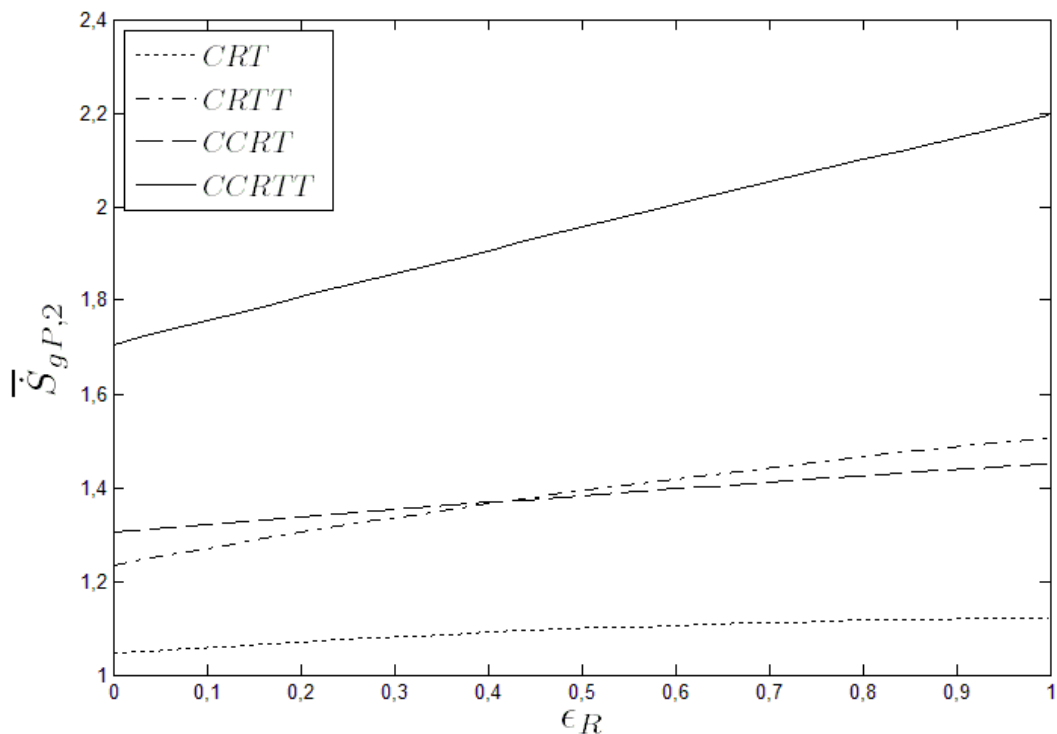


Figura 4.31 – Taxa de geração de entropia  $\bar{S}_{gP,2}$  sob condições de densidade de potência máxima em função da efetividade do regenerador  $\varepsilon_R$  para diferentes modificações de ciclo.

O maior valor para a taxa de geração de entropia é referente ao ciclo CCRTT, seguida pelo ciclo CCRT para valores baixos de  $\varepsilon_R$  e para o caso de valores altos de  $\varepsilon_R$  o ciclo CRTT é o que apresenta o segundo maior valor.

Neste ponto percebe-se que a otimização da densidade de potência apresenta melhores resultados quando  $\varepsilon_R$  igual a zero, ou seja, é mais recomendado a

otimização da densidade de potência quando os ciclos não possuem processo de regeneração.

#### 4.2.5 Comparação entre os critérios de otimização

Para a construção dos gráficos desta seção considera-se que os números de unidades de transferência de todos os trocadores de calor sejam iguais, ou seja,  $N = N_{Q1} = N_{Q2} = N_{F1} = N_{F2} = N_R$ .

Na Figura 4.32 está representada a variação da razão  $\bar{W}_{\eta,2}/\bar{W}_{MAX,2}$  em função da variação da razão  $T_Q/T_F$ . Verifica-se que os valores de  $\bar{W}_{\eta,2}$  apresentam uma variação entre 86% a 76% do valor de  $\bar{W}_{MAX,2}$ .

Isto significa que ao se trabalhar com a eficiência máxima que o ciclo pode apresentar uma considerável perda na potência ocorre, característica esta vista como a grande desvantagem desta otimização.

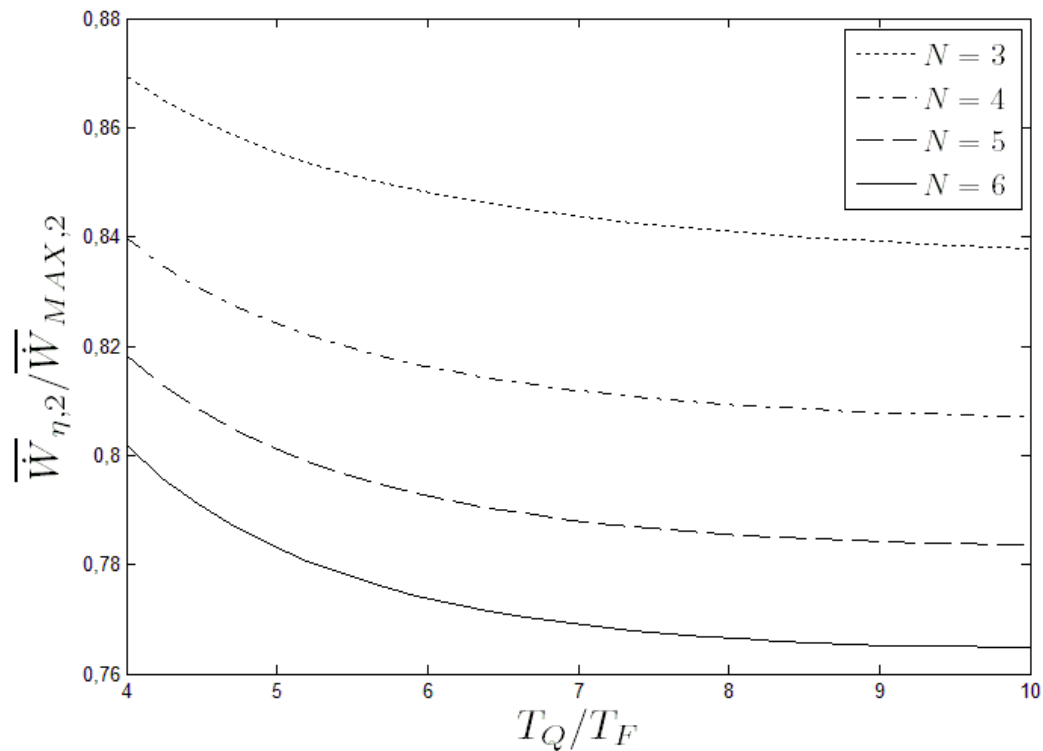


Figura 4.32 – Razão  $\bar{W}_{\eta,2}/\bar{W}_{MAX,2}$  em função da razão  $T_Q/T_F$  para diferentes números de unidades de transferência  $N$ .

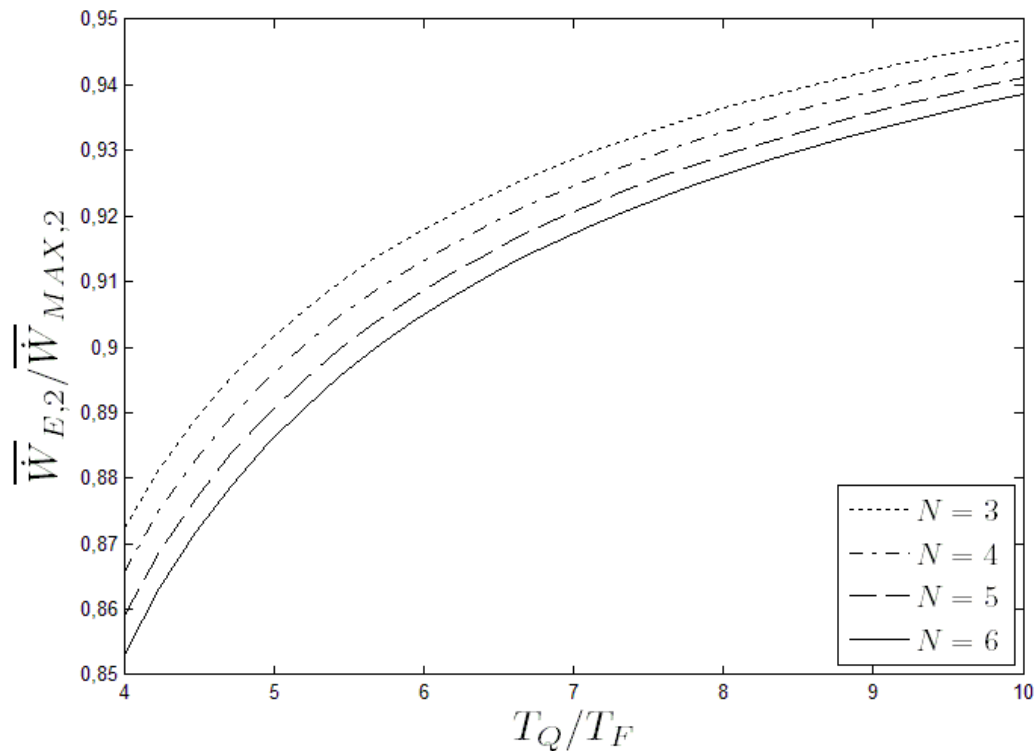


Figura 4.33 – Razão  $\bar{W}_{E,2}/\bar{W}_{MAX,2}$  em função da razão  $T_Q/T_F$  para diferentes números de unidades de transferência  $N$ .

Esta razão entre potências diminui na medida em que  $T_Q/T_F$  e  $N$  aumentam, fazendo com que os valores das potências se distanciem, porém esta influência em diminuir a razão  $\bar{W}_{\eta,2}/\bar{W}_{MAX,2}$  é menor ao passo em  $T_Q/T_F$  e  $N$  se tornam maiores.

Na Figura 4.33 está representada a variação da razão  $\bar{W}_{E,2}/\bar{W}_{MAX,2}$  em função da variação da razão  $T_Q/T_F$ . Nota-se que o aumento de  $T_Q/T_F$  leva a um acréscimo no valor de  $\bar{W}_{E,2}/\bar{W}_{MAX,2}$  e com uma influência muito mais significativa no valor da razão do que a apresentada na Figura 4.32.

A semelhança com o gráfico anterior reside no fato de que em ambos o aumento de  $N$  faz com que a razão diminua, porém com uma influência menor em  $\bar{W}_{E,2}/\bar{W}_{MAX,2}$  do que em  $\bar{W}_{\eta,2}/\bar{W}_{MAX,2}$ . O gráfico também indica que o valor de  $\bar{W}_{E,2}$  é muito mais próximo de  $\bar{W}_{MAX,2}$  do que o valor de  $\bar{W}_{\eta,2}$ , já que a potência otimizada pela função ecológica varia entre 85% a 95% da potência máxima.

Este valor de  $\bar{W}_{E,2}$  maior que  $\bar{W}_{\eta,2}$  satisfaz uma das duas condições para que o ponto de operação ótimo esteja situado dentro da faixa ótima, a qual reside entre o ponto de potência máxima e eficiência máxima.

Na Figura 4.34 está representada a razão  $\bar{W}_{P,2}/\bar{W}_{MAX,2}$  em função da variação da razão  $T_Q/T_F$ . Nesse caso nota-se que tanto o aumento da razão  $T_Q/T_F$  quanto do valor de  $N$  leva a uma diminuição na razão  $\bar{W}_{P,2}/\bar{W}_{MAX,2}$ .

