

Rodrigo Lisita Ribera

Termodinâmica
Sistemas Térmicos

*CT

www.cienciastermicas.com

Agradecimientos

No futuro...

texto

Lista de ilustrações

Figura 2.1 – Uma fonte quente à temperatura T_Q	39
Figura 7.1 – Componentes do Ciclo de Carnot	68
Figura 7.2 – Ciclo de Carnot: Pressão-Volume e Temperatura-Entropia	70
Figura 7.3 – Sempre faça um esboço dos componentes e o diagrama temperatura-entropia para resolver o ciclo de Carnot (e qualquer outro ciclo!)	72
Figura 8.1 – Componentes do Ciclo de Rankine ideal são os mesmos do Ciclo de Carnot	76
Figura 8.2 – a) No ciclo de <i>Rankine ideal</i> o fluido entra na bomba como líquido saturado, deslocando o ponto 3_c para o ponto 3 no gráfico. Como consequência, a saída da bomba, considerando compressão isoentrópica, será de líquido comprimido. Na caldeira ocorrerá o aquecimento até o ponto de líquido saturado e então o processo de mudança de fase. Essa adição de calor com variação na temperatura é uma fonte de irreversibilidade que faz com que o rendimento do ciclo de Rankine, mesmo ideal, seja menor do que o rendimento de Carnot. b) O aumento de temperatura na compressão é pequeno.	77
Figura 8.3 – a) Componentes do Ciclo de Rankine ideal: caldeira, turbina, condensador, bomba b) Diagrama Temperatura-Entropia. A temperatura da saída da bomba é muito próxima da entrada. Na figura essa distância foi aumentada artificialmente para facilitar a visualização. O diagrama correto é apresentado na Fig. 8.2b	78
Figura 9.1 – O aumento da pressão na caldeira resulta numa adição de calor à maior temperatura. A área $1' \rightarrow 2' \rightarrow 3 \rightarrow 4'$ corresponde à quantidade de calor adicionado ao ciclo ($ds = \int Q/T$) para a pressão na caldeira de 15[MPa], e é maior do que a área $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4$ para a pressão na caldeira de 10[MPa]. Entretanto, a pressão não pode ser aumentada indefinidamente: restrições devido à resistência mecânica e térmica dos materiais devem ser observadas.	84

Figura 9.2 – A redução da pressão no condensador resulta numa rejeição de calor à menor temperatura. A área $1 \rightarrow 2' \rightarrow 3' \rightarrow 4'$ corresponde à quantidade de calor adicionado ao ciclo ($ds = \int Q/T$) para a pressão no condensador de 10[KPa], e é maior do que a área $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4$ para a pressão no condensador de 20[KPa]. Entretanto, a pressão não pode ser reduzida indefinidamente, o limite é a pressão atmosférica, pois para pressões menores o condensador irá ganhar calor ao invés de rejeitar. Além disso, o título do ponto $2'$, na saída da turbina, é menor do que o título do ponto 2, condição que não é favorável para a turbina, pois a presença de líquido irá acelerar o processo de desgaste de suas pás. A temperatura de saída do compressor é de 62 para pressão no condensador de 20[KPa] e de 47.77 para pressão no condensador de 10[KPa]	85
Figura 9.3 – O superaquecimento no ciclo Rankine ideal eleva a temperatura de saída da caldeira de 1 para $1'$, aumentando a temperatura média da fonte quente. Além disso, na saída da caldeira o ponto 2 se desloca para o ponto $2'$, que possui maior título	86
Figura 9.4 – Ciclo Rankine ideal com superaquecimento e reaquecimento	86
Figura 9.5 – Exercício Rankine com superaquecimento. a) Componentes b) Diagrama T-S	87
Figura 10.1–Ciclo Rankine com Reaquecimento	92
Figura 10.2–Ciclo Rankine ideal com superaquecimento e reaquecimento	93
Figura 11.1–a) Diagrama T-S para ciclo Rankine com superaquecimento e irreversibilidades b) O aumento de temperatura na compressão é pequeno.	99
Figura 13.1–Entropia em função da temperatura para pressão fixa de 100[KPa]. O valor de entropia de referência apenas desloca o gráfico horizontalmente	115
Figura 14.1–Esquema dos componentes de um motor a jato	118
Figura 14.2–Ciclo Brayton aberto	118
Figura 14.3–Ciclo Brayton fechado	119
Figura 14.4–Curva de entropia para pressão de baixa fixa em 0.1[MPa] e pressão de alta de 1,2[MPa], com temperatura variando entre 300 a 2000 [K]. A linha de pressão de alta é deslocada para a esquerda, devido ao termo $-R \ln \left(\frac{P_2}{P_1} \right)$ na equação do cálculo da entropia.	120
Figura 14.5–Diagrama temperatura-entropia para o ciclo Brayton ideal. (1 \rightarrow 2): compressão isoentrópica; (2 \rightarrow 3): adição de calor à pressão constante; (3 \rightarrow 4): expansão isoentrópica; (4 \rightarrow 1): rejeição de calor à pressão constante.	120
Figura 14.6–Curva de compressão isoentrópica para o ar, com: $P_1 = 100[KPa]$, $T_1 = 300[K]$ e $v_1 = 0,861$	121
Figura 14.7–No ciclo Brayton ideal o processo de adição de calor ocorre à pressão constante	122
Figura 14.8–Curva de expansão isoentrópica para o ar, com pressão e temperatura na entrada da turbina de $P_3 = 1200[KPa]$ e $T_3 = 1600[K]$	123
Figura 14.9–Diagrama Pressão-Volume para o ciclo Brayton ideal. (1 \rightarrow 2): compressão isoentrópica; (2 \rightarrow 3): adição de calor à pressão constante; (3 \rightarrow 4): expansão isoentrópica; (4 \rightarrow 1): rejeição de calor à pressão constante.	123
Figura 14.10–Componentes do Ciclo Brayton ideal	125
Figura 14.11–Diagrama Temperatura - Entropia para Ciclo Brayton sem irreversibilidades	126

Figura 15.1–Ciclo Brayton fechado	131
Figura 15.2–Diagrama Temperatura - Entropia para Ciclo Brayton com irreversibilidades. O aumento da entropia na saída dos processos reais resulta numa maior temperatura na saída do compressor ($T_2 > T_{ss}$) e da turbina ($T_4 > T_{4s}$)	132
Figura 15.3–Curva de compressão real x isoentrópica para o ar, com: $P_1 = 90[KPa]$, $T_1 = 300[K]$, considerando eficiência isoentrópica do compressor de $\eta_C = 0.83$. Como a temperatura real é maior do que a temperatura isoentrópica para dado aumento de pressão, o volume específico real também é maior do que o isoentrópico.	133
Figura 15.4–No ciclo Brayton o processo de adição de calor ocorre à pressão constante	134
Figura 15.5–Curva de expansão com irreversibilidade para o ar, com pressão e temperatura na entrada da turbina de $P_3 = 810[KPa]$ e $T_3 = 1600[K]$ e eficiência isoentrópica da turbina de $\eta_T = 0,91$	134
Figura 15.6–Diagrama Pressão-Volume para o ciclo Brayton real. (1 → 2): compressão irreversível; (2 → 3): adição de calor à pressão constante; (3 → 4): expansão irreversível; (4 → 1): rejeição de calor à pressão constante.	135
Figura 15.7–Ciclo Brayton fechado	138
Figura 15.8–Diagrama Temperatura - Entropia para Ciclo, com identificação dos pontos isoentrópicos e reais	139
Figura 16.1–Ciclo Brayton com regenerador. A alta temperatura de saída da turbina é utilizada para pre-aquecer o ar que entra na câmara de combustão.	144
Figura 16.2–Diagrama Temperatura - Entropia para Ciclo Brayton com regenerador. A temperatura entre o compressor e a câmara de combustão é aumentada no trocador de calor, que aproveita o gás a alta temperatura na saída da turbina.	144
Figura 16.3–Ciclo Brayton com regenerador	147
Figura 16.4–Diagrama Temperatura - Entropia para Ciclo, com identificação dos pontos isoentrópicos e reais	148
Figura 17.1–Ciclo Brayton com reaquecimento e intercooler	157
Figura 17.2–Diagrama Temperatura - Entropia para o ciclo Brayton com reaquecimento e intercooler	157
Figura 17.3–Ciclo Brayton com reaquecimento e intercooler	159
Figura 17.4–Diagrama Temperatura - Entropia para Ciclo Brayton com reaquecimento e intercooler	160
Figura 18.1–Ciclo Combinado: Brayton + Rankine	170
Figura 23.1–Ciclo Brayton aberto	192
Figura 23.2–Esquema dos componentes de um motor a jato puro	192
Figura 36.1–Modelo de Amagat: o volume total de uma mistura de gases ideais é dado pela somatória do volume de cada constituinte, avaliados à pressão e temperatura da mistura.	250
Figura 36.2–Modelo de Dalton: a pressão total de uma mistura de gases ideais é dada pela somatória das pressões de cada constituinte, avaliados na temperatura e volume da mistura.	251

Figura 40.1–Representação de um sistema de resfriamento com umidificador e saída de líquido condensado. Ar umido entra no volume de controle e água pode ser adicionada através de um umidificador (\dot{m}_{umid}). A temperatura do ar é reduzida pela serpentina de resfriamento. Se a temperatura de saída for menor do que a temperatura de orvalho, parte do vapor de água irá condensar, saindo na forma de líquido (\dot{m}_{cond})	284
Figura 40.2–Volume de controle para cálculo	286