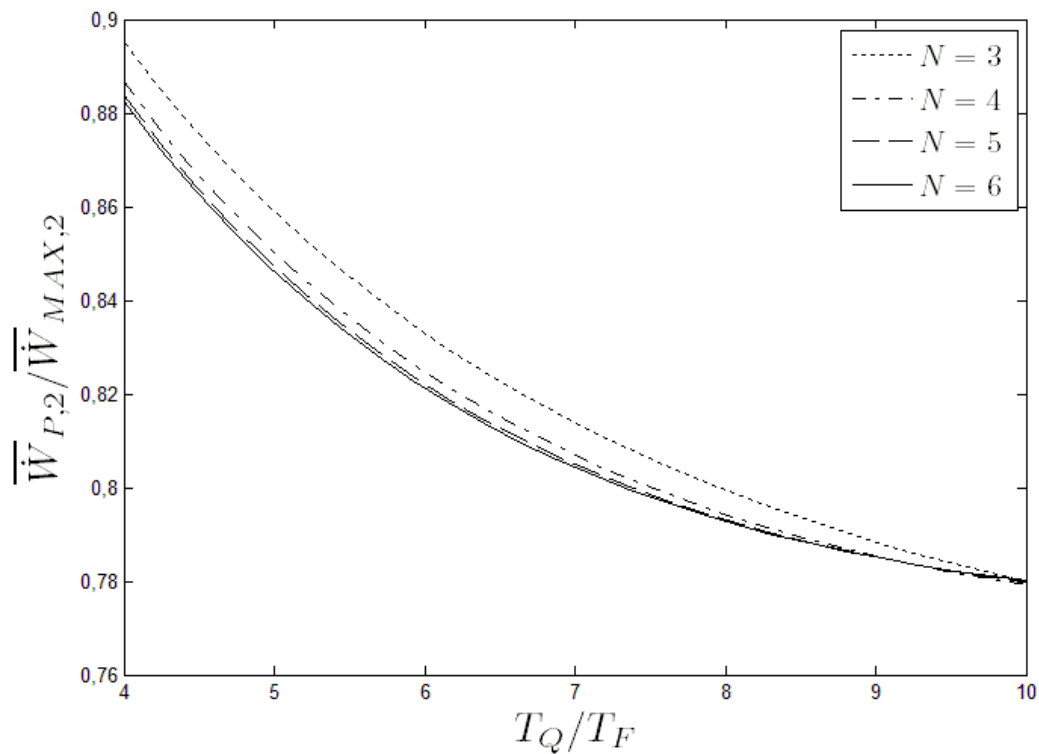


Figura 4.34 – Razão  $\bar{W}_{P,2}/\bar{W}_{MAX,2}$  em função da razão  $T_Q/T_F$  para diferentes números de unidades de transferência  $N$ .

Porém, nesse caso, a razão  $T_Q/T_F$  possui muito mais influência no valor da razão entre potências do que o valor de  $N$ . Isto é observado, pois o valor de  $N$  se torna cada vez menos influente no valor da razão na medida em que aumenta, sendo que o valor da razão com  $N$  igual a 5 é muito próximo da razão com  $N$  igual a 6.



A razão  $\bar{W}_{P,2}/\bar{W}_{MAX,2}$  variou desde valores superiores a 0,88, para baixos valores da razão  $T_Q/T_F$ , para um ponto onde todas as quatro curvas apresentam praticamente o mesmo valor de 0,78, quando a razão  $T_Q/T_F$  é igual a 10.

Os valores de  $\bar{W}_{P,2}/\bar{W}_{MAX,2}$  mostraram-se maiores que os de  $\bar{W}_{\eta,2}/\bar{W}_{MAX,2}$  quando os valores de  $N$  são altos. Porém, a otimização da densidade de potência não cumpre a condição de que sua potência deva ser maior que  $\bar{W}_{\eta,2}$  quando os valores de  $N$  são baixos. Portanto, para estes casos, os pontos de operação encontram-se fora da faixa ótima.

Esta característica de baixa potência de saída deixa em desvantagem a otimização da densidade de potência, já que a utilização dos outros critérios de otimização levaram a valores maiores para a potência ótima.

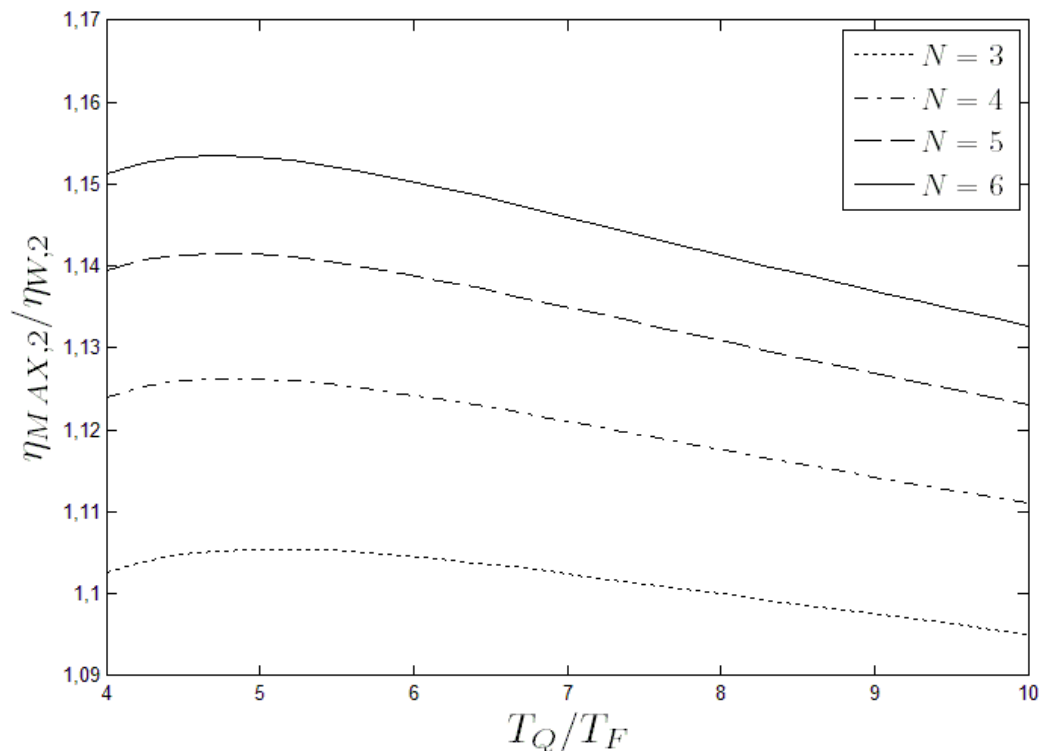


Figura 4.35 – Razão  $\eta_{MAX,2}/\eta_{W,2}$  em função da razão  $T_Q/T_F$  para diferentes números de unidades de transferência  $N$ .

Analisando a razão  $\eta_{MAX,2}/\eta_{W,2}$  em função da razão  $T_Q/T_F$  na Figura 4.35, nota-se que  $\eta_{MAX,2}$  apresenta valores de 10% a 15% maiores que os de  $\eta_{W,2}$ . O

aumento da razão  $T_Q/T_F$  produz um aumento inicial da razão  $\eta_{MAX,2}/\eta_{W,2}$  para depois fazê-la decrescer ligeiramente.

Já a variação de  $N$  leva a uma mudança maior que a variação de  $T_Q/T_F$ , com o aumento em  $N$  levando a  $\eta_{MAX,2}$  a chegar a valores de 115% dos de  $\eta_{W,2}$ . Estes altos valores de eficiência são uns dos principais benefícios trazidos pela maximização da eficiência térmica do ciclo.

A segunda condição para verificar se a otimização leva a um ponto de operação dentro da faixa ótima, é a eficiência do ciclo otimizado ser maior que a eficiência térmica do ciclo operando sob condições de potência máxima.

Para verificar esta condição observa-se o comportamento da Figura 4.36, onde é mostrada a variação de  $\eta_{E,2}/\eta_{W,2}$  em função da razão  $T_Q/T_F$ . Nota-se que esta condição se satisfaz já que a razão é sempre maior que a unidade, encontrando-se dentro da faixa de 1,07 e 1,15.

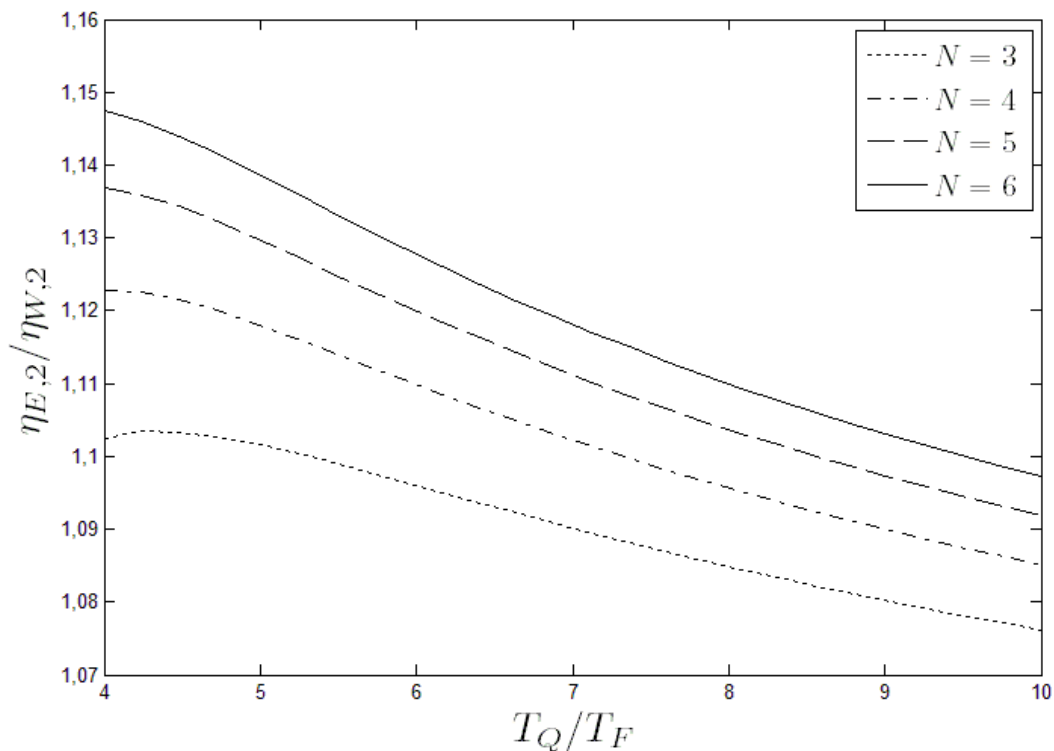


Figura 4.36 – Razão  $\eta_{E,2}/\eta_{W,2}$  em função da razão  $T_Q/T_F$  para diferentes números de unidades de transferência  $N$ .

O aumento da razão  $T_Q/T_F$  leva a uma menor diferença entre os valores das duas eficiências a um passo maior do que o apresentado na Figura 4.35, mas o aumento de  $N$  faz com que o valor da razão entre as eficiências aumente.

Neste momento já se torna claro as vantagens trazidas pela otimização da função ecológica, pois, além de apresentar potências mais próximas à máxima, também leva a valores de eficiências térmicas quase tão grandes quanto às alcançadas pela maximização da eficiência.

A Figura 4.37 mostra o comportamento da razão  $\eta_{P,2}/\eta_{W,2}$  em função da razão  $T_Q/T_F$ , onde fica claro que a otimização da densidade de potência não satisfaz a segunda condição para a faixa ótima.