Lista de tabelas

Tabela 7.1 – Tabela das propriedades	71
Tabela 7.2 – Tabela dos componentes	71
Tabela 13.1–Valor da entropia calculado para a pressão de 100[KPa] e temperaturas de 300[K] e 400 [K], com entropia de referência considerada nula em $T = 100[k], P = 100[KPa]$ e $T = 0,001[k], P = 100[KPa]$. O valor absoluto da entropia altera mas a diferença no valor não.	114
Tabela 17.1–Comparação do mínimo trabalho necessário para compressão em um ciclo Brayton com um compressor e com dois compressores e um intercooler intermediário, que resfria a temperatura do ar na entrada do segundo compressor (no exemplo, para a mesma temperatura de entrada do primeiro compressor - 300K). O trabalho necessário para obter a mesma razão de compressão total é menor com o intercooler.	156
Tabela 37.1–Propriedades	259
Tabela 37.2–Propriedades	263

Sumário

Apresentação	19
1 Conceitos Fundamentais	21
1.1 Termodinâmica e energia	21
1.1.1 Nota sobre a representação da energia	22
1.2 Sistema	22
1.3 Ponto de vista macroscópico	25
1.4 Ponto de vista microscópico	25
1.5 Macroscópico vs Microscópico	26
1.5.1 Hipótese do contínuo	26
1.6 Caracterização do sistema	26
1.6.1 Propriedades do sistema	26
1.6.2 Estado do sistema	27
1.6.3 Processo e Ciclo	28
1.6.4 Igualdade de Temperatura	28
1.6.5 Temperatura	28
1.7 A lei zero da termodinâmica	28
1.7.1 Processo à mesma temperatura	28
1.8 Trabalho e Calor	28
1.8.1 Trabalho	28
1.8.1.1 Trabalho de Compressão e Expansão a pressão constante	30
1.8.1.2 Trabalho de compressão a volume constante	30
1.8.2 Calor e energia	31
2 A primeira Lei da Termodinâmica	33
2.1 A primeira Lei da termodinâmica para um sistema fechado: energia, calor e trabalho	33
2.1.1 Energia e calor	33
2.1.2 Energia e trabalho	34
2.1.3 A primeira lei	34
2.1.4 Primeira lei para um ciclo	35
2.1.5 Processo adiabático	36
2.2 Primeira lei da Termodinâmica para um sistema aberto	36
2.2.1 Aplicação da 1ª Lei da Termodinâmica para uma turbina	37
2.2.2 Aplicação da 1ª Lei da Termodinâmica para uma bomba ou ventilador	38
2.2.3 Aplicação da 1ª Lei da Termodinâmica: equação de Bernoulli	38
2.3 Motores térmicos e a Segunda Lei da Termodinâmica	39
2.3.1 Eficiência dos motores térmicos	39
2.3.1.1 Movimento perpétuo de segundo tipo	40
2.3.2 A escala de temperatura absoluta	40
2.3.3 Reversibilidade	41
2.3.4 Irreversibilidade	42

2.3.5	Máxima eficiência dos motores térmicos: o motor térmico de Carnot	42
2.3.6	Inegualdade de Clausius	42
2.4	A Entropia	44
2.4.1	Cálculo da entropia	45
2.5	Calores específicos: compatibilizando a Primeira lei com a teoria do Calórico	46
2.5.1	Processo a volume constante	47
2.5.2	Processo a pressão constante	48
3	Gás perfeito	51
3.0.1	Formas alternativas da equação dos gases ideais	52
3.0.2	Precisão em se assumir gás ideal	53
3.0.3	Calores específicos para gases perfeitos	53
3.0.4	Cálculo da entropia para gases perfeitos termicamente	55
3.1	Relações Isoentrópicas	56
4	Histórico	59
5	Histórico da 1ª e 2ª Leis	61
6	Propriedades Termodinâmicas	63
6.1	Objetivo da Aula	63
6.2	Propriedades termodinâmicas do contínuo:	63
6.2.1	Substância pura	64
6.2.2	A energia interna U para uma substância pura	64
6.2.3	Fases e mudanças de fase da matéria	65
6.2.4	Exemplo 01	66
6.2.5	Exemplo 02	66
6.2.6	Exemplo 03	66
7	Ciclo de Carnot	67
7.1	Objetivos do Capítulo	67
7.2	O motor térmico idealizado	67
7.3	Ciclo de Potência a vapor de Carnot	68
7.3.1	Ciclo de Carnot - diagramas P-v e T-s	69
7.4	Procedimento de Solução	70
7.5	Exercício	72
7.5.1	Solução	72
7.5.1.1	Desenhe os componentes do ciclo e identifique-os. Faça o diagrama T-S	72
7.5.1.2	Faça uma tabela dos estados e preencha os valores conhecidos	72
7.5.1.3	Calcule as propriedades restantes:	72
7.5.1.4	Faça a tabela de calores e trabalhos dos componentes	74
8	Ciclo Rankine	75
8.1	Objetivos do Capítulo	75
8.2	A bomba no ciclo de Carnot	75
8.3	Ciclo de Potência a vapor de Rankine ideal	75
8.4	Exercício	78
8.4.1	Solução	78
8.4.1.1	Desenhe os componentes do ciclo e identifique-os. Faça o diagrama T-S	78
8.4.1.2	Faça uma tabela dos estados e preencha os valores conhecidos	78
8.4.1.3	Calcule as propriedades restantes:	79
8.4.1.4	Faça a tabela de calores e trabalhos dos componentes	81

9	Ciclo Rankine: modificações	83
9.1	Objetivos do Capítulo	83
9.2	Como melhorar a eficiência	83
9.2.1	Aumentar a pressão na caldeira	83
9.2.2	Diminuir a pressão no condensador	84
9.2.3	Superaquecer a saída da caldeira	85
9.2.4	Reaquecimento	86
9.3	Exercício: superaquecimento	87
9.3.1	Solução	87
9.3.1.1	Desenhe os componentes do ciclo e identifique-os. Desenhe o diagrama T-S	87
9.3.1.2	Faça uma tabela dos estados e preencha os valores conhecidos na tabela	87
9.3.1.3	Calcule as propriedades restantes	87
9.3.1.4	Faça a tabela de calores e trabalhos dos componentes	90
10	Rankine com Reaquecimento	91
10.1	Objetivos do Capítulo	91
10.2	Reaquecimento	91
10.3	Exercício	92
10.3.1	Solução	92
10.3.1.1	Desenhe os componentes do ciclo e identifique-os	92
10.3.1.2	Desenhe o diagrama T-s	93
10.3.1.3	Faça uma tabela dos estados e preencha os valores conhecidos	93
10.3.1.4	Calcule as propriedades restantes	96
10.3.1.5	Faça a tabela de calores e trabalhos dos componentes	96
11	Aula 09. Efeitos das irreversibilidades	97
11.1	Objetivos do Capítulo	97
11.2	Exercício	98
11.2.1	Solução	98
12	Rankine Regenerativo	103
12.1	Objetivos do Capítulo	103
12.2	Exercício	104
12.2.1	Solução	104
12.3	Trocador de calor aberto e fechado	107
12.4	Rankine com 3 turbinas, trocador fechado e aberto	107
13	Ciclos a gás	109
13.1	Objetivos do Capítulo	109
13.2	Ciclos a gás	109
13.3	Considerações	110
13.4	A equação dos gases ideais	110
13.5	Entropia para gases ideais	111
13.5.1	Entropia	114
14	Ciclos Brayton	117
14.1	Objetivos do Capítulo	117
14.2	Ciclo Brayton ideal	117
14.2.1	Componentes do Ciclo	118
14.2.2	O gráfico Temperatura - Entropia	119
14.2.3	O gráfico Pressão - Volume	120
14.2.4	Procedimento de Solução	123
14.3	Exercício	125
14.3.1	Solução	125

14.3.1.1	Desenhe os componentes do ciclo e identifique-os . .	125
14.3.1.2	Faça o diagrama T-s	126
14.3.1.3	Faça uma tabela dos estados e preencha os valores conhecidos	126
14.3.1.4	Calcule as propriedades restantes	126
14.3.1.5	Faça a tabela de calores e trabalhos dos componentes	127
15	Eficiência isoentrópica	129
15.1	Objetivos do Capítulo	129
15.2	Irreversibilidades	129
15.3	Exercício	131
15.3.1	Solução	131
15.3.1.1	Desenhe os componentes do ciclo e identifique-os . .	131
15.3.1.2	Faça o diagrama T-s e P-V	132
15.3.1.3	Faça uma tabela dos estados e preencha os valores conhecidos	135
15.3.1.4	Calcule as propriedades restantes	135
15.3.1.5	Faça a tabela de calores e trabalhos dos componentes	137
15.4	Exercício	138
15.4.1	Solução	138
15.4.1.1	Desenhe os componentes do ciclo e identifique-os . .	138
15.4.1.2	Faça o diagrama T-s	139
15.4.1.3	Faça uma tabela dos estados e preencha os valores conhecidos	139
15.4.1.4	Calcule as propriedades restantes	139
15.4.1.5	Faça a tabela de calores e trabalhos dos componentes	140
16	Ciclos Brayton Regenerativo	143
16.1	Objetivos do Capítulo	143
16.2	O ciclo com regenerador	143
16.2.1	Balço de massa e energia no regenerador	144
16.2.2	Efetividade do regenerador	145
16.3	Exercício	147
16.3.1	Solução	147
16.3.1.1	Desenhe os componentes do ciclo e identifique-os . .	147
16.3.1.2	Faça uma tabela dos estados e preencha os valores conhecidos	148
16.3.1.3	Calcule as propriedades restantes	148
16.3.1.4	Faça a tabela de calores e trabalhos dos componentes	152
17	Intercooler e Reaquecimento	155
17.1	Objetivos do Capítulo	155
17.2	O reaquecimento	155
17.3	O intercooler	155
17.4	O ciclo	157
17.5	Exercício	159
17.5.1	Solução	159
17.5.1.1	Desenhe os componentes do ciclo e identifique-os . .	159
17.5.1.2	Faça o diagrama T-s	160
17.5.1.3	Faça uma tabela dos estados e preencha os valores conhecidos na tabela	160
17.5.1.4	Calcule as propriedades restantes	160
17.5.1.5	Faça a tabela de calores e trabalhos dos componentes	167
18	Ciclos Combinados	169
18.1	Objetivos do Capítulo	169