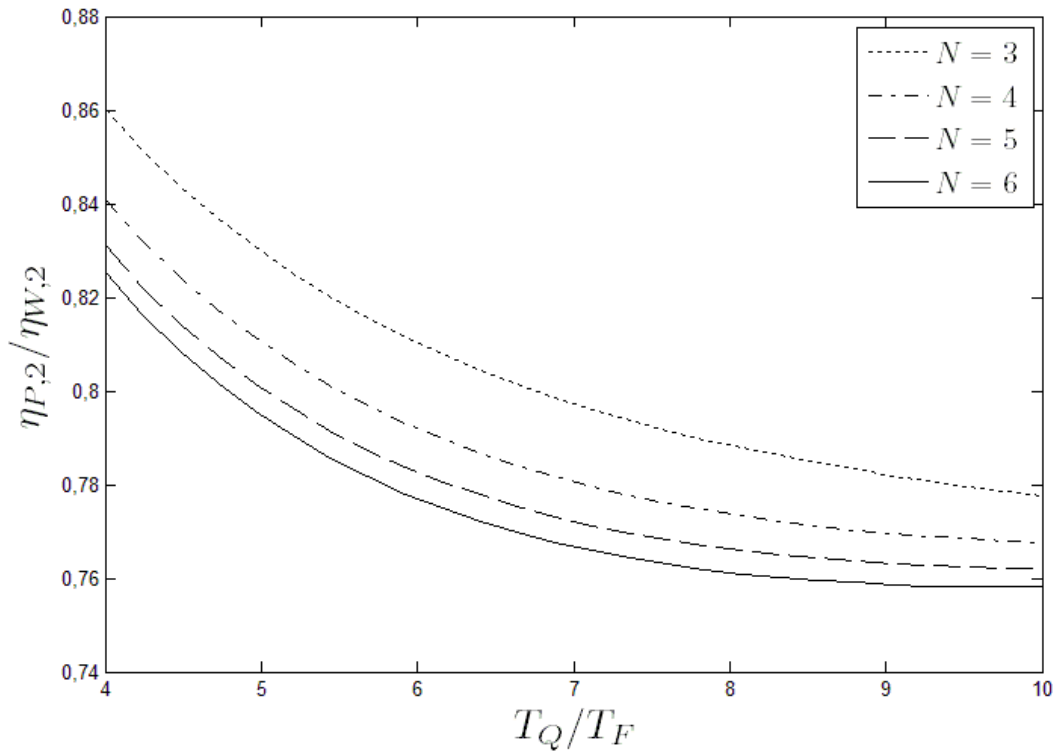


Figura 4.37 – Razão  $\eta_{P,2}/\eta_{W,2}$  em função da razão  $T_Q/T_F$  para diferentes números de unidades de transferência  $N$ .

Isto ocorre, pois a razão  $\eta_{P,2}/\eta_{W,2}$  não apresenta nenhum valor maior que a unidade. Este fato indica que, quando analisado a eficiência térmica do ciclo, até a maximização da potência, que tem como característica obter os maiores valores de potência ao custo de uma substancial perda na eficiência, apresenta valores maiores do que os obtidos pela otimização da densidade de potência.

Portanto, com relação a estes aspectos do desempenho do ciclo, este tipo de otimização não apresenta nenhuma vantagem quando comparada a otimização dos outros critérios estudados, os quais, por sua vez, se tornam mais recomendados. Tanto o aumento da razão  $T_Q/T_F$  quanto o aumento de  $N$  faz com que o valor de  $\eta_{P,2}$  se torne ainda mais distante de  $\eta_{W,2}$ . Isto torna ainda mais evidente a inviabilidade do uso do critério da densidade de potência como opção para a otimização do ciclo. A faixa de valores da razão  $\eta_{P,2}/\eta_{W,2}$  encontra-se entre 0,86 e 0,76.

A variação da razão  $\bar{S}_{g\eta,2}/\bar{S}_{gW,2}$  em função da variação da razão  $T_Q/T_F$  para diferentes números de unidades de transferência  $N$  é vista na Figura 4.38. É observado que a otimização da eficiência leva a uma geração de entropia bem menor do que a apresentada pela otimização da potência.

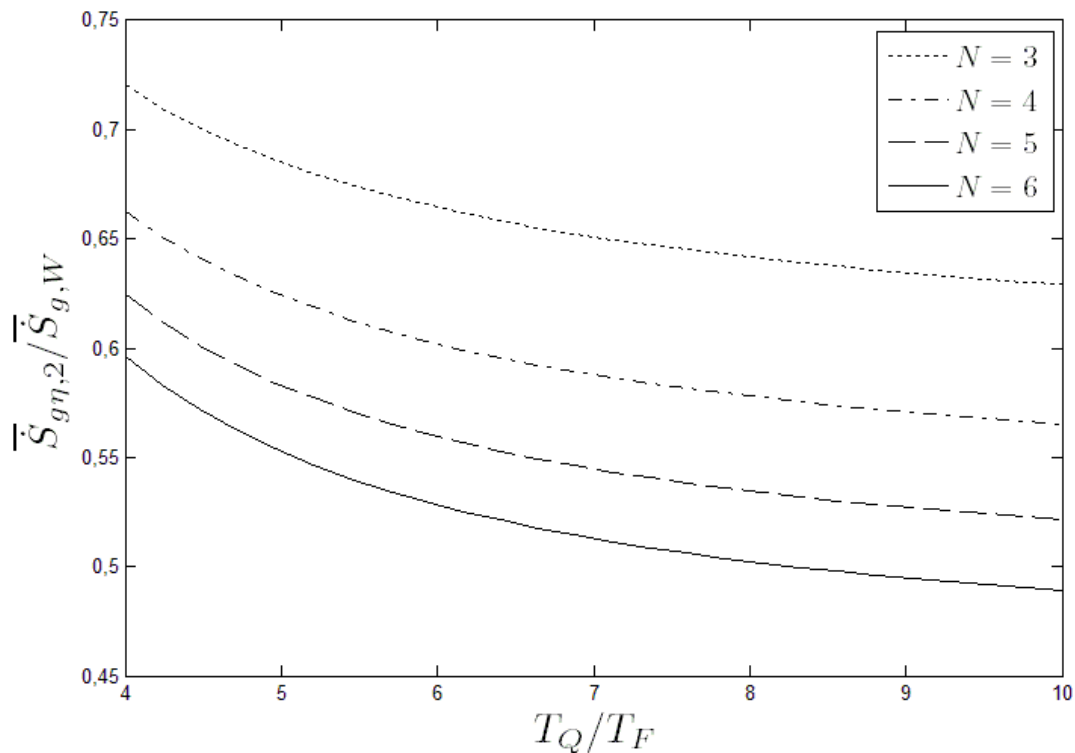


Figura 4.38 – Razão entre  $\bar{S}_{g\eta,2}$  e  $\bar{S}_{gW,2}$  em função da razão  $T_Q/T_F$  para diferentes números de unidades de transferência  $N$ .

O aumento da razão  $T_Q/T_F$  e de  $N$  levam a uma considerável queda da razão em  $\bar{S}_{g\eta,2}/\bar{S}_{gW,2}$ . Para valores altos destes parâmetros  $\bar{S}_{g\eta,2}$  mostra-se apenas 50% do valor  $\bar{S}_{gW,2}$ , sendo que mesmo para valores baixos a razão ainda não chega a 75%.

Estes baixos valores de geração de entropia, junto a obtenção da eficiência máxima que o ciclo pode alcançar, uma das principais vantagens em se utilizar este critério como objetivo de otimização

Na Figura 4.39, que mostra o comportamento da razão  $\bar{S}_{gE,2}/\bar{S}_{gW,2}$  em função da variação da razão  $T_Q/T_F$ , o aumento de  $N$  também leva a maiores valores para a razão das taxas de geração de entropia.

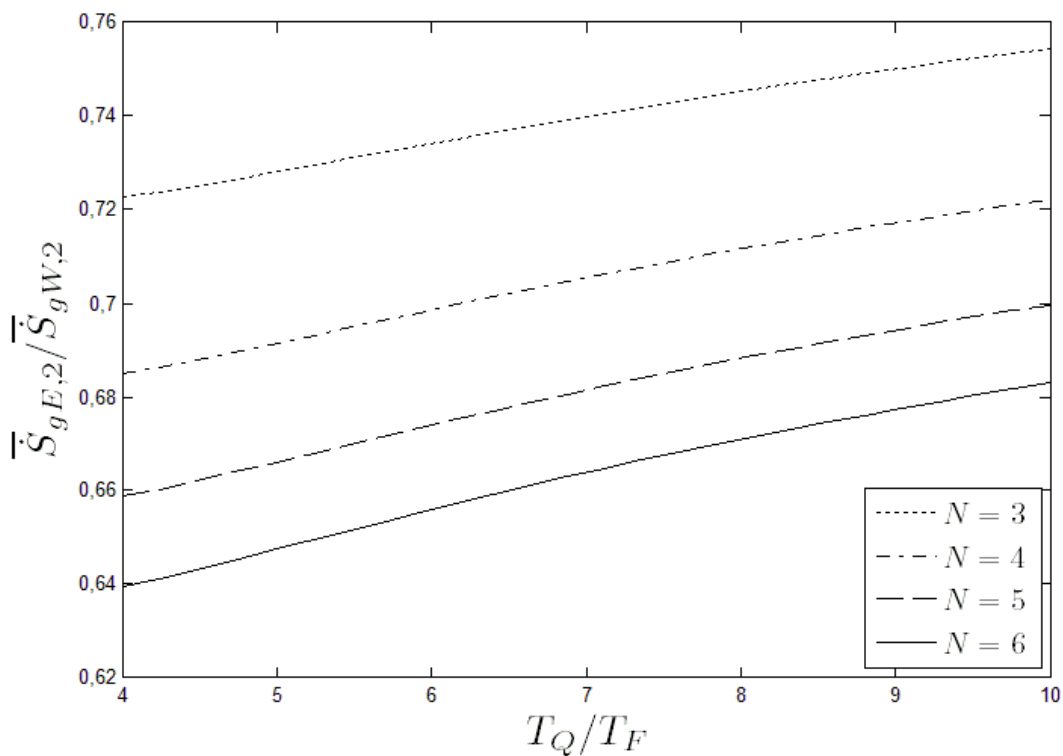


Figura 4.39 – Razão entre  $\bar{S}_{gE,2}$  e  $\bar{S}_{gW,2}$  em função da razão  $T_Q/T_F$  para diferentes números de unidades de transferência  $N$ .

Para este caso, os valores para esta razão são maiores que os apresentados para  $\bar{S}_{g\eta,2}/\bar{S}_{gW,2}$ , ficando entre a faixa de 0,64 e 0,76. Porém, mesmo assim, acaba

por indicar que a otimização da função ecológica leva a uma taxa de geração de entropia consideravelmente menor que para a otimização da potência.

Com isso, a otimização da função ecológica mostrou-se de grande valia em combinar os altos valores de potência de saída apresentados pela otimização da potência com os benefícios trazidos pela maximização da eficiência.

Outra característica a ser notada é que o aumento da razão  $T_Q/T_F$  faz com que o valor desta razão cresça, indicando um comportamento contrário ao da Figura 4.38. Esta última observação, junto com a análise dos resultados da otimização da função ecológica, fornece a conclusão de que a medida em que a razão  $T_Q/T_F$  aumenta, o ponto de operação onde a função ecológica é máxima se desloca de perto do ponto onde a eficiência é máxima em direção ao ponto onde a potência é máxima.

Isto é observado já que, para valores menores da razão  $T_Q/T_F$ , a otimização da função ecológica possui características similares à otimização da eficiência, enquanto que para valores mais altos da razão  $T_Q/T_F$ , os resultados de sua otimização se assemelham ao de um ciclo operando sob potência máxima.