19 Motores de combustão interna: introdução	171
19.1 Objetivos do Capítulo	171
20 Motores de combustão interna: introdução	173
20.1 Objetivos do Capítulo	173
21 Ciclo Otto	175
21.1 Objetivos do Capítulo	175
21.2 O ciclo Otto de 4 tempos	175
21.3 Considerações	176
21.4 Processos e 1ª Lei no ciclo otto	176
21.5 Volume deslocado	177
21.6 Pressão efetiva média	177
21.7 Exercício	178
21.7.1 Solução	178
21.7.2 Desenhe os diagramas P-v e T-s	178
21.7.3 Faça uma tabela dos estados	178
21.7.4 Preencha os valores conhecidos na tabela	178
21.7.5 Calcule as propriedades restantes	178
21.7.6 Faça a tabela dos calores e trabalhos	181
21.7.7 Calcule o rendimento e MEP	181
22 Ciclo Diesel	183
22.1 Objetivos do Capítulo	183
22.2 O ciclo Diesel	183
22.3 Processos e 1ª Lei no ciclo Diesel	184
22.4 Exercício	186
22.4.1 Solução	186
22.4.2 Desenhe os diagramas P-v e T-s	186
22.4.3 Faça uma tabela dos estados	186
22.4.4 Preencha os valores conhecidos na tabela	186
22.4.5 Calcule as propriedades restantes	187
22.4.6 Faça a tabela dos calores e trabalhos	189
22.4.7 Calcule o rendimento e MEP	190
23 Turbinas de aeronaves	191
23.1 Objetivos do Capítulo	191
23.1.1 Procedimento de solução	193
23.2 Exercício	198
23.2.1 Solução	198
24 Refrigeração	201
24.1 Objetivos do Capítulo	201
25 Refrigeração de Carnot	203
25.1 Objetivos do Capítulo	203
25.2 Componentes do ciclo de refrigeração de Carnot	203
25.3 Coeficiente de performance para ciclo de refrigeração	204
25.4 Tonelada de refrigeração (TR)	204
25.5 Exercício	205
25.5.1 Solução	205
26 Refrigeração por compressão de vapor	209
26.1 Objetivos do Capítulo	209
26.2 O ciclo real	209
26.3 Exercício	211
26.4 Exercício	212
26.4.1 Solução	212
27 Eficiência isoentrópica	215

27.1	Objetivos do Capítulo	215
27.2	Exercício	216
27.2.1	Solução	216
28	Subresfriamento	219
28.1	Objetivos do Capítulo	219
28.2	Exercício	220
28.2.1	Solução	220
29	Linhas de refrigeração	223
29.1	Objetivos do Capítulo	223
29.2	Segmentos	223
29.3	Linhas de refrigerantes	224
30	Efeitos	225
30.1	Objetivos do Capítulo	225
30.2	Variação de pressão	225
30.3	Efeitos das irreversibilidades no compressor	226
30.4	Efeito da dispersão de calor pela carcaça do compressor	226
30.5	Efeito da queda de pressão e dispersão de calor na linha de líquido	227
30.6	Resumo dos efeitos	227
31	Refrigeração em cascata	229
31.1	Objetivos do Capítulo	229
31.2	Procedimento de solução	230
32	Refrigeração Multiestágio com intercooler	231
32.1	Objetivos do Capítulo	231
32.2	Balanco de energia e de massa na câmara de mistura	232
32.3	Exercício	234
32.3.1	Solução	234
33	Refrigeração com dois evaporadores	237
33.1	Objetivos do Capítulo	237
33.2	Exercício	239
33.2.1	Solução	239
34	Bombas de Calor e Refrigeração a gás	243
34.1	Objetivos do Capítulo	243
34.2	Bombas de calor	243
34.3	Refrigeração a gás	243
35	Refrigeração por absorção	245
35.1	Objetivos do Capítulo	245
35.2	Refrigeração por absorção	245
35.3	Refrigeração por absorção de amônia-água	245
36	Introdução à Psicrometria	247
36.1	Objetivos do Capítulo	247
36.2	Psicrometria	247
36.3	A equação dos gases ideais	248
36.3.1	Em função da massa	248
36.3.2	Em função da massa molar	248
36.4	Fração Molar y_i	249
36.5	Fração mássica m_f	249
36.6	Modelo de Amagat: volumes parciais	250
36.7	Modelo de Dalton: pressões parciais	251
36.7.1	Análise molar e mássica de uma mistura	252
37	Introdução à Psicrometria	257
37.1	Objetivos do Capítulo	257
37.2	Massa e número de mols total da mistura	257

37.3	Varição da energia interna da mistura	258
37.4	Varição da entalpia da mistura	258
37.5	Varição da entropia da mistura	259
37.6	Exercício: sistema fechado	259
37.6.1	Solução	260
37.7	Exercício: sistema aberto	263
37.7.1	Solução	263
38	Introdução à Psicrometria	267
38.1	Objetivos do Capítulo	267
38.2	Ar seco, Ar saturado e Ar úmido	267
38.3	Umidade relativa ϕ	267
38.4	Umidade absoluta ω	268
38.5	Temperaturas de bulbo seco e temperatura de orvalho	269
38.6	Exercício: determinação das propriedades num processo de resfriamento	269
38.7	Determinação da quantidade de água que irá condensar num processo de resfriamento.	271
38.8	Energia Interna e Entalpia para o vapor de água	272
38.9	Cálculo das energias	273
38.9.1	Cálculo pela tabela	273
38.9.2	Cálculo pela aproximação de gás ideal	273
38.9.3	Variação de energia interna e entalpia de 5[$^{\circ}$ C] para 50[$^{\circ}$ C]	274
39	Carga térmica para um sistema fechado	277
39.1	Objetivos do Capítulo	277
39.2	Determinação da quantidade de calor a ser removida no resfriamento de um sistema fechado	277
40	Carga térmica para um sistema aberto	283
40.1	Objetivos do Capítulo	283
40.2	Balço de massa e energia em um sistema aberto	284
40.2.1	Balço de massa para o volume de controle	284
40.2.2	Balço de energia para o volume de controle	285
40.3	Determinação da quantidade de calor a ser removida no resfriamento de um sistema aberto	286
40.3.1	Solução	286
40.4	Cálculo da carga térmica	289
40.4.1	Solução	289

Apresentação

Esta é uma obra em desenvolvimento. Grande esforço é colocado para garantir que o texto e os cálculos estejam corretos. Qualquer erro encontrado, por favor nos comunique.

Procure sempre utilizar a versão mais atual do documento, que é atualizado constantemente no site.

Essa versão foi atualizada em: 28 de novembro de 2019

Conceitos Fundamentais

Ao final deste capítulo o aluno deve apresentar domínio das definições fundamentais da termodinâmica, a saber:

- Definição de sistema fechado e aberto
- definição de fluido
- conceito de contínuo
- definição de propriedade contínua num ponto
- Primeira Lei da termodinâmica
- Segunda Lei da termodinâmica

1.1 Termodinâmica e energia

A Termodinâmica é a Ciência que estuda a energia (E) e suas transformações.

Mas o que é ENERGIA?

O conceito mais amplo é:

Energia = Capacidade de se produzir um efeito.

Portanto, a Termodinâmica é a Ciência que estuda a capacidade de um sistema de produzir um efeito.

A energia é representada pela letra:

- *E*: maiúscula, para quantidade extensiva, quando considera toda a massa do sistema
- *e*: minúscula, para quantidade intensiva, ou seja, por unidade de massa

Energia é uma propriedade termodinâmica. Toda propriedade pode ser representada na sua forma extensiva, considerando sua massa total, ou intensiva, por unidade de massa. Por exemplo:

- E : energia total, em unidades S.I de Joule [J]
- e : energia específica, em unidades S.I de Joule por Kilograma [J/Kg]

Energia pode se manifestar de diversas formas, entre elas: a energia interna U , a energia cinética E_K , a energia potencial E_P . Matematicamente, representa-se:

$$E = U + E_K + E_P + \dots \quad (1.1)$$

Sendo:

- U : energia interna, composta por:
 - [*] energia térmica, na forma de calor sensível e calor latente
 - [*] energia atômica
 - [*] energia química

energia interna é a parte da energia do sistema que independe do movimento, gravidade, eletricidade, capilaridade e magnetismo. É relacionada com o grau de agitação molecular
- E_K : energia cinética, relacionada com a velocidade do sistema, sendo representada por:

$$E_K = \frac{mV^2}{2}$$
- E_P : energia potencial gravitacional, relacionada com a altura do sistema em relação a uma referência, sendo representada por:

$$E_P = m.g.z, \text{ em que } z \text{ é a altura considerada em relação a um referencial.}$$

1.1.1 Nota sobre a representação da energia

Na maior parte da literatura, a energia total do sistema é representada por "E" (em sua forma extensiva) ou "e" (em sua forma intensiva) enquanto a energia interna é representada por "U" (ou energia interna específica "u"). Pode-se, entretanto, encontrar livros que se referem à energia total do sistema por energia interna E, e ao mesmo tempo U como energia interna (que, como apresentado, é a parte da energia relacionada com o grau de agitação molecular). Para maior clareza, vamos adotar o seguinte:

- E: energia total do sistema;
- U: energia interna do sistema;

1.2 Sistema

O estudo de qualquer área física começa com a separação de uma região restrita do espaço ou uma porção finita de matéria de sua vizinhança. À região delimitada do espaço que será o foco de nosso interesse chamamos de *Sistema*. Tudo que é externo ao sistema é chamado de *vizinhança do sistema*. Sistema e vizinhança são separados pela *fronteira do sistema*, que pode ser real (física) ou imaginária.

- Sistema → quantidade arbitrária de matéria com identidade fixa;
- Vizinhança → tudo que é externo ao sistema;
- Fronteira do sistema → superfície que separa o sistema de sua vizinhança.

A fronteira do sistema pode ser:

1. física, real

se o nosso sistema é o interior de uma sala de aula, ou o interior de um forno aquecido, as paredes da sala ou do forno são a fronteira do sistema, e é através delas que ocorre comunicação com a vizinhança;

2. imaginária (quando se delimita uma região arbitrária do espaço)

se nosso interesse é uma região delimitada no interior da sala, por exemplo, podemos *separar* essa região do espaço de sua vizinhança através de uma fronteira imaginária, que não existe fisicamente, mas que é suficiente para que caracterizemos nossa região de interesse e permita determinar sua interação com o restante da sala, que é agora a vizinhança do sistema.

As 4 leis básicas para o movimento dos fluidos são definidas para um sistema!

- Lei da conservação de massa
- 2ª Lei de Newton
- 1ª Lei da Termodinâmica
- 2ª Lei da Termodinâmica

Resumindo, chamamos de sistema a quantidade de matéria separada da "vizinhança" ou "ambiente" por um "recipiente". O sistema termodinâmico se comunica com a vizinhança pela fronteira do sistema, através de interações de trabalho e calor. Desta forma, o sistema é estudado com a ajuda de medições realizadas na vizinhança:

- termômetro inserido no sistema forma parte da vizinhança
- trabalho realizado movendo-se um pistão é medido, por exemplo, pela extensão de uma mola ou o movimento de um peso na vizinhança
- Calor transferido para o sistema é medido por mudanças na vizinhança.

Importante salientar que o recipiente não necessariamente consiste numa fronteira sólida.

- Só é necessário que ele forme uma superfície fechada e que suas propriedades sejam definidas em todos os locais
- pode transmitir ou receber calor
- pode ser deformável. Logo, capaz de transmitir trabalho ao sistema

- pode transmitir massa

Os sistemas considerados podem ser:

1. Simples homogêneo: composto de um único fluido
2. Mistura homogênea de gases
3. Sistema heterogêneo: composto das fases líquida e gasosa de uma única substância.

O sistema pode ou não trocar massa com sua vizinhança. Quando o sistema não troca massa com a vizinhança ele é um sistema fechado. Sua forma pode mudar, mas sem que haja troca de massa com a vizinhança. Por outro lado, um sistema aberto é aquele que troca massa com a vizinhança; no sistema aberto sua massa pode permanecer constante, desde que a quantidade de massa entrando e saindo do sistema sejam iguais. Usualmente na literatura, chama-se o sistema aberto de volume de controle.

- Se não há passagem de massa pelas fronteiras do sistema, diz-se que o sistema é fechado.
- Se há passagem de massa pelas fronteiras do sistema, diz-se que o sistema é aberto.

é comum na literatura se referir a sistemas abertos como *Volume de Controle*

- Um sistema adiabático não troca calor com a vizinhança
- Um sistema isolado não interage com a vizinhança (nem com troca de massa, nem calor, nem trabalho)

É importante salientar que a definição de sistema fechado ou aberto é relativa tão somente à troca de massa com a vizinhança. Ambos podem interagir com a vizinhança através de calor e trabalho. O sistema isolado, por sua vez, não interage com a vizinhança e o sistema adiabático não troca calor com a vizinhança.

Podemos caracterizar o sistema como:

- Quantidade arbitrária de matéria
- tudo que é externo ao sistema = vizinhança
- fronteira do sistema: superfície real ou imaginária que separa o sistema de sua vizinhança
- Sistema isolado: não interage com a vizinhança
- Sistema adiabático: não troca calor com a vizinhança.

Assim que o sistema é escolhido, a próxima etapa é descrevê-lo em termos de quantidades que ajudarão na discussão de seu comportamento ou na interação com sua vizinhança. Para tal, duas abordagens gerais podem ser utilizadas: macroscópica ou microscópica.

1.3 Ponto de vista macroscópico

São propriedades de grande escala, tais como temperatura, pressão e volume. Algumas de suas características comuns são:

- 1 Não possuem hipóteses particulares relativas à estrutura da matéria;
- 2 Precisam de poucas coordenadas para serem descritas;
- 3 Estão relacionadas, de forma geral, à nossa percepção sensorial;
- 4 Podem, em geral, serem diretamente medidos.

A termodinâmica clássica foca sua atenção para o interior do sistema analisado sob o ponto de vista macroscópico. É uma disciplina cujo desenvolvimento ocorre contemporaneamente à revolução industrial, que ocorreu à partir da segunda metade do século XVIII (a grosso modo, à partir de 1760). Surgiu da necessidade de se entender o funcionamento das novas máquinas que surgiam, e de como melhorar sua eficiência.

Não se tinha, nesse período, um conhecimento profundo da teoria atômica da matéria (teoria científica que afirma que a matéria é constituída por unidades fundamentais chamadas átomos). Dalton, por exemplo, publicou sua teoria atômica em 1808, em "New System of Chemical Philosophy".

1.4 Ponto de vista microscópico

É utilizado na mecânica estatística ou na termodinâmica estatística, e considera o sistema como sendo composto por uma grande quantidade N de moléculas, cada uma sendo capaz de existir num estado, com energias $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3, \dots$; assume-se que as moléculas interagem entre si, por colisões ou forças à distância. O estado de equilíbrio do sistema é considerado aquele como o de maior probabilidade estatística, sendo o problema fundamental a determinação do número de moléculas em cada um dos estados moleculares de energia quando se está em equilíbrio. Algumas de suas características comuns são:

- 1 A estrutura da matéria é importante (por ex. assume-se a existência de moléculas)
- 2 Muitas quantidades devem ser especificadas;
- 3 Estas quantidades não fazem parte de nosso senso comum;
- 4 Estas quantidades não podem ser medidas.

Os fundamentos da termodinâmica estatística foram estabelecidas no final de 1800 por Maxwell, Boltzmann, Max Planck, Clausius, e Josiah Willard Gibbs, que começaram a aplicar estatística na teoria quântica atômica para corpos de gases ideais. Foram Maxwell e Boltzmann, trabalhando de forma independente, que chegaram a conclusões semelhantes quanto à natureza estatística dos corpos gasosos.

Boltzmann é considerado o "pai" da termodinâmica estatística com sua derivação, em 1875, da relação entre entropia S e multiplicidade Ω , apresentando o número de arranjos microscópicos que produzem o mesmo estado macroscópico para um

determinado sistema. Em 1896 publicou o artigo "Lectures on Gas Theory", interpretando termodinâmica estatística e os seguintes fatores H-teorema, teoria do transporte, equilíbrio térmico, e equação de estado dos gases.

O termo "termodinâmica estatística" foi proposto para utilização na termodinâmica pelo físico e químico americano J. Willard Gibbs em 1902. Segundo Gibbs, o termo "estatística", i.e. mecânica estatística, foi usado pela primeira vez pelo físico escocês James Clerk Maxwell em 1871.

1.5 Macroscópico vs Microscópico

Quando aplicados ao mesmo sistema, ambas as abordagens devem levar à mesma conclusão. A relação entre ambas as abordagens reside no fato de que as poucas variáveis especificadas macroscopicamente são, na verdade, médias num intervalo de tempo de uma grande quantidade de características microscópicas.

Por exemplo, a quantidade macroscópica Pressão é, microscopicamente, a média da taxa de variação de momento devido às colisões moleculares numa área unitária. Pressão é uma quantidade que é percebida por nós, que podemos sentir. Ela é medida e utilizada muito antes de se acreditar em colisões moleculares. Se a teoria molecular mudar no futuro, o conceito de pressão continuará, assim como sua percepção pelos seres humanos.

Desta forma, uma diferença fundamental entre as duas abordagens é esta: as poucas quantidades macroscópicas são certas como os nossos sentidos, enquanto que a abordagem microscópica postula a existência de moléculas, seus movimentos, seus estados de energia, interações, etc. As hipóteses microscópicas podem mudar, mas suas deduções devem concordar com as obtidas macroscopicamente.

1.5.1 Hipótese do contínuo

Numa escala macroscópica, fluido se comporta como um material contínuo (mais de 2×10^{19} moléculas por cm^3 para ar à temperatura ambiente). A hipótese do contínuo é violada quando o caminho livre entre as moléculas é da mesma ordem de magnitude que o tamanho característico do escoamento.

São casos em que há baixa massa específica (escoamento rarefeito) e, na situação extrema, quando o caminho livre entre as moléculas é muito maior que o tamanho característico do escoamento (virtualmente não há colisão molecular), tais como em escoamentos a altíssimas altitudes (> 200000 pés) e em equipamentos de laboratórios especiais (lasers de baixa pressão).

1.6 Caracterização do sistema

1.6.1 Propriedades do sistema

Se o sistema é deixado sozinho por um tempo suficientemente longo, sem calor ou massa transferidos e sem realização de trabalho, ele irá atingir um estado de equilíbrio. Todas as propriedades medidas macroscopicamente serão independentes do tempo, tais como pressão, massa específica e temperatura. Às variáveis que dependem somente do estado do sistema, chamamos de propriedades do sistema.

Também chamadas de:

- *coordenadas termodinâmicas* ou
- *variáveis de estado*

O sistema é caracterizado pelas suas propriedades. Propriedade é algo que pode ser quantificado, mensurado.

- São quantidades macroscópicas utilizadas para representar o estado interno do sistema.
- Uma característica observável do sistema, mensurável em termos de números e unidades de medida, incluindo quantidades físicas tais como localização, velocidade, direção, pressão, massa específica, etc.

Um sistema que pode ser representado por coordenadas termodinâmicas é chamado de sistema termodinâmico. Importantes sistemas termodinâmicos para a engenharia são os gases, vapores e misturas.