A Figura 4.40 mostra o comportamento da razão  $\bar{S}_{gP,2}/\bar{S}_{gW,2}$  em função da variação da razão  $T_Q/T_F$ . A análise deste gráfico torna claro mais uma das desvantagens da otimização da densidade de potência. Isto, pois, além de apresentar uma combinação entre eficiência e potência não favorável, ainda leva a valores maiores de taxas de geração de entropia do que as apresentadas pela maximização da potência, a qual até agora tinha sido a otimização que havia apresentado os piores resultados neste quesito.

O aumento tanto da razão  $T_Q/T_F$  quanto de  $N$  faz com os resultados da otimização da densidade de potência piores, levando a uma razão  $\bar{S}_{gP,2}/\bar{S}_{gW,2}$  ainda maior. O aumento nos valores destes parâmetros faz com que os valores de  $\bar{S}_{gP,2}$  variem de 115% a 155% dos valores de  $\bar{S}_{gW,2}$ , tornando ainda menos recomendável a otimização da densidade de potência.

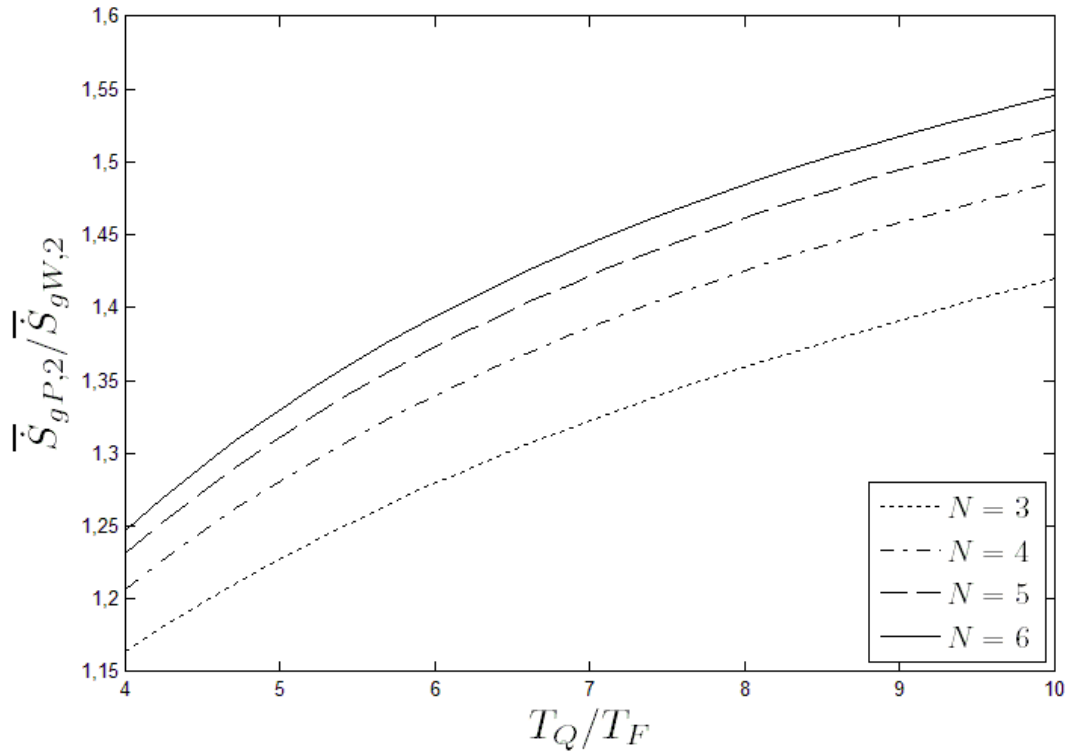


Figura 4.40 – Razão entre  $\bar{\dot{S}}_{gP,2}/\bar{\dot{S}}_{gW,2}$  em função da razão  $T_Q/T_F$  para diferentes números de unidades de transferência  $N$ .

### 4.3 ANÁLISE DA DISTRIBUIÇÃO ÓTIMA DO NÚMERO DE UNIDADES DE TRANSFERÊNCIA TOTAL

Para as figuras e tabelas a seguir, relacionadas à otimização da distribuição ótima do número de unidades de transferência, os seguintes parâmetros de entrada foram utilizados:  $\eta_{C1} = \eta_{C2} = \eta_{T1} = \eta_{T2} = 0,9$ ,  $\dot{C}_1/\dot{C}_p = 0,02$ ,  $x = y = 1,5$ ,  $\rho_{Q1} = \rho_{Q2} = \rho_{F1} = \rho_{F2} = 0,97$  e  $T_Q/T_F = 4$ . Admite-se também apenas um reservatório no lado quente e um reservatório no lado frio, ou seja,  $T_{Q1} = T_{Q2}$  e  $T_{F1} = T_{F2} = T_0$ . A razão entre calores específicos é considerada como sendo igual a do ar, ou seja,  $k = 1,4$ . Este último processo de otimização é referenciado com o subscrito 3.

A Figura 4.41 apresenta o comportamento da potência ótima  $\bar{W}_3$  em função do número de unidades de transferência total  $N_T$  para os quatro tipos de otimização.

Como para a maximização da potência a distribuição de  $N_T$  visa o maior valor possível para a potência de saída, percebe-se que  $\bar{W}_{MAX,3}$  é consideravelmente superior ao das outras potências apresentadas pelas otimizações dos outros critérios.

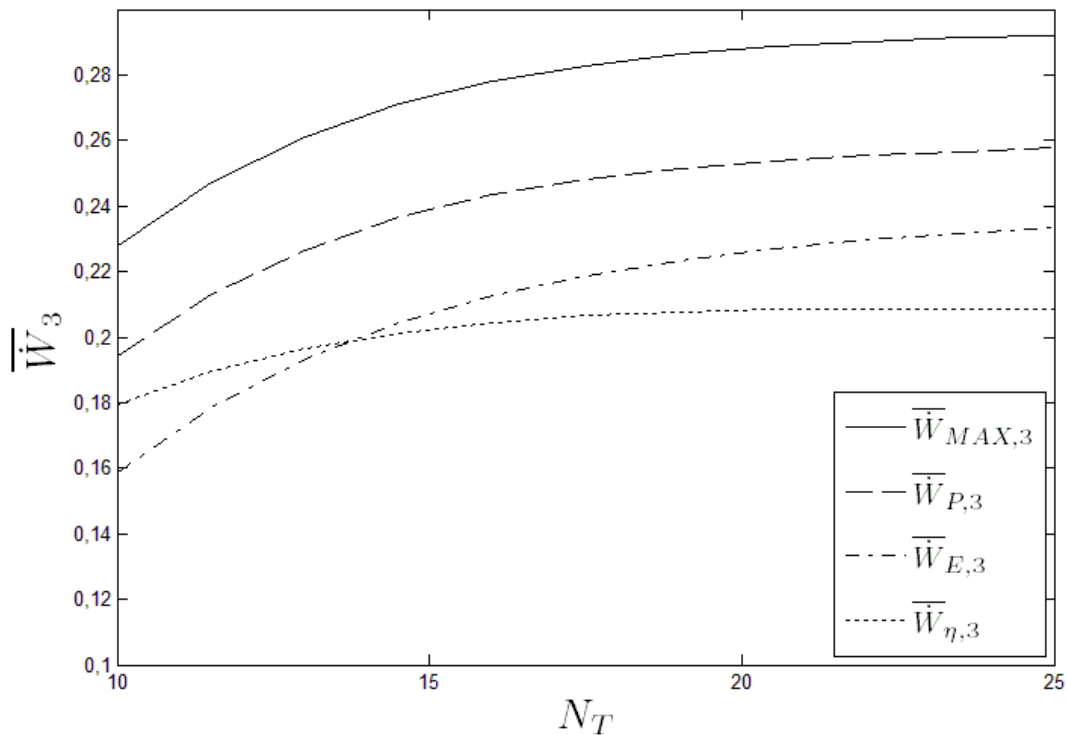


Figura 4.41 – Potência ótima  $\bar{W}_3$  em função do número de unidades de transferência total  $N_T$  para diferentes tipos de otimização.

Diferente dos outros resultados apresentados pela otimização da densidade de potência, a qual normalmente apresentava um ponto de operação fora da faixa ótima, tem-se que, quando ocorre a distribuição ótima de  $N_T$ , o valor da potência sob condições de densidade de potência máxima  $\bar{W}_{P,3}$  se torna próxima de  $\bar{W}_{MAX,3}$  e maior que a potência sob condições de eficiência máxima  $\bar{W}_{\eta,3}$  e de função ecológica máxima  $\bar{W}_{E,3}$ .

Após esta distribuição ótima observa-se também que a potência sob condições de função ecológica máxima  $\bar{W}_{E,3}$ , que antes se mostrava sempre superior a potência sob eficiência máxima, agora apresenta uma potência menor que a



apresentada por  $\overline{\dot{W}}_{\eta,3}$  para valores baixos de  $N_T$ . Sua utilização mostra-se mais viável como critério de otimização apenas após certo valor de  $N_T$ , onde o valor de  $\overline{\dot{W}}_{E,3}$  ultrapassa o de  $\overline{\dot{W}}_{\eta,3}$ .

Também foi verificado que a variação de  $N_T$  leva a um aumento considerável em  $\overline{W}_3$  para a otimização de quase todos os critérios, exceto para  $\overline{W}_{\eta,3}$ , cujo aumento não é tão significativo e por isso é ultrapassado por  $\overline{W}_{E,3}$ . Para altos valores de  $N_T$  verifica-se que todas as curvas de  $\overline{W}_3$  começam a se estabilizar.

A razão entre eficiência térmica ótima  $\eta_3$  e número de unidades de transferência total  $N_T$  é vista na Figura 4.42. Os valores de  $\eta_{MAX,3}$  e  $\eta_{E,3}$  praticamente se sobrepõem, porém com uma ligeira superioridade de  $\eta_{MAX,3}$  quando os valores de  $N_T$  são próximos a 10 e quando superiores a 20. Pode-se concluir que, apesar da diferença na potência de saída, suas otimizações levam aproximadamente à mesma eficiência térmica.

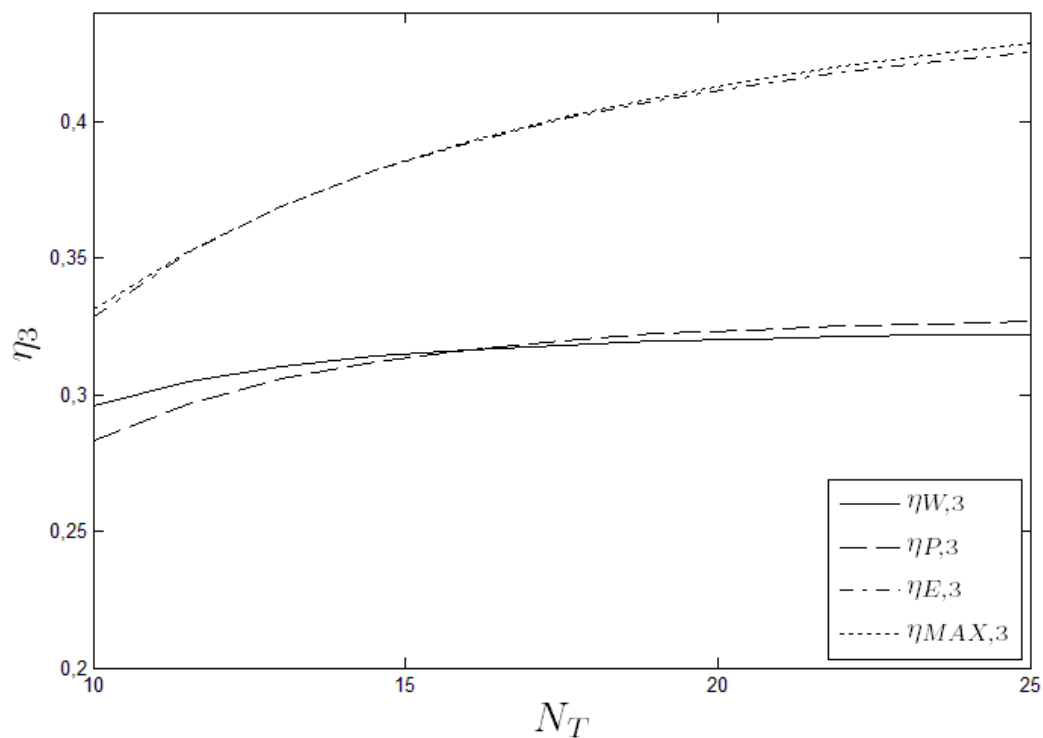


Figura 4.42 – Eficiência térmica ótima  $\eta_3$  em função do número de unidades de transferência total  $N_T$  para diferentes tipos de otimização.

Com relação à eficiência térmica obtida na otimização da densidade de potência  $\eta_{P,3}$ , e que antes apresentava eficiências consideravelmente menores que os valores de eficiência sob condições de potência máxima, agora é ligeiramente superior aos valores de  $\eta_{W,3}$ , porém apenas para valores de  $N_T$  altos.

Portanto, sua otimização não é tão recomendável para valores de  $N_T$  pequenos, sendo então preferível a maximização da potência de saída, pois esta apresenta tanto maiores eficiências quanto maiores potências.

Outra observação a ser feita é que o aumento de  $N_T$  tem maior influência para o aumento dos valores de  $\eta_{MAX,3}$  e  $\eta_{E,3}$ , já que a distribuição de  $N_T$  para maximizar os critérios de função ecológica e de eficiência térmica ocorre no sentido de diminuir a taxa de geração de entropia e aumentar a eficiência térmica.

Já para a otimização de ambos os critérios de potência e densidade de potência, a otimização ocorre no sentido de distribuir  $N_T$  de forma a aumentar a potência sem se preocupar com o aumento da eficiência térmica.

O aumento considerável de  $\bar{W}_{E,3}$  com o aumento de  $N_T$  na Figura 4.41 também indica que a distribuição de  $N_T$ , quando a função ecológica é otimizada, vai em direção tanto do aumento da potência quanto da diminuição da taxa de geração de entropia, lembrando que a equação deste critério é dada por  $E = \dot{W} - T_0 \dot{S}_g$ .

Ou seja, enquanto a otimização da eficiência térmica busca distribuir  $N_T$  visando apenas o aumento da eficiência máxima, a otimização da função ecológica procura tanto a diminuição da taxa de geração de entropia, levando assim a maiores eficiências térmicas, quanto o aumento da potência de saída.

A Figura 4.43 mostra o comportamento da taxa de geração de entropia ótima  $\bar{S}_{g3}$  em função do número de unidades de transferência total  $N_T$ . Analisando o gráfico, a otimização da potência de saída apresenta os valores mais altos de  $\bar{S}_{g3}$ , lembrando que sua otimização não se preocupa com este aspecto de seu desempenho, o que faz com que o aumento de  $N_T$  leve a um aumento em  $\bar{S}_{gW,3}$ .

Os valores de  $\bar{S}_{gP,3}$  são menores apenas que os de  $\bar{S}_{gW,3}$  e, assim como este último, apresenta como característica o aumento de seu valor, embora de maneira

menos significativa, com o aumento de  $N_T$ , já que sua otimização também não visa a melhoraria deste aspecto.

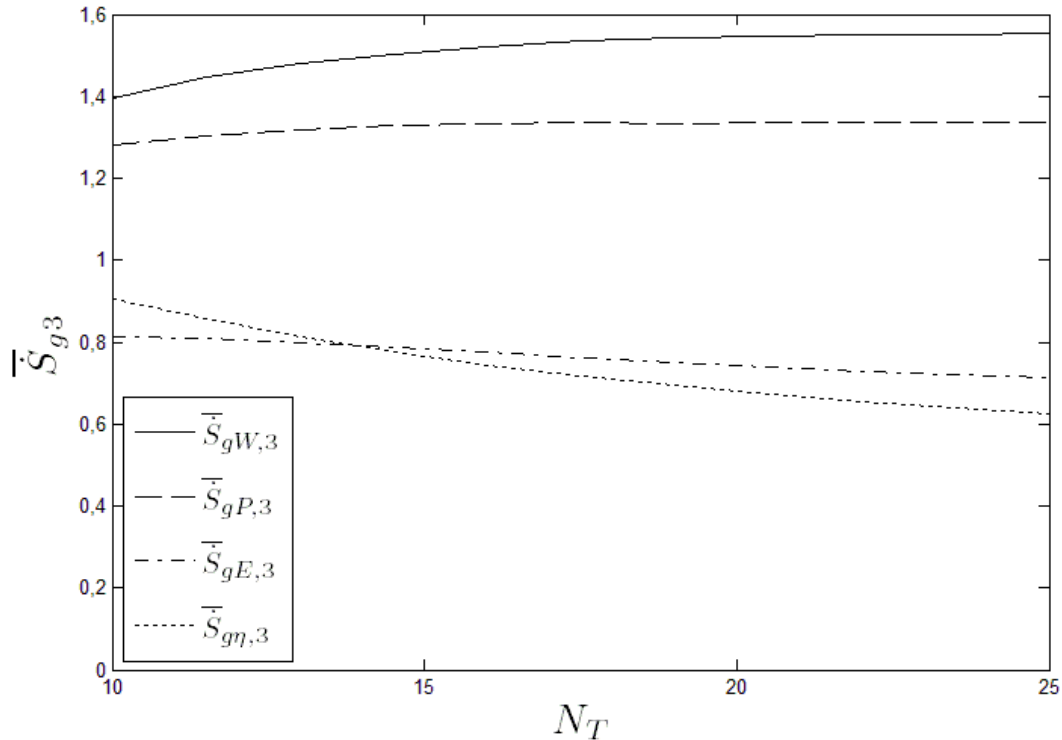


Figura 4.43 – Taxa de geração de entropia ótima  $\bar{S}_{g3}$  em função do número de unidades de transferência total  $N_T$  para diferentes tipos de otimização.

Os valores para a taxa de geração de entropia  $\bar{S}_{gE,3}$  sob função ecológica máxima também apresentam pouca variação com o aumento de  $N_T$ , só que, para este caso, tem-se um comportamento decrescente pelo fato da sua otimização buscar menores taxas de gerações de entropia.

Porém, a distribuição ótima de  $N_T$  não é tão eficiente em diminuir a taxa de geração de entropia quanto à otimização da eficiência térmica, já que sua atenção também é dividida com a busca de maiores potências de saída.

Seus valores também são bem próximos aos dos apresentados pela otimização da eficiência  $\bar{S}_{g\eta,3}$  e bem inferior aos apresentados pela otimização dos outros critérios. O valor para  $\bar{S}_{gE,3}$  ainda chega a ser menor que o de  $\bar{S}_{g\eta,3}$  para valores baixos de  $N_T$ .

Analisando a otimização da eficiência térmica, a taxa de geração de entropia  $\bar{S}_{g\eta,3}$  é a que apresenta a maior diminuição com o aumento de  $N_T$ , sendo causada pela distribuição desta maior quantidade de número de unidades de transferência na busca por maiores eficiências.

Estes três gráficos mostram que com esta distribuição ótima os resultados da otimização da densidade de potência se aproximam dos da potência máxima, enquanto que os da otimização da função ecológica se assemelham com os resultados da eficiência térmica máxima.

Foi observado também que para valores menores de  $N_T$  é preferível à utilização do critério de eficiência máxima que o de função ecológica máxima, já que este último apresenta tanto valores de eficiência térmica quanto de potência de saída menores.

O mesmo é válido com razão à preferência da maximização da potência sobre a maximização da densidade de potência para valores baixos de  $N_T$ . Para valores altos de  $N_T$  a escolha do critério de otimização fica a cargo do projetista.

Tabela 4.1 – Valores das frações  $n$  em função do número de unidades de transferência total  $N_T$  para a maximização da potência de saída.

|              | $n_{Q1}$ | $n_{Q2}$ | $n_{F1}$ | $n_{F2}$ | $n_R$  |
|--------------|----------|----------|----------|----------|--------|
| $N_T = 10,0$ | 0,2435   | 0,2094   | 0,2978   | 0,2493   | 0,0000 |
| $N_T = 11,5$ | 0,2433   | 0,2152   | 0,2911   | 0,2503   | 0,0000 |
| $N_T = 13,0$ | 0,2437   | 0,2192   | 0,2862   | 0,2510   | 0,0000 |
| $N_T = 14,5$ | 0,2437   | 0,2229   | 0,2821   | 0,2513   | 0,0000 |
| $N_T = 16,0$ | 0,2441   | 0,2254   | 0,2790   | 0,2515   | 0,0000 |
| $N_T = 17,5$ | 0,2443   | 0,2276   | 0,2765   | 0,2516   | 0,0000 |
| $N_T = 19,0$ | 0,2446   | 0,2292   | 0,2748   | 0,2513   | 0,0000 |
| $N_T = 20,5$ | 0,2451   | 0,2311   | 0,2721   | 0,2516   | 0,0000 |
| $N_T = 22,0$ | 0,2456   | 0,2338   | 0,2700   | 0,2506   | 0,0000 |
| $N_T = 23,5$ | 0,2456   | 0,2338   | 0,2700   | 0,2506   | 0,0000 |
| $N_T = 25,0$ | 0,2461   | 0,2358   | 0,2697   | 0,2484   | 0,0000 |

A Tabela 4.1 apresenta os valores das frações  $n$  para os trocadores quando a potência de saída é maximizada. Tanto as frações  $n_{Q1}$  quanto as frações  $n_{F2}$  não sofrem muita variação com o aumento de  $N_T$ , sendo que o número de unidades de transferência para estes trocadores estão situados próximos a 25% do valor de  $N_T$ .

O trocador de calor onde deve haver maior investimento mostrou-se ser um do lado frio, cujos valores  $n_{F1}$  variam de cerca de 30% a 27% de  $N_T$ , indicando que o processo de rejeição de calor neste trocador deve possuir uma efetividade maior do que nos outros processos de transferência de calor.

Já os valores para  $n_{Q2}$  apresentam uma porcentagem menor que para os outros três trocadores de calor, variando de 21% para 24% com o aumento de  $N_T$ . Isto indica que sua efetividade não é tão importante quanto a dos outros trocadores de calor para o aumento da potência de saída.

Analisando o caso de  $n_R$  percebe-se que apresenta valores nulos e, portanto, não deve ser adicionado um regenerador ao ciclo. Isto significa que para alcançar maiores valores para a potência de saída é preferível investir na efetividade dos outros trocadores. Este aumento na potência então ocorre ao custo da eficiência térmica que seria incrementada pela adição do processo de regeneração.

Isto é coerente com os resultados da Figura 4.20, os quais indicam que o valor de  $\varepsilon_R$  não influencia na potência máxima que pode ser alcançada pelo ciclo.

Por último, observa-se uma tendência com o aumento de  $N_T$  de distribuir igualmente o investimento entre os quatro trocadores, com os valores de todas as porcentagens de  $n$  se aproximando de 25% de  $N_T$ .

A Tabela 4.2 mostra as frações  $n$  pelos números de unidades de transferência total  $N_T$ , desta vez para a otimização da eficiência térmica. Verifica-se que o trocador de calor referente ao processo de aquecimento, assim como para o caso da otimização da potência de saída, é o que apresenta menor importância para o aumento do desempenho do ciclo, com os valores de  $n_{Q2}$  ficando entre 12 e 13% do valor de  $N_T$ . Os valores de  $n_{Q1}$  e  $n_{F2}$  apresentam valores próximos a 20% para valores de  $N_T$  menores, sofrendo uma diminuição para menos de 14%, para o caso de  $n_{Q1}$ , e para menos de 15%, para o caso de  $n_{F2}$ , com o aumento de  $N_T$ .