- Propriedade tem *Valor e Unidade*

Por exemplo, temperatura, pressão, volume, massa, velocidade, altura, são todas propriedades do sistema. A todas essas variáveis pode ser atribuído um valor e uma unidade, que caracterizará o sistema. As propriedades podem ser extensivas (representadas por letras maiúsculas), quando estão relacionadas a toda a massa do sistema, ou podem ser intensivas (representadas por letras minúsculas), quando são representadas por unidade de massa. Algumas propriedades são intrinsecamente intensivas, tais como temperatura e pressão (não se diz que um corpo está a 50°C por 5Kg de massa). Volume, por sua vez, pode ser representado na forma extensiva (um corpo possui volume de $V = 5m^3$) ou na forma intensiva (o volume específico do corpo é de $v = 5m^3/Kg$).

Extensivo			Intensivo		
Propriedade	Símbolo	Unidade	Propriedade	Símbolo	Unidade
Massa	m	Kg	massa específica	ρ	Kg/m^3
Volume	V	m^3	volume específico	v	m^3/Kg
Energia cinética	E_K	J	Energia cinética específica	e_K	J/Kg
Energia potencial	E_P	J	Energia potencial específica	e_P	J/Kg
Energia interna	U	J	Energia interna específica	u	J/Kg

1.6.2 Estado do sistema

Estado do sistema é a sua condição ou configuração, identificável pelas propriedades de estado e descritos em detalhes suficientes de forma que um estado possa ser distinguido de todos os outros estados.

Considere um recipiente com paredes rígidas e volume de $1m^3$ cheio de água. Seja a pressão na água igual a pressão ambiente:

- Se a temperatura na água for de 25°C, o sistema está em um determinado estado
- Se a temperatura na água for de 50°C, o sistema está em um estado termodinâmico diferente do anterior

1.6.3 Processo e Ciclo

Processo é a mudança de um estado para outro. Ciclo é um processo cujo estado final é igual ao estado inicial.

1.6.4 Igualdade de Temperatura

Um corpo quente e um corpo frio, quando colocados em contato, interagem, ocasionando mudança nas propriedades de ambos. Após certo tempo não se observam mais mudanças, quando se diz que os corpos estão em equilíbrio térmico.

1.6.5 Temperatura

O conceito de desigualdade de temperatura deriva do conceito de igualdade de temperatura. Desigualdade de temperatura se distingue pela observação de mudanças nas propriedades dos dois corpos em análise. Desta forma, uma escala arbitrária pode ser definida em termos de alguma propriedade conveniente de um corpo padrão, chamado termômetro.

1.7 A lei zero da termodinâmica

A aplicação prática da termometria reside no fato ou hipótese de que dois corpos respectivamente em equilíbrio térmico com um terceiro corpo devem também estar em equilíbrio térmico entre si. Esta hipótese é amplamente verificada em experimentos.

1.7.1 Processo à mesma temperatura

Quando não há equilíbrio térmico entre o sistema e sua vizinhança, ocorre interação entre ambos. Essa interação é identificada como *calor*.

Se um processo ocorre em que o sistema e sua vizinhança estão, a cada passo, à mesma temperatura, então não há interação devido à diferença de temperatura. Isso não implica que o sistema deva manter temperatura constante durante o processo.

1.8 Trabalho e Calor

As leis da termodinâmica lidam com interações entre o sistema e sua vizinhança, conforme eles passam por estados de equilíbrio. Essas interações são divididas em duas classes: 1) Trabalho; 2) Calor.

Para compreender a termodinâmica, é essencial que saibamos a resposta à duas perguntas:

1. O que é Trabalho?
2. O que é Calor?

1.8.1 Trabalho

Na mecânica clássica, trabalho é definido como um efeito produzido pelo sistema sobre sua vizinhança, quando o sistema move a vizinhança na direção de uma

força exercida pelo sistema. A magnitude do efeito é medida pelo produto escalar dos vetores distância deslocada (\vec{d}) e a componente da força (\vec{F}) na direção do movimento.

Trabalho (W), para a mecânica, está relacionado a um deslocamento ($d\vec{S}$) devido a aplicação de uma força (\vec{F}):

$$W = \vec{F} \cdot d\vec{S} \quad (1.2)$$

Note que, por ser um produto escalar de dois vetores, trabalho é uma grandeza escalar, que possui apenas magnitude.

A unidade de trabalho em S.I é a mesma de calor e de energia, definida como Joules:

$$[W] = [N] \cdot [m] = \left[\frac{Kg \cdot m}{s^2} \right] \cdot [m] = \left[\frac{Kg \cdot m^2}{s^2} \right] = [J] \quad (1.3)$$

Para a termodinâmica, o conceito de trabalho é mais amplo. Diz-se que um sistema realiza trabalho se for possível imaginar um sistema alternativo ao sistema original, que passa através da mesma série de estados do processo original, cujo único efeito do sistema imaginário substituto sobre a vizinhança é o levantamento de um peso devido à aplicação de uma força.

Por essa definição, o "movimento de uma força através de uma distância" não é essencial para uma interação de trabalho. Só é necessário que exista uma vizinhança alternativa, que pode se acoplar ao processo de forma que o movimento de uma força através de uma distância seja o único efeito externo ao sistema.

O exemplo clássico é o acendimento de uma lâmpada por uma bateria. Na definição clássica, esse sistema não realiza trabalho. Contudo, pode-se imaginar um sistema alternativo, um motor com polia acoplado a um peso, em substituição à lampada, e nesse caso o acionamento do motor pela bateria resultará no levantamento do peso. Esse sistema alternativo realiza trabalho, portanto o sistema original também realiza trabalho.

A quantidade de trabalho realizado por um sistema é medida pelo número de peso padrão que pode ser levantado de um nível prescrito a outro na vizinhança alternativa previamente utilizada para o reconhecimento do trabalho.

Se o sistema realiza trabalho na vizinhança, então a vizinhança recebe trabalho na mesma quantidade que o sistema realiza. Se a interação de trabalho ocorre entre os corpos A e B , então $|W_A| = |W_B|$:

- W_A : trabalho realizado pelo corpo A
- W_B : trabalho realizado pelo corpo B

Regra análoga à *Terceira Lei de Newton*: ação e reação são iguais.

1.8.1.1 Trabalho de Compressão e Expansão a pressão constante

Uma das formas mais comuns de trabalho aplicadas ao estudo da termodinâmica é o trabalho de compressão ou expansão de um sistema. Imaginemos um sistema composto por um cilindro rígido e um pistão móvel. Se a vizinhança exerce trabalho sobre o sistema, mediante a aplicação de uma pressão constante, este trabalho resultará na compressão do sistema. De maneira oposta, se o sistema exerce trabalho sobre a vizinhança, será um trabalho de expansão.

Considerando o trabalho de compressão da vizinhança sobre o sistema, temos:

$$w = F.d \quad (1.4)$$

$$w = P.A.d \quad (1.5)$$

Mas $A.d = dv$, logo:

$$w = p.dv \quad (1.6)$$

No processo de compressão, o volume final do sistema é menor do que o inicial:

$$v_2 < v_1 \rightarrow dv < 0 \quad (1.7)$$

Na formulação da primeira lei, vimos que o trabalho exercido pela vizinhança sobre o sistema aumenta a energia interna do sistema, portanto, deve ser um trabalho positivo. Assim, levando em consideração a redução no volume, e para garantir que o trabalho exercido pela vizinhança aumente a energia interna do sistema, ou seja, seja um trabalho positivo:

$$w_{\text{compressão}} = -p.dv \quad (1.8)$$

O trabalho de expansão à pressão constante exercido pelo sistema sobre a vizinhança resulta num volume final do sistema maior do que o inicial ($v_2 > v_1$), logo $dv > 0$. Como este trabalho deve ser negativo, pois reduz a energia do sistema (é um trabalho realizado pelo sistema na vizinhança), temos:

$$w_{\text{expansão}} = -p.dv \quad (1.9)$$

Logo, tanto para compressão quanto expansão, o trabalho pode ser calculado por:

$$w_{c/e} = -p.dv \quad (1.10)$$

1.8.1.2 Trabalho de compressão a volume constante

Trabalho também pode ocorrer a volume constante, como no caso de um compressor (que trabalha com líquido). Líquidos são fluidos incompressíveis, ou seja, possuem pouca variação de massa específica (e de volume específico) quando sujeitos à grandes variações de pressão. Desta forma, é perfeitamente admissível admitir que o trabalho realizado seja a volume constante, e a variação ocorre na pressão.

$$W = dP.V \rightarrow W = V(P_2 - P_1) \quad (1.11)$$

1.8.2 Calor e energia

Calor é energia térmica em trânsito devido a um gradiente de temperatura. Já vimos que *Energia* é a capacidade de se produzir um efeito. Energia Térmica, por sua vez, está relacionada com o grau de agitação molecular do sistema, e é representada indiretamente pela Temperatura. Mas não basta que o sistema tenha energia térmica. Deve haver uma diferença de temperatura entre o sistema e sua vizinhança, para que ocorra um trânsito dessa energia. Este trânsito ocorre no sentido do sistema de maior para o de menor energia. Relembrando:

$$E = U + E_K + E_P + \dots \quad (1.12)$$

Sendo:

- E : energia total do sistema
- U : energia interna, composta por:
 - [*]energia térmica, na forma de calor sensível e calor latente
 - [*]energia atômica
 - [*]energia química
- E_K : energia cinética $\frac{mV^2}{2}$
- E_P : energia potencial $m.g.z$

Calor é energia térmica em trânsito devido a um gradiente de temperatura

Calor é uma energia em trânsito. Não se diz que um estado termodinâmico possui determinada quantidade de calor, da mesma forma como não se diz que ele possui uma determinada quantidade de trabalho. Ambos, calor e trabalho, dependem do processo, dependem da mudança de um estado termodinâmico inicial para um estado termodinâmico final.

A primeira Lei da Termodinâmica

2.1 A primeira Lei da termodinâmica para um sistema fechado: energia, calor e trabalho

Energia, calor e trabalho são relacionados pela primeira lei da termodinâmica, que evoluiu da *Equivalência mecânica do calor*, proposto por Rumford e dos trabalhos experimentais de Joule.