Tabela 4.2 – Valores das frações  $n$  em função do número de unidades de transferência total  $N_T$  para a maximização da eficiência térmica.

|              | $n_{Q1}$ | $n_{Q2}$ | $n_{F1}$ | $n_{F2}$ | $n_R$  |
|--------------|----------|----------|----------|----------|--------|
| $N_T = 10,0$ | 0,2015   | 0,1270   | 0,2700   | 0,1977   | 0,2038 |
| $N_T = 11,5$ | 0,1877   | 0,1292   | 0,2486   | 0,1915   | 0,2430 |
| $N_T = 13,0$ | 0,1773   | 0,1302   | 0,2320   | 0,1857   | 0,2747 |
| $N_T = 14,5$ | 0,1691   | 0,1304   | 0,2186   | 0,1803   | 0,3016 |
| $N_T = 16,0$ | 0,1622   | 0,1298   | 0,2074   | 0,1752   | 0,3254 |
| $N_T = 17,5$ | 0,1563   | 0,1288   | 0,1976   | 0,1704   | 0,3468 |
| $N_T = 19,0$ | 0,1508   | 0,1275   | 0,1892   | 0,1657   | 0,3668 |
| $N_T = 20,5$ | 0,1460   | 0,1260   | 0,1817   | 0,1612   | 0,3851 |
| $N_T = 22,0$ | 0,1418   | 0,1243   | 0,1746   | 0,1570   | 0,4023 |
| $N_T = 23,5$ | 0,1385   | 0,1221   | 0,1685   | 0,1531   | 0,4179 |
| $N_T = 25,0$ | 0,1343   | 0,1206   | 0,1636   | 0,1495   | 0,4321 |

O trocador referente ao  $n_{F1}$  também para esta otimização foi o que apresentou as maiores parcelas de  $N_T$  quando comparado aos outros trocadores de calor em contato com os reservatórios térmicos. Seus valores começam com valores de 27% e diminuem para valores próximos de 16%. Nas duas tabelas até agora analisadas percebe-se que deve ocorrer um maior investimento nas efetividades dos trocadores do lado frio em detrimento dos do lado quente.

A maior diferença desta otimização para a otimização da potência é que agora grande parte de  $N_T$  vai para o regenerador, indicando o papel fundamental da regeneração para o aumento da eficiência. Isto é observado na Tabela 4.2 pelo fato de que a parte de  $N_T$  a ser utilizada no regenerador deve ser consideravelmente maior que nos outros trocadores de calor, principalmente para valores de  $N_T$  altos.

Observa-se também que ocorre um aumento considerável em  $n_R$  com o aumento de  $N_T$ , com o regenerador apresentando a maior variação de investimento dentre todos os trocadores de calor. Seu valor varia de cerca de 20% para mais de 40% do valor de  $N_T$ .

Isto indica que com o aumento no  $N_T$  disponível não há tanta necessidade em aumentar a efetividade dos outros trocadores, sendo mais benéfico para a eficiência térmica investir na condutância do regenerador. Isto é visto pelo aumento significativo em  $n_R$  que ocorre ao mesmo tempo em que as frações dos outros trocadores de calor diminuem.

Da mesma forma que a otimização da função ecológica apresenta resultados que se assemelham aos da otimização da eficiência, como visto nas Figuras 4.41, 4.42 e 4.43, a distribuição ótima de  $N_T$  para a máxima função ecológica também segue um caminho parecido.

Tabela 4.3 – Valores das frações  $n$  em função do número de unidades de transferência total  $N_T$  para a maximização da função ecológica.

|              | $n_{Q1}$ | $n_{Q2}$ | $n_{F1}$ | $n_{F2}$ | $n_R$  |
|--------------|----------|----------|----------|----------|--------|
| $N_T = 10,0$ | 0,1879   | 0,1031   | 0,2579   | 0,1824   | 0,2687 |
| $N_T = 11,5$ | 0,1808   | 0,1180   | 0,2428   | 0,1838   | 0,2747 |
| $N_T = 13,0$ | 0,1751   | 0,1273   | 0,2302   | 0,1835   | 0,2839 |
| $N_T = 14,5$ | 0,1708   | 0,1331   | 0,2201   | 0,1821   | 0,2939 |
| $N_T = 16,0$ | 0,1668   | 0,1367   | 0,2110   | 0,1801   | 0,3054 |
| $N_T = 17,5$ | 0,1633   | 0,1385   | 0,2033   | 0,1775   | 0,3174 |
| $N_T = 19,0$ | 0,1604   | 0,1390   | 0,1966   | 0,1743   | 0,3297 |
| $N_T = 20,5$ | 0,1571   | 0,1393   | 0,1904   | 0,1713   | 0,3420 |
| $N_T = 22,0$ | 0,1539   | 0,1385   | 0,1849   | 0,1683   | 0,3544 |
| $N_T = 23,5$ | 0,1506   | 0,1380   | 0,1799   | 0,1653   | 0,3663 |
| $N_T = 25,0$ | 0,1477   | 0,1375   | 0,1748   | 0,1626   | 0,3774 |

Isto é observado na Tabela 4.3 para os valores das frações  $n$  pelos números de unidades de transferência total  $N_T$  quando ocorre a otimização da função ecológica.

O regenerador novamente cumpre um papel fundamental, onde maior parte do investimento é destinada ao aumento de sua efetividade. Porém, desta vez os

valores de  $n_R$  não aumentam tanto com  $N_T$  quanto na otimização da eficiência, variando entre 27 a quase 38%.

Com razão aos valores de  $n_{Q2}$ , eles novamente são os menores, com valores variando entre 10 e 14%. Porém, além do regenerador, este trocador é o único a apresentar um aumento em sua parcela de investimento na medida em que  $N_T$  aumenta.

Os valores de  $n_{Q1}$  e  $n_{F2}$  apresentam inicialmente resultados próximos a 18% e decrescem com o aumento de  $N_T$ . Entretanto, os valores de  $n_{Q1}$  sofrem uma maior diminuição, chegando a valores menores que 15%, enquanto que  $n_{F2}$  ainda apresenta valores maiores que 16%.

Outro fato que mostra a importância de se investir mais no lado frio do que no lado quente também para esta otimização são os resultados obtidos para  $n_{F1}$ . Os valores para esta fração são os maiores dentre os trocadores de calor que estão em contato com os reservatórios térmicos, variando desde valores próximos a 26% e diminuindo até cerca de 17,5%, de forma a dar espaço para o aumento na porcentagem de investimento no regenerador.

Os valores das frações  $n$  pelos números de unidades de transferência total  $N_T$  quando a densidade de potência é otimizada são observados na Tabela 4.4. Nela verifica-se um comportamento bem diferente dos apresentados pelas outras otimizações, já que, para este caso, os valores de  $n_{F1}$ , ao contrário da otimização dos outros critérios, são os menores dentre os trocadores de calor em contato com os reservatórios, situando-se entre 15 a 20%.

Porém, o que apresenta os maiores valores dentre estes trocadores continua sendo um do lado frio, só que neste caso referente ao processo de inter-resfriamento, apresentando valores de  $n_{F2}$  que variam de 36% a 30%.

Os valores para  $n_{Q1}$  não sofrem muita variação estando sempre entre 26 e 27%, enquanto que os de  $n_{Q2}$  apresentam valores menores, mas que sofrem um aumento de cerca de 21 até 24% com o aumento de  $N_T$ . O comportamento para os valores destas frações são parecidos com os valores de  $n_{Q1}$  e  $n_{Q2}$  apresentados na Tabela 4.1 para a maximização da potência de saída.



Tabela 4.4 – Valores das frações  $n$  em função do número de unidades de transferência total  $N_T$  para a maximização da densidade de potência.

|              | $n_{Q1}$ | $n_{Q2}$ | $n_{F1}$ | $n_{F2}$ | $n_R$  |
|--------------|----------|----------|----------|----------|--------|
| $N_T = 10,0$ | 0,2697   | 0,2163   | 0,1528   | 0,3611   | 0,0000 |
| $N_T = 11,5$ | 0,2681   | 0,2224   | 0,1629   | 0,3466   | 0,0000 |
| $N_T = 13,0$ | 0,2673   | 0,2268   | 0,1698   | 0,3361   | 0,0000 |
| $N_T = 14,5$ | 0,2660   | 0,2304   | 0,1758   | 0,3279   | 0,0000 |
| $N_T = 16,0$ | 0,2653   | 0,2330   | 0,1806   | 0,3211   | 0,0000 |
| $N_T = 17,5$ | 0,2643   | 0,2348   | 0,1855   | 0,3153   | 0,0000 |
| $N_T = 19,0$ | 0,2636   | 0,2368   | 0,1893   | 0,3103   | 0,0000 |
| $N_T = 20,5$ | 0,2645   | 0,2362   | 0,1926   | 0,3067   | 0,0000 |
| $N_T = 22,0$ | 0,2600   | 0,2387   | 0,1954   | 0,3058   | 0,0000 |
| $N_T = 23,5$ | 0,2619   | 0,2414   | 0,1969   | 0,2998   | 0,0000 |
| $N_T = 25,0$ | 0,2619   | 0,2414   | 0,1969   | 0,2998   | 0,0000 |

Outro aspecto similar à otimização da potência é o fato de que também não deve haver processo de regeneração para a maximização da densidade de potência. Portanto, é mais efetivo no aumento deste critério investir na efetividade dos outros trocadores de calor.

## CAPÍTULO 5

### CONCLUSÕES

Um modelo matemático para um ciclo Brayton irreversível adicionando processos de regeneração, inter-resfriamento e reaquecimento foi desenvolvido. Estas modificações que foram adicionadas ao ciclo simples de potência podem ser retiradas através da utilização de certos valores em determinados parâmetros do modelo, de forma a permitir que também sejam obtidos resultados para outros tipos de ciclo Brayton.

As irreversibilidades são referentes às diferenças de temperaturas entre o fluido de trabalho e os reservatórios térmicos, às perdas de cargas nas tubulações, às irreversibilidades presentes nos compressores e turbinas e à perda de calor para o reservatório frio.

A otimização foi efetuada para cinco diferentes tipos de critérios com seus resultados sendo depois comparados entre si. Os critérios são: potência de saída, eficiência térmica, função ecológica, coeficiente ecológico de desempenho (*ECOP*) e densidade de potência.

A primeira otimização é feita numericamente, buscando as temperaturas ótimas que maximizam o critério analisado. Uma segunda otimização também é realizada numericamente, visando melhorar os resultados através da busca de razões de pressão ótimas para o primeiro estágio do processo de compressão e para o primeiro estágio do de expansão.

Resultados indicam que as irreversibilidades devido às quedas de pressão nos trocadores e devido à perda de calor levam a uma depreciação considerável no desempenho do ciclo. Porém, enquanto a perda de calor tem um efeito negativo apenas na eficiência térmica e na taxa de geração de entropia, as perdas de carga ainda levam a uma depreciação na potência de saída.

Também foi mostrado que a otimização do critério *ECOP* é equivalente à otimização da eficiência térmica quando o ciclo troca calor apenas com um reservatório no lado quente e com um no lado frio. Para o caso em que há dois reservatórios em cada lado, com cada um a temperatura diferente, há uma pequena diferença entre os resultados das duas otimizações. Contudo, esta diferença é ínfima, fazendo com que os seus resultados ainda possam ser considerados iguais.

Outra característica interessante apresentada pelos resultados da otimização é proveniente da melhoria causada pelo aumento nas eficiências isentrópicas dos compressores e turbinas. Embora tanto o aumento das eficiências dos processos de expansão quanto o de compressão elevem consideravelmente o desempenho do ciclo, o aumento do valor deste parâmetro para as turbinas tem um efeito mais positivo nos resultados, levando a crer que o investimento nas eficiências das turbinas é mais vantajoso do que o investimento nos compressores.

O aumento nos valores da efetividade do regenerador também mostrou significativa influência na melhoria dos resultados referentes à eficiência térmica e taxa de geração de entropia. Porém, esta efetividade não influencia tanto nos valores da potência, principalmente quando a potência de saída ou a densidade de potência é otimizada.

A otimização da densidade de potência ainda mostrou-se ser um caso especial, já que o aumento da efetividade do regenerador piora os resultados para a eficiência e para a geração de entropia. Devido a isso, sua otimização torna-se mais recomendada para casos de ciclos sem regeneração.

Além disso, é visto que a adição de mais uma turbina em um ciclo Brayton simples leva a uma pequena vantagem na potência de saída do que caso fosse adicionado mais um compressor.

Contudo, a adição de mais um compressor, no lugar de mais uma turbina, causa um ganho muito maior com relação ao aumento da eficiência térmica e à diminuição da taxa de geração de entropia. E quando ambos, compressor e turbina, são adicionados, o desempenho sofre um incremento ainda maior, principalmente nos valores de potência de saída apresentados.

Analisando a comparação dos resultados para as otimizações de cada critério, observou-se que a potência máxima é consideravelmente superior à potência apresentada pela otimização da eficiência, porém não tão superior à potência apresentada pela otimização da função ecológica.

De maneira similar, a eficiência máxima possui um valor muito mais significativo que a eficiência apresentada sob condições de potência máxima, porém esta diferença não é tão grande para a otimização da função ecológica.

Os valores apresentados para as taxa de geração de entropia obtidos pela otimização ecológica, de cerca de 70% dos valores para a otimização da potência como visto na Figura 4.39, também mostra a vantagem da utilização deste critério, já

que leva a valores de potência próximos a da potência máxima, porém com uma taxa de geração de entropia consideravelmente menor e mais próxima dos valores para a eficiência máxima. Portanto, pode-se dizer que seu desempenho encontra-se como um meio termo entre o ciclo operando em potência máxima e o operando em eficiência máxima.

Por outro lado, os resultados para a densidade de potência, apesar de apresentarem valores de potência não tão baixos, mostraram eficiência térmicas muito baixas junto a valores muito altos de taxa de geração de entropia. Portanto, sua utilização como critério de otimização não é recomendada para os casos que foram estudados.

Por fim, uma distribuição ótima do número de unidades de transferência total foi realizada, visando uma distribuição mais eficiente e econômica para os recursos de um projeto de planta de potência. Com isso, não só os resultados para a otimização dos critérios foram melhorados como a otimização da densidade de potência apresentou resultados que a classifica como um critério viável.

Para os resultados obtidos para a otimização da função ecológica foi verificado que seus valores são próximos dos obtidos para a eficiência máxima, enquanto que os resultados da otimização da densidade de potência apresentaram valores mais próximos aos da potência máxima.

Também foi visto nas Tabelas 4.1 a 4.4 que, na otimização de todos os critérios, o investimento na efetividade dos trocadores de calor do lado frio deve ser sempre maior que o investimento no lado quente da planta de potência.

A diferença entre os critérios vem do fato de que, tanto na otimização da potência quanto na da densidade de potência, não deve haver um processo de regeneração e o investimento deve ser distribuído entre os trocadores restantes. Já para a maximização da eficiência térmica e da função ecológica, o regenerador é o trocador de calor no qual deve se destinar a maior parte dos investimentos.

Após todas as comparações entre os critérios estudados, pode-se concluir que entre os dois extremos relacionados a eficiência máxima e a potência máxima encontra-se o ponto de operação de função ecológica máxima.

Este ponto combina baixas taxas de geração de entropia, que são características da otimização da eficiência, com valores mais elevados de potência de saída, aspecto este relativo a pontos próximos da potência máxima. Estes

atributos cumprem com o objetivo do critério de apresentar um melhor compromisso entre alta potência de saída e baixa taxa de geração de entropia.

Com relação à densidade de potência, foi visto que a sua utilização como critério não se mostrou viável quando a preocupação por uma melhor distribuição dos investimentos inexistente. Contudo, quando ocorreu esta preocupação os resultados para este critério mostraram uma grande melhoria, apresentando um desempenho próximo ao obtido pela otimização da potência.

Como fechamento, pode-se dizer que a escolha do critério ideal para qualquer projeto deve ser determinada de acordo com os objetivos almejados, até mesmo porque cada critério busca otimizar aspectos diferentes do ciclo de potência.

Para trabalhos futuros os seguintes tópicos podem ser desenvolvidos:

- a utilização de critérios para a otimização do ciclo de potência diferentes dos analisados neste trabalho, tais como a potência específica, razão entre potência de saída e área de troca de calor total, utilizada por Wu (1991), e a eficiência de 2ª lei modificada, a qual foi proposta por Haseli (2013);
- a introdução de reservatórios térmicos com capacidade térmica finita (temperatura variável) no modelo proposto que, além de uma nova análise, ainda permite uma quarta otimização, como vista em Wang et al. (2005). Esta otimização busca encontrar um valor ótimo para a razão entre a taxa de capacidade térmica do fluido de trabalho e a taxa de capacidade térmica dos reservatórios;
- a modelagem e otimização de ciclos Brayton com maiores quantidades de estágios de compressão e expansão, o que permitiria quantificar a influência no desempenho da planta para cada adição de compressor e turbina. Trabalho similar pode ser encontrado em Sánchez-Orgaz et al. (2010);
- o emprego dos conceitos apresentados neste trabalho para modelar e otimizar outros ciclos termodinâmicos, tais como ciclos de combustão interna, como os Otto, Diesel e Dual, ciclos de potência a vapor, ciclos de refrigeração e ciclos de bombas de calor.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ANGULO-BROWN, F. An ecological optimization criterion for finite-time heat engines. **Journal of Applied Physics**, v. 69, n. 11, p. 7465-7469, 1 Junho 1991.

BEJAN, A. Theory of heat transfer-irreversible power plants. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 31, n. 6, p. 1211-1219, 1988.

BLANK, D. A.; WU, C. Power limit of a endoreversible Ericsson cycle with regeneration. **Energy Conversion and Management**, v. 37, n. 1, p. 59-66, 1996.

ÇENGEL, Y. A.; BOLES, M. A. **Termodinâmica**. 5. ed. São Paulo: McGraw Hill, 2006.

CHEN, J. The maximum power output and maximum efficiency of an irreversible Carnot heat engine. **Journal of Physics D: Applied Physics**, v. 27, n. 6, p. 1144-1149, 1994.

CHEN, L. et al. Performance comparison of an endoreversible closed variable temperature heat reservoir Brayton cycle under maximum power density and maximum power conditions. **Energy Conversion and Management**, n. 43, p. 33-43, 2002.

CHEN, L. et al. Closed intercooled regenerator Brayton-cycle with constant-temperature heat-reservoirs. **Applied Energy**, v. 77, p. 429-446, 2004.

CHEN, L. et al. Ecological optimization for generalized irreversible Carnot engines. **Applied Energy**, v. 77, p. 327-338, 2004.

CHEN, L.; SUN, F.; WU, C. Influence of internal heat leak on the power versus efficiency characteristics of heat engines. **Energy Conversion and Management**, v. 38, n. 14, p. 1501-1507, 1997.

CHEN, L.; WANG, J.; SUN, F. Power density analysis and optimization of an irreversible closed intercooled regenerated Brayton cycle. **Mathematical and Computer Modelling**, v. 48, p. 527-540, 2008.

CHEN, L.; ZHANG, W.; SUN, F. Power, efficiency, entropy-generation rate and ecological optimization for a class of generalized irreversible universal heat-engine cycles. **Applied Energy**, v. 84, p. 512-525, 2007.

CHENG, C.-Y.; CHEN, C.-K. The ecological optimization of an irreversible Carnot heat engine. **Journal of Physics D: Applied Physics**, v. 30, p. 1602-1609, 1997.

CHENG, C.-Y.; CHEN, C.-K. Ecological optimization of an endoreversible Brayton cycle. **Energy Conversion and Management**, v. 39, n. 1/2, p. 33-44, 1998.

CHENG, C.-Y.; CHEN, C.-K. Ecological optimization of an irreversible Brayton heat engine. **Journal of Physics D: Applied Physics**, v. 32, p. 350–357, 1999.

CURZON, F. L.; AHLBORN, B. Efficiency of a Carnot engine at maximum power output. **American Journal of Physics**, v. 43, p. 22-24, Janeiro 1975.

GE, Y. et al. Effects of heat transfer and friction on the performance of an irreversible air-standard Miller cycle. **International Communications in Heat and Mass Transfer**, v. 32, p. 1045–1056, 2005.

GE, Y. et al. Performance of an Atkinson cycle with heat transfer, friction and variable specific-heats of the working fluid. **Applied Energy**, v. 83, p. 1210–1221, 2006.

GE, Y.; CHEN, L.; SUN, F. Finite-time thermodynamic modelling and analysis of an irreversible Otto-cycle. **Applied Energy**, v. 85, p. 618–624, 2008.

GE, Y.; CHEN, L.; SUN, F. Finite-time thermodynamic modeling and analysis for an irreversible Dual cycle. **Mathematical and Computer Modelling**, v. 50, p. 101-108, 2009.

HASELI, Y. Optimization of a regenerative Brayton cycle by maximization of a newly defined second law efficiency. **Energy Conversion and Management**, v. 68, p. 133–140, 2013.

HOU, S.-S. Comparison of performances of air standard Atkinson and Otto cycles with heat transfer considerations. **Energy Conversion and Management**, v. 48, p. 1683–1690, 2007.

IBRAHIM, O. M.; KLEIN, S. A.; MITCHELL, J. W. Optimum heat power cycles for specified boundary conditions. **ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power**, v. 113, p. 514-521, Outubro 1991.

KAMIUTO, K. Comparison of basic gas cycles under the restriction of constant heat addition. **Applied Energy**, v. 83, p. 583–593, 2006.

KHALIQ, A.; KUMAR, R. Finite-time heat-transfer analysis and ecological optimization of an endoreversible and optimization of an endoreversible and regenerative gas-turbine power-cycle. **Applied Energy**, v. 81, p. 73-84, 2005.

LI, J.; CHEN, L.; SUN, F. Optimal ecological performance of a generalized irreversible Carnot heat pump with complex heat transfer law. **Termotehnica**, p. 61-68, 2009.

LIN, J. et al. Finite-time thermodynamic performance of a Dual cycle. **International Journal of Energy Research**, v. 23, p. 765-772, 1999.

MEHTA, H. B.; BHARTI, O. S. **Performance analysis of an irreversible Otto cycle using finite time thermodynamics**. Londres: [s.n.]. Julho 2009. p. 1575-1579.

ROCHA-MARTÍNEZ, J. A.; NAVARRETE-GONZÁLEZ, T. D.; ANGULO-BROWN, F. Optimization of coupled finite-time heat engines. **Revista Mexicana de Física**, v. 42, n. 4, p. 588-597, 1996.

SAHIN, B.; KODAL, A.; HASBI, Y. Efficiency of a Joule-Brayton engine at maximum power density. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, v. 28, p. 1309-1313, 1995.

SAHIN, B.; OZSOYSAL, O. A.; SOGUT, O. S. A comparative performance analysis of endoreversible dual cycle under maximum ecological function and maximum power conditions. **Exergy, an International Journal**, v. 2, p. 173–185, 2002.