Joule realizou experimentos em processos de um estado inicial a um final envolvendo vários tipos diferentes de trabalho, tais como trabalho elétrico e trabalho mecânico, em diferentes arranjos e em vários sistemas, compreendendo diversas substâncias puras, misturas e substâncias passando por reações químicas.

A Primeira Lei da Termodinâmica é um resultado empírico, confirmado por experiências práticas e de laboratório.

2.1.1 Energia e calor

Imagine um sistema fechado que recebe calor do ambiente. A temperatura do sistema irá aumentar ao longo do tempo, de um estado inicial para um estado final.

Assumindo que para o dado sistema um valor arbitrário de U é definido para um estado de referência, valores correspondentes de U para todos os outros estados podem ser encontrados pela medição do calor nos processos.

A quantidade total de calor adicionado ao sistema depende somente dos estados inicial e final do processo, e não dos estados intermediários. Pode-se, portanto, definir uma nova propriedade ou função de estado, cujo acréscimo representa o calor recebido pelo sistema no processo. Esta propriedade é chamada de energia interna do sistema U . Por ser uma variável de estado, sua variação é uma diferencial exata, representada por du .

$$dU = \delta Q \tag{2.1}$$

Trata-se de um calor adicionado da vizinhança ao sistema, que resulta num aumento da energia interna do sistema

2.1.2 Energia e trabalho

O experimento clássico de Joule envolvendo trabalho e variação de energia consistiu na medição da variação de temperatura em um aparato com uma pá imersa no interior do sistema isolado do meio (de forma a não trocar calor), acionada pela queda de dois pesos de uma altura especificada (realização de trabalho).

O experimento requereu termômetros bastante precisos, desenvolvidos por Joule em função de sua experiência com a fabricação de cervejas.

As medições mostraram que, para uma dada quantidade de trabalho realizado, ocorria uma determinada variação de temperatura no sistema. Da mesma forma que na adição de calor, a mudança de estado é representada pelo acréscimo na função de estado energia interna, que depende apenas dos estados inicial e final do processo (logo, é uma diferencial exata):

$$dU = \delta W \quad (2.2)$$

Trata-se de um trabalho realizado da vizinhança no sistema, resultando num aumento da energia interna do sistema

2.1.3 A primeira lei

O calor adicionado ao sistema e o trabalho realizado no sistema pela vizinhança causam uma mudança de energia dU .

U é uma propriedade de estado e sua variação dU é uma diferencial exata, ou seja, depende apenas dos estados inicial e final do sistema. Para esta variação de energia dU , entretanto, existe uma quantidade infinita de formas, ou processos, pelas quais calor pode ser adicionado ao sistema e trabalho pode ser realizado sobre o sistema. Assim, tanto calor quanto trabalho são diferenciais inexatas, representadas por δ .

A formulação matemática da primeira lei se deve, entre outros, a Thomsom e a Clausius. Sua forma é:

$$dU = \delta Q + \delta W \quad (2.3)$$

sendo:

- dU : variação da energia interna do sistema
- δQ : quantidade de calor adicionado da vizinhança ao sistema
- δW : quantidade de trabalho realizado pela vizinhança no sistema

Na Eq. 2.3, podemos observar que:

- Calor adicionado da vizinhança ao sistema aumenta a energia do sistema
se um sistema recebe calor da vizinhança, sua energia específica no final do processo (u_2) é maior do que sua energia específica no início do processo (u_1). Ou seja, a energia interna do sistema é proporcional ao calor adicionado ao sistema pela vizinhança. Aqui, é importante termos bastante atenção. O calor adicionado

pela vizinhança sobre o sistema é um calor positivo, e leva a um aumento da energia interna do sistema.

- Calor realizado pelo sistema na vizinhança diminui a energia do sistema
- Trabalho realizado pela vizinhança no sistema aumenta a energia do sistema

se um sistema recebe trabalho da vizinhança, sua energia específica no final do processo (u_2) é maior do que sua energia específica no início do processo (u_1). A energia interna do sistema também é proporcional ao trabalho realizado no sistema pela vizinhança. É muito importante compreendermos bem de onde e para onde vai o trabalho. O trabalho realizado pela vizinhança sobre o sistema é um trabalho positivo e, de maneira semelhante ao calor, resulta num aumento da energia interna do sistema.

- Trabalho realizado pelo sistema na vizinhança diminui a energia do sistema

A eq. 2.3 representa matematicamente a primeira lei da termodinâmica.

Clausius, em seu trabalho, formulou a primeira lei como:

$$dU = \delta Q - \delta W \quad (2.4)$$

O foco de Clausius era o trabalho realizado por uma máquina térmica. Desta forma, por convenção, o trabalho realizado pelo sistema (máquina) na vizinhança é um trabalho positivo. Como, para realizar trabalho, o sistema deve gastar energia (sua energia final será menor do que sua energia inicial), há a necessidade do sinal negativo.

Na formulação anterior, foi considerado apenas a variação da energia interna U do sistema. De forma mais ampla, podemos considerar que a realização de trabalho e a adição de calor também podem levar a uma mudança da energia cinética do sistema E_K ou a uma mudança da energia potencial do sistema E_P . Logo:

$$dE = dU + dE_K + dE_P + \dots \quad (2.5)$$

A variação de energia total do sistema pode ocorrer devido à variação da energia interna, cinética, potencial ou outras formas de energia. Considerando a variação dessas outras parcelas de energia (em especial cinética e potencial), a primeira lei pode ser escrita como:

$$dE = \delta Q + \delta W \quad (2.6)$$

2.1.4 Primeira lei para um ciclo

Ciclo é um processo cujo estado final é igual ao inicial. Como E é uma propriedade, a variação líquida de E para um ciclo é nula. Logo:

$$\oint \delta Q + \oint \delta W = 0 \quad (2.7)$$

Ou

$$|\oint \delta Q| = |\oint \delta W| \quad (2.8)$$

Algebricamente, o calor líquido recebido pelo sistema durante um ciclo é igual ao trabalho líquido realizado pelo sistema durante o ciclo.

2.1.5 Processo adiabático

Se isolantes forem colocados entre o sistema e sua vizinhança, que estão a temperaturas diferentes, o calor Q se torna pequeno. Se o isolante for muito efetivo, Q se torna muito pequeno. Pode-se extrapolar para a condição em que o calor é nulo. Tal processo é denominado *adiabático*.

Processos a iguais temperaturas também são adiabáticos, pois não há gradiente de temperatura e portanto $Q = 0$.

2.2 Primeira lei da Termodinâmica para um sistema aberto

Vamos expandir a primeira lei para um sistema fechado, de forma que ela também possa representar sistemas abertos, que possuem massa entrando ou saindo do sistema (ou volume de controle).

Para estes casos, temos que considerar o trabalho realizado pela vizinhança sobre o sistema para colocar uma determinada quantidade de massa no interior do volume de controle, e o trabalho realizado pelo sistema na vizinhança para remover uma determinada quantidade de massa através da fronteira do sistema.

O primeiro termo representa um termo de trabalho positivo, ou seja, trabalho realizado pela vizinhança sobre o sistema, e resulta num aumento da energia do sistema. Imaginemos uma força aplicada para deslocar uma determinada quantidade de volume por uma distância L . Assim:

$$W = \vec{F}_1 \cdot \vec{L}_1 \quad (2.9)$$

Podemos representar o termo de força em função da pressão exercida na região de entrada, como: $\vec{F}_1 = P_1 \cdot \vec{A}_1$. Desta forma, a equação 2.9 pode ser escrita como:

$$W_1 = P_1 \cdot \vec{A}_1 \cdot L_1 \quad (2.10)$$

Como $A_1 \cdot L_1 = V_1$, temos:

$$W_1 = P_1 \cdot V_1 \quad (2.11)$$

Adotando o mesmo procedimento, podemos obter o trabalho realizado pelo sistema na vizinhança para remover uma determinada quantidade de massa do sistema. Neste caso, o trabalho é negativo (o sistema gasta energia para realizar esse trabalho sobre a vizinhança).

$$W_2 = -P_2 \cdot V_2 \quad (2.12)$$

Os trabalhos apresentados nas Eqs. 2.11 e 2.12 são denominados trabalhos de fluxo. A primeira lei da termodinâmica para um sistema aberto pode ser escrita como:

$$dE = dQ + dW + P_1 \cdot V_1 - P_2 \cdot V_2 \quad (2.13)$$

Passando os termos de trabalho de fluxo para o lado esquerdo:

$$dE + P_2V_2 - P_1V_1 = dQ + dW \quad (2.14)$$

Considerando que a energia total E é composta pelos termos de energia interna, cinética e potencial, temos:

$$dU + dE_K + dE_P + P_2V_2 - P_1V_1 = dQ + dW \quad (2.15)$$

reagrupando os termos:

$$U_2 + P_2V_2 - U_1 - P_1V_1 + dE_K + dE_P = dQ + dW \quad (2.16)$$

O termo $U + PV$ aparece frequentemente nos cálculos termodinâmicos, e por isso recebe uma denominação especial. Ele é *definido* como a entalpia (H) do sistema. Como ele é resultante da combinação de propriedades de estado, ele também é uma propriedade de estado.

$$H \equiv U + PV \quad (2.17)$$

A primeira lei da termodinâmica para sistema aberto pode ser escrita em função variação da entalpia, como:

$$dH + dE_K + dE_P = dQ + dW \quad (2.18)$$

Na eq. 2.18, o lado esquerdo continua representando a variação de energia do sistema, enquanto o lado direito representa o calor recebido pelo sistema da vizinhança e o trabalho realizado pela vizinhança sobre o sistema. Desta forma, a representação $dE = \delta Q + \delta W$ continua válida.