SÁNCHEZ-ORGAZ, S.; MEDINA, A.; HERNÁNDEZ, A. C. Thermodynamic model and optimization of a multi-step irreversible Brayton cycle. **Energy Conversion and Management**, v. 51, p. 2134–2143, 2010.

TYAGI, S. K. et al. Thermodynamic analysis and parametric study of an irreversible regenerative-intercooled-reheat Brayton cycle. **International Journal of Thermal Sciences**, v. 45, p. 829–840, 2006.

TYAGI, S. K.; CHEN, J.; KAUSHIK, S. C. Optimal criteria based on the ecological function of an irreversible intercooled regenerative modified Brayton cycle. **Int. J. Exergy**, v. 2, n. 1, 2005.

TYAGI, S. K.; KAUSHIK, S. C.; SALHOTRA, R. Ecological optimization and performance study of irreversible Stirling and Ericsson heat engines. **Journal of Physics D: Applied Physics**, v. 35, p. 2668–2675, 2002.

UST, Y. et al. Ecological coefficient of performance analysis and optimization of an irreversible regenerative-Brayton heat engine. **Applied Energy**, v. 83, p. 558–572, 2006.

UST, Y.; SAFA, A.; SAHIN, B. Ecological performance analysis of an endoreversible regenerative Brayton heat-engine. **Applied Energy**, v. 80, p. 247–260, 2005.

UST, Y.; SAHIN, B.; KODAL, A. Performance analysis of an irreversible Brayton heat engine based on ecological coefficient of performance criterion. **International Journal of Thermal Sciences**, v. 45, p. 94–101, 2006.

UST, Y.; SAHIN, B.; SOGUT, O. S. Performance analysis and optimization of an irreversible dual-cycle based on an ecological coefficient of performance criterion. **Applied Energy**, v. 82, p. 23–39, 2005.



WANG, W. et al. Power optimization of an irreversible closed intercooled regenerated brayton cycle coupled to variable-temperature heat reservoirs. **Applied Thermal Engineering**, v. 25, p. 1097–1113, 2005.

WU, C. Power optimization of a finite-time Carnot heat engine. **Energy**, v. 13, n. 9, p. 681-687, 1988.

WU, C. Specific power bound of real heat engines. **Energy Conversion and Management**, v. 32, n. 3, p. 249-253, 1991.

WU, C.; KIANG, R. L. Power performance of a nonisentropic Brayton cycle. **ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power**, v. 113, p. 501-504, Outubro 1991.

WU, C.; KIANG, R. L. Finite-time thermodynamic analysis of a Carnot engine with internal irreversibility. **Energy**, v. 17, n. 12, p. 1173-1178, 1992.

YAN, Z. Comment on "An ecological optimization criterion for finite-time heat engines" [J. Appl. Phys. 69, 7465 (1991)]. **Journal of Applied Physics**, v. 73, n. 7, p. 3583, 1 Abril 1993.

ZHAN, Y.-B.; MA, P.-C.; ZHU, X.-Q. Ecological optimization for a generalized irreversible Carnot engine with an universal heat transfer law. **Procedia Environmental Sciences**, v. 11, p. 945-952, 2011.

ZHAO, Y.; CHEN, J. An irreversible heat engine model including three typical thermodynamic cycles and their optimum performance analysis. **International Journal of Thermal Sciences**, v. 46, p. 605–613, 2007.

ZHAO, Y.; CHEN, J. Performance analysis of an irreversible Miller heat engine and its optimum criteria. **Applied Thermal Engineering**, v. 27, p. 2051–2058, 2007.

## ANEXO A

### A.1 VALIDAÇÃO DA MODELAGEM MATEMÁTICA

Para a validação da modelagem matemática os seguintes parâmetros de entrada foram utilizados:  $\eta_{C1} = \eta_{C2} = \eta_{T1} = \eta_{T2} = 0,9$ ,  $\dot{C}_1/\dot{C}_p = 0,02$ ,  $x = y = 1,5$ ,  $k = 1,4$ ,  $\rho_{Q1} = \rho_{Q2} = \rho_{F1} = \rho_{F2} = 0,97$  e  $T_Q/T_F = 5$ . Também, assim como para a obtenção dos resultados do Capítulo 4, são considerados apenas um reservatório no lado quente e um reservatório no lado frio, ou seja,  $T_{Q1} = T_{Q2}$  e  $T_{F1} = T_{F2}$ .

A validação é feita de maneira a conferir se as relações de temperaturas adimensionais dadas pelas Equações (3.69) a (3.78) e reescritas em função de  $\bar{T}_4$  e  $\bar{T}_8$  são equivalentes às relações para as temperaturas, dadas pelas Equações (3.5), (3.6), (3.8), (3.12), (3.13), (3.15), (3.29), (3.33), (3.40) e (3.41), que as originaram.

A relação entre temperaturas dada pela Eq. (3.67) obtida pela 2ª Lei da Termodinâmica e utilizada para a obtenção da relação para  $\bar{T}_4$  vista na Equação (3.82) também é validada comparando os resultados dos dois lados da relação, os quais devem apresentar o mesmo valor.

As Equações (3.83), (3.85) e (3.87) referentes, respectivamente, a potência de saída adimensional  $\bar{W}$ , eficiência térmica  $\eta$  e taxa de geração de entropia adimensional  $\bar{S}_g$ , dadas em função de  $\bar{T}_4$  e  $\bar{T}_8$ , também são comparadas às Equações (3.52), (3.53) e (3.57), as quais são dadas em função de outras temperaturas além das dos estados 4 e 8.

A validação foi realizada maximizando a potência de saída e encontrando os valores ótimos para  $\bar{T}_8$ ,  $x$  e  $y$ :

$$\bar{T}_8 = 0,5677 \quad (\text{A.1})$$

$$x = 2,0108 \quad (\text{A.2})$$

$$y = 1,8939 \quad (\text{A.3})$$

Utilizando os valores de (A.1), (A.2) e (A.3) na Equação (3.82) o valor ótimo de  $\bar{T}_4 = 0,4377$  foi obtido, o que permitiu o cálculo de todas as temperaturas adimensionais dadas pelas Equações (3.69) a (3.78). Os resultados obtidos foram os seguintes:

$$\bar{T}_1 = 0,2048 \quad (\text{A.4})$$

$$\bar{T}_{2S} = 0,4119 \quad (\text{A.5})$$

$$\bar{T}_2 = 0,4349 \quad (\text{A.6})$$

$$\bar{T}_3 = 0,2043 \quad (\text{A.7})$$

$$\bar{T}_{4S} = 0,4143 \quad (\text{A.8})$$

$$\bar{T}_5 = 0,9916 \quad (\text{A.9})$$

$$\bar{T}_{6S} = 0,5236 \quad (\text{A.10})$$

$$\bar{T}_6 = 0,5704 \quad (\text{A.11})$$

$$\bar{T}_7 = 0,9921 \quad (\text{A.12})$$

$$\bar{T}_{8S} = 0,5205 \quad (\text{A.13})$$

Utilizando os mesmos valores ótimos de  $\bar{T}_8$ ,  $x$ ,  $y$  e  $\bar{T}_4$  nas Equações (3.5), (3.6), (3.8), (3.12), (3.13), (3.15), (3.29), (3.33), (3.40), (3.41), depois de divididas por  $T_Q$  para se tornarem adimensionais, foram obtidos os mesmos resultados apresentados de (A.4) até (A.13), validando as Eqs. (3.69) a (3.78).

A relação da Equação (3.67) é validada já que os dois lados apresentam o mesmo resultado:

$$\frac{T_3 T_7}{T_{4S} T_{8S}} = \rho_T \frac{x}{y} = 0,9399 \quad (\text{A.14})$$

A potência adimensional  $\bar{W}$  dada pela Equação (3.83) é equivalente ao resultado da Equação (3.52):

$$\bar{W} = 0,3823 \quad (\text{A.15})$$

Da mesma maneira ocorre para a eficiência térmica  $\eta$ , dada pela Equação (3.85), e a taxa de geração de entropia adimensional  $\bar{S}_g$ , cujos resultados mostraram-se equivalentes aos das Equações (3.53) e (3.57), respectivamente:

$$\eta = 0,4307 \quad (\text{A.16})$$

$$\bar{S}_g = 1,6393 \quad (\text{A.17})$$

## A.2 REDUÇÃO PARA CICLOS MAIS SIMPLES

Como verificação da capacidade do modelo proposto de apresentar resultados para ciclos mais simples, o mesmo será comparado com os resultados de trabalhos de outros autores através de mudanças nos parâmetros construtivos. Estas alterações eliminam processos específicos do ciclo e permitem chegar aos mesmos valores obtidos para modelos onde estes não foram incluídos.

Para eliminar o processo de reaquecimento os seguintes dados de entrada são utilizados:  $y = 1$ ,  $\rho_{Q2} = 1$  e  $N_{Q2} = 0$ . Já para o inter-resfriamento os parâmetros relacionados ao trocador de calor deste processo e ao compressor de baixa pressão devem ser alterados:  $x = 1$ ,  $\rho_{F2} = 1$  e  $N_{F2} = 0$ .

Com isto, tanto os processos relacionados ao reaquecedor e inter-resfriador quanto os relacionados à turbina de alta pressão e ao compressor de baixa pressão são eliminados, o que faz com que o modelo reduza a um ciclo irreversível Brayton com apenas regeneração.

A verificação então é feita comparando os resultados deste ciclo reduzido com os obtidos no trabalho de Ust et al. (2006b), o quais modelaram um ciclo irreversível Brayton regenerativo. Realizando esta comparação os resultados mostraram-se equivalentes, indicando a capacidade do modelo de eliminar os processos de inter-resfriamento e reaquecimento.

Para transformar o modelo em um ciclo Brayton endorreversível com regeneração as irreversibilidades devido a perda de calor e ao comportamento não isentrópico no compressor e na turbina devem ser retiradas. Isto é feito definindo  $\dot{C}_1/\dot{C}_p = 0$  e  $\eta_{C2} = \eta_{T2} = 1$ . Deve ser reiterado que os processos de expansão e compressão de primeiro estágio são foram eliminados junto com os processos de reaquecimento e inter-resfriamento.

Os resultados para o modelo reduzido para um ciclo Brayton endorreversível com regeneração mostrou-se de acordo com os apresentados no trabalho de Ust et al. (2005a), os quais realizaram um estudo neste tipo de ciclo.

Para a eliminação do processo de regeneração basta utilizar o valor de  $N_R = 0$ , o que reduz o ciclo para um modelo ainda mais simples. Para os casos sem regeneração o modelo mostra estar de acordo quando realizada a comparação de resultados com o modelo de Cheng e Chen (1999), para um ciclo Brayton com perda de calor e comportamento não isentrópico na turbina e no compressor, e com os modelos de Cheng e Chen (1998) e Ibrahim et al. (1991), para um ciclo Brayton endorreversível.

Porém, um problema ocorre quando elimina-se o processo de regeneração através de  $N_R = 0$  ao mesmo tempo em que é considerado que o processo na turbina é isentrópico através de  $\eta_{T2} = 1$ .

A utilização de ambos estes valores combinados faz com que o valor de  $A_1$  na Equação (3.82) se torne nulo ocorrendo, portanto, uma divisão por zero, o que faz com que nenhum resultado possa ser obtido. Para resolver este problema pode ser

usada a definição de limite para  $\eta_{T2}$  de forma que se seu valor tenda a um ou, como alternativa, fazendo  $N_R$  tender a zero.

A utilização de números próximos a estes valores levam também a uma boa aproximação nos resultados e podem ser utilizados para a obtenção de ciclos Brayton endorreversíveis sem regeneração. Para isto, é aconselhável o uso de pelo menos cinco casas decimais, ou seja,  $\eta_{T2} = 0,99999$  ou  $N_R = 0,00001$ .