2.2.1 Aplicação da 1ª Lei da Termodinâmica para uma turbina

Numa turbina ocorre a expansão do fluido de entrada, que chega com alta pressão e alta temperatura (alta energia). Partindo da formulação da 1ª Lei para um sistema aberto:

$$de = \delta q + \delta w \quad (2.19)$$

Abrindo os termos de variação de energia de :

$$de = du + d(pv) + de_K + de_P \quad (2.20)$$

mas, como vimos, $h = u + pv$, logo, também podemos escrever, em função da entalpia:

$$dh + de_K + de_P = \delta q + \delta w \quad (2.21)$$

Para turbinas, usualmente são desprezados os termos de energia cinética e potencial. Além disso, geralmente são consideradas turbinas adiabáticas, bem isoladas e que não trocam calor com a vizinhança. Assim:

$$dh = \delta w \quad (2.22)$$

Portanto, o trabalho realizado pela turbina pode ser determinado apenas pela variação das entalpias na entrada e saída da mesma. Note que o fluido chega com alta energia (e alta entalpia) e reduz sua energia para que possa fornecer trabalho à vizinhança. Assim $h_2 - h_1 < 0$, e conseqüentemente o trabalho $\delta w < 0$, o que está de acordo com nossa formulação: trabalho realizado pelo sistema na vizinhança reduz a energia do sistema.

2.2.2 Aplicação da 1ª Lei da Termodinâmica para uma bomba ou ventilador

$$du + d(pv) + de_K + de_P = \delta q + \delta w \quad (2.23)$$

em uma bomba ou ventilador, o objetivo é realizar trabalho. Ou seja, eles não são trocadores de calor. Considerando um sistema sem perdas, bem isolado, podemos afirmar que $\delta q = 0$. Logo:

$$du + d(pv) + de_K + de_P = \delta w \quad (2.24)$$

$$du + d(pv) + \frac{V_2^2}{2} - \frac{V_1^2}{2} + gz_2 - gz_1 = \delta w \quad (2.25)$$

Considerando um sistema em que não haja variação de altura e desprezando o termo de energia cinética:

$$du + d(pv) = \delta w \rightarrow dh = \delta w \quad (2.26)$$

De forma semelhante à turbina, o trabalho em uma bomba ou ventilador, desprezando os termos de energia cinética e potencial, pode ser determinado pela variação de entalpia. Entretanto, agora o trabalho é realizado pela vizinhança no sistema, e portanto aumenta a energia do sistema.

2.2.3 Aplicação da 1ª Lei da Termodinâmica: equação de Bernoulli

$$du + d(pv) + de_K + de_P = \delta q + \delta w \quad (2.27)$$

No sistema em questão, não há realização de trabalho de eixo: $\delta w = 0$.

$$d(pv) + de_K + de_P = \delta q - du \quad (2.28)$$

O termo $\delta q - du$ é um termo usualmente chamado de termo dissipativo. Ele surge devido aos efeitos dissipativos da viscosidade, transferência de calor e difusão de massa. Para um sistema não viscoso, em que os termos dissipativos são desprezados:

$$d(pv) + de_K + de_P = 0 \quad (2.29)$$

$$P_2 v_2 - P_1 v_1 + \frac{V_2^2}{2} - \frac{V_1^2}{2} + gz_2 - gz_1 = 0 \quad (2.30)$$

$$P_2 v_2 + \frac{V_2^2}{2} + gz_2 = P_1 v_1 + \frac{V_1^2}{2} + gz_1 \quad (2.31)$$

Ou, sabendo que $v = \frac{1}{\rho}$

$$\frac{P_2}{\rho_2} + \frac{V_2^2}{2} + gz_2 = \frac{P_1}{\rho_1} + \frac{V_1^2}{2} + gz_1 \quad (2.32)$$

2.3 Motores térmicos e a Segunda Lei da Termodinâmica

Um motor térmico é definido como um sistema de identidade fixa que passa por um processo cíclico durante o qual ocorre interação de calor e trabalho com a vizinhança. Ex.: planta de energia a vapor.

Turbinas a gás de ciclo aberto e motores de combustão interna não são, por esta definição, motores térmicos, pois não operam segundo um ciclo.

2.3.1 Eficiência dos motores térmicos

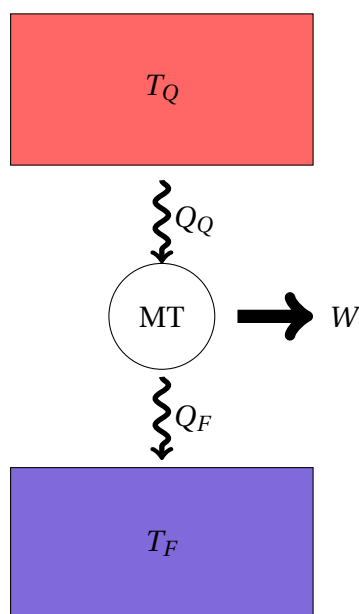


Figura 2.1 – Uma fonte quente à temperatura T_Q fornece calor Q_Q para a máquina térmica, que realiza trabalho W e rejeita parte do calor Q_F para uma fonte fria à temperatura T_F .

Uma fonte de calor à temperatura T_q é a parte da vizinhança que fornece calor ao sistema. A quantidade de calor recebida dessa fonte é denominada Q_q . A quantidade de calor rejeitada pelo sistema durante o ciclo para a vizinhança à temperatura T_f é Q_f .

Pela 1ª Lei, para um processo cíclico, o trabalho líquido do motor durante um ciclo completo é:

$$W_{liq} = Q_Q - Q_F \quad (2.33)$$

A saída útil do motor é o trabalho mecânico W_{liq} , enquanto o fator relacionado ao custo de operação é o calor recebido Q_Q . O rendimento η é definido como:

$$\eta = \frac{W_{liq}}{Q_Q} = \frac{Q_Q - Q_F}{Q_Q} = 1 - \frac{Q_F}{Q_Q} \quad (2.34)$$

2.3.1.1 Movimento perpétuo de segundo tipo

Conforme Eq.2.34, se o calor rejeitado para a fonte fria for nulo ($Q_F = 0$), teríamos um motor térmico com eficiência de 100%, chamado de máquina de movimento perpétuo de segundo tipo. Se tal máquina pudesse ser construída, seria possível obter potência mecânica sem o uso de qualquer combustível.

A experiência nos mostra que movimento perpétuo de segundo tipo é impossível de se obter. Essa afirmação tem implicações práticas tão importantes que é chamada de *Segunda Lei da Termodinâmica*, que pode ser definida como:

Nenhum sistema pode passar por um ciclo completo de estados e entregar trabalho para a vizinhança enquanto troca calor com somente uma única fonte de calor à temperatura uniforme.

2.3.2 A escala de temperatura absoluta

Consideremos uma máquina térmica operando entre as fontes quente à temperatura T_Q e fria à temperatura T_F . A quantidade de trabalho realizado será uma função dessas temperaturas. Assim:

- $Q_Q = F(T_Q)$
- $Q_F = F(T_F)$

O rendimento dessa máquina térmica pode ser representado por:

$$\eta = 1 - \frac{Q_F}{Q_Q} = 1 - \frac{F(T_F)}{F(T_Q)} \quad (2.35)$$

Para uma máquina operando com máxima eficiência, temos que:

$$\frac{Q_F}{Q_Q} = \frac{F(T_F)}{F(T_Q)} \quad (2.36)$$

Consideremos agora uma temperatura intermediária T_i , e duas máquinas térmicas em série, operando entre as temperaturas T_Q e T_i e T_i e T_F , respectivamente, de forma que:

$$\eta_1 = 1 - \frac{Q_i}{Q_Q} = 1 - \frac{F(T_i)}{F(T_Q)} \quad (2.37)$$

$$\eta_2 = 1 - \frac{Q_F}{Q_i} = 1 - \frac{F(T_F)}{F(T_i)} \quad (2.38)$$

O que resulta em:

$$\frac{Q_i}{Q_Q} = \frac{F(T_i)}{F(T_Q)} \quad (2.39)$$

$$\frac{Q_F}{Q_i} = \frac{F(T_F)}{F(T_i)} \quad (2.40)$$

Podemos relacionar a Eq. 2.36 com as Eq. 2.39 e 2.40

$$\left(\frac{Q_i}{Q_Q}\right)\left(\frac{Q_F}{Q_i}\right) = \frac{Q_F}{Q_Q} \quad (2.41)$$

$$\left(\frac{F(T_i)}{F(T_Q)}\right)\left(\frac{F(T_F)}{F(T_i)}\right) = \frac{F(T_F)}{F(T_Q)} \quad (2.42)$$

$$\left(\frac{Q_F}{Q_Q}\right) = \frac{F(T_F)}{F(T_Q)} \quad (2.43)$$

Assim, a relação entre os calores fornecidos pelas fonte quente e fria é função apenas das temperaturas dessas fontes. Diversas funções F satisfazem essa razão, e sua escolha é arbitrária. William Thomson (Lord Kelvin) escolheu a própria temperatura como função $F(T) = T$, definindo uma escala de temperatura termodinâmica, conhecida como escala absoluta:

$$\left(\frac{Q_Q}{Q_F}\right)_{rev} = \frac{T_Q}{T_F} \quad (2.44)$$

O ponto triplo da água (estado em que as fases líquida, sólida e gasosa existem em equilíbrio) foi definido como tendo o valor de 273,16K pela Conferência internacional de pesos e medidas em 1954.

A escala de temperatura absoluta (ou escala Kelvin), representada pela Eq. 2.44, é uma escala de temperatura definida em termos da eficiência de um motor térmico reversível operando entre dois reservatórios de temperaturas fixas e uniformes e depende somente das temperaturas dos reservatórios e não da natureza do motor nem do fluido. Utilizando um motor reversível como termômetro é possível evitar uma dificuldade básica na construção de termômetros, qual seja, que termômetros diferentes geralmente coincidem em um ou dois pontos fixos mas diferem em todos os outros.

É impossível para um sistema ter temperatura absoluta nula ou negativa.

2.3.3 Reversibilidade

A experiência prática de que eventos naturais ocorrem em uma direção somente, ou seja, de que processos reais são irreversíveis, está intimamente conectada à 2ª Lei.

- Reversibilidade

Diz-se que um processo é reversível se for possível "apagar" os seus efeitos, ou seja, se existir uma maneira conhecida pela qual o sistema e toda a sua vizinhança

podem ser restaurados para os seus respectivos estados iniciais. O processo pode ser completamente desfeito.

Nenhum processo real é reversível, mas geralmente processos reais podem ser refinados ao ponto em que se aproxima de processos reversíveis.

Processo reversível é um padrão útil de comparação contra o qual processos reais podem ser avaliados.

2.3.4 Irreversibilidade

Sua definição está implícita na definição de processos reversíveis, ou seja, diz-se que um processo é irreversível se não houver maneira conhecida pela qual o sistema e sua vizinhança possam ser restaurados aos seus respectivos estados iniciais.

Para as ciências térmicas, as irreversibilidades podem ser apontadas por três causas básicas: I) viscosidade; II) Condução de calor; III) difusão de massa.

Se houvesse uma maneira de se desfazer qualquer processo irreversível, seria possível construir uma máquina de movimento perpétuo de segundo tipo.

Inserir figura.

2.3.5 Máxima eficiência dos motores térmicos: o motor térmico de Carnot

Fazendo uso da escala de temperatura absoluta, para um motor térmico sem irreversibilidades, a máxima eficiência dependerá apenas das temperaturas das fontes quente e fria. Assim:

- Corolário: nenhum motor térmico operando entre duas fontes de calor de temperaturas fixas e uniformes pode ter eficiência térmica maior do que um motor térmico reversível que opera entre as mesmas duas fontes de calor, caso contrário seria possível obter movimento perpétuo de segunda espécie.
- Corolário: como consequência do corolário anterior, todo motor térmico reversível operando entre os mesmos dois reservatórios de temperaturas fixas e uniformes possuem a mesma eficiência térmica. Esse rendimento é chamado de rendimento de Carnot:

$$\eta_{Carnot} = 1 - \frac{Q_F}{Q_Q} = 1 - \frac{T_F}{T_Q} \quad (2.45)$$

É importante salientar que as temperaturas para a determinação do rendimento na Eq. 2.45 são expressas na escala Kelvin (absoluta).

2.3.6 Inigualdade de Clausius

O trabalho líquido de uma máquina térmica pode ser calculado em função de seu rendimento, como:

$$W_{liq} = \eta \cdot Q_Q \quad (2.46)$$

O máximo trabalho possível ocorre para uma máquina de Carnot, sem irreversibilidades (W_{liq}^{ideal}). Uma máquina real, que possui irreversibilidades, irá produzir

menos trabalho líquido do que a máquina de Carnot operando entre as mesmas fontes de temperatura quente e fria. Logo:

$$W_{liq}^{real} \leq W_{liq}^{ideal} \quad (2.47)$$

Para a máquina real, o rendimento pode ser calculado pelos calores das fonte fria e quente, enquanto que para a máquina ideal o rendimento pode ser calculado pelas temperaturas:

- Máquina real: $\eta_{real} = 1 - \frac{Q_F}{Q_Q}$
- Máquina ideal: $\eta_{ideal} = 1 - \frac{T_F}{T_Q}$

O rendimento real é menor ou igual ao rendimento ideal. Logo:

$$\begin{aligned} \eta_{real} &\leq \eta_{ideal} \\ 1 - \frac{Q_F}{Q_Q} &\leq 1 - \frac{T_F}{T_Q} \end{aligned} \quad (2.48)$$

O que resulta em:

$$\begin{aligned} \frac{Q_F}{Q_Q} &\geq \frac{T_F}{T_Q} \\ \frac{Q_F}{T_F} &\geq \frac{Q_Q}{T_Q} \\ \frac{Q_Q}{T_Q} - \frac{Q_F}{T_F} &\leq 0 \end{aligned} \quad (2.49)$$

Calor é uma grandeza vetorial. O calor recebido pelo sistema Q_Q têm valor positivo, pois aumenta a energia do sistema. Já o calor rejeitado pelo sistema Q_F têm valor negativo, pois reduz a energia do sistema.

Quando um sistema passa por um ciclo completo, movimento perpétuo de segundo tipo é possível a não ser que:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0 \quad (2.50)$$

A Eq. 2.50 é conhecida como *Inigualdade de Clausius*, sendo:

- δQ : pequena quantidade de calor recebido em parte da fronteira do sistema durante uma parte elementar do ciclo;
- T : temperatura absoluta correspondente naquela parte da fronteira;
- A integral deve ser somada em todas as partes da fronteira e por todo o ciclo.

Em um ciclo feito de etapas reversíveis:

$$\oint \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{rev} = 0 \quad (2.51)$$

2.4 A Entropia

Considere um ciclo composto por duas etapas reversíveis: o sistema sai do estado inicial 1, vai para um estado final 2 e volta para o estado inicial 1. Assim:

$$\begin{aligned}\int_1^2 \frac{\delta Q_{12}}{T} + \int_2^1 \frac{\delta Q_{21}}{T} &= 0 \\ \int_1^2 \frac{\delta Q_{12}}{T} &= - \int_2^1 \frac{\delta Q_{21}}{T} \\ \int_1^2 \frac{\delta Q_{12}}{T} &= \int_1^2 \frac{\delta Q_{21}}{T}\end{aligned}\quad (2.52)$$

A Eq. 2.52 nos mostra que quando se vai de um estado 1 para um estado 2 por dois processos diferentes, ambos reversíveis, a integral de $\frac{\delta Q}{T}$ será a mesma para ambos os processos. De forma mais geral, pode-se dizer que esta integral depende somente dos estados finais e não dos estados intermediários. A quantidade $\frac{\delta Q}{T}$ para um processo reversível infinitesimal é, portanto, uma diferencial exata, e é o diferencial de uma propriedade termodinâmica, chamada *Entropia*:

$$dS \equiv \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{rev} \quad (2.53)$$

Assim como a 1ª Lei levou à definição de uma nova propriedade (energia interna), a 2ª Lei leva à definição de uma nova propriedade termodinâmica, a entropia.

A entropia é uma propriedade que possui valor particular em relação a alguma condição de referência, para cada estado de equilíbrio do sistema.

O valor de referência da entropia é definido pela *Terceira Lei da Termodinâmica*, que especifica o valor zero quando o sistema está na temperatura de zero absoluto $T = 0[K]$.

Consideremos um processo com fenômenos dissipativos (viscosidade, condutividade térmica ou difusão de massa) de um estado inicial 1 até um estado 2 e finalmente retornando para o estado final 1, igual ao estado inicial. Assim:

$$\oint \left(\frac{\delta Q}{T} \right) = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} + \int_2^1 \frac{\delta Q}{T} \leq 0 \quad (2.54)$$

Considerando o processo $2 \rightarrow 1$ reversível:

$$\begin{aligned}\int_2^1 \frac{\delta Q}{T} &= S_1 - S_2 \\ \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{rev} &= S_1 - S_2\end{aligned}\quad (2.55)$$

Assim:

$$\int_1^2 \frac{\delta Q}{T} + S_1 - S_2 \leq 0$$

$$S_2 - S_1 \geq \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} \quad (2.56)$$

$$dS_{1 \rightarrow 2} \geq \frac{\delta Q}{T} \quad (2.57)$$

Ou

$$dS = \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{rev} + dS_{irrev} \quad (2.58)$$

em que o termo $dS_{irrev} \geq 0$ representa as componentes dos fenômenos dissipativos, sendo sempre maior ou igual a zero:

- $dS_{irrev} > 0$: processo irreversível
- $dS_{irrev} = 0$: processo reversível

A Eq.(2.57) é a forma analítica mais conveniente da segunda lei. Se o sistema é isolado de toda troca de calor com a vizinhança:

$$dS_{adiab} \geq 0 \quad (2.59)$$

As Eqs.(2.57) e (2.59) representam o princípio do aumento da entropia. Se nos basearmos tão somente pela primeira Lei, não há qualquer restrição entre conversão de calor e trabalho em energia e vice-versa. Na prática, entretanto, sabemos que determinados processos não ocorrem naturalmente, ou seja, todo processo possui uma direção natural para ocorrer.

Um processo ocorrerá na direção em que a entropia do sistema mais o da sua vizinhança sempre aumentem (ou, no mínimo, permaneçam constantes).

2.4.1 Cálculo da entropia

Considerando um processo de aquecimento reversível:

$$ds = \frac{\delta q}{T} \rightarrow \delta q = T.ds \quad (2.60)$$

e um trabalho de expansão ou compressão:

$$w = -Pdv \quad (2.61)$$

temos, da primeira lei:

$$\begin{aligned}
 de &= \delta q + \delta w \\
 de &= T.ds - p.dv \\
 T.ds &= de + p.dv \\
 ds &= \frac{de + p.dv}{T}
 \end{aligned} \tag{2.62}$$

Desprezando os termos de energia cinética e potencial (considerando apenas a energia interna):

$$\begin{aligned}
 de &= du \\
 ds &= \frac{du + p.dv}{T}
 \end{aligned} \tag{2.63}$$

Derivando a entalpia $h \equiv u + p.dv$, temos:

$$\begin{aligned}
 dh &= du + pdv + vdP \\
 pdv &= dh - du - vdP
 \end{aligned} \tag{2.64}$$

Logo:

$$\begin{aligned}
 Tds &= du + dh - du - vdP \\
 Tds &= dh - vdP
 \end{aligned} \tag{2.65}$$

As equações (2.63) e (2.65) são conhecidas como Equações de Gibbs, sendo reescritas abaixo para maior destaque:

$$Tds = du + Pdv \tag{2.66}$$

$$Tds = dh - vdP \tag{2.67}$$

Elas permitem determinar a variação da entropia com base na variação de outras propriedades do sistema, quais sejam: energia interna, pressão, volume e temperatura.

2.5 Calores específicos: compatibilizando a Primeira lei com a teoria do Calórico

Imaginemos que um sistema com determinada massa receba uma quantidade de calor de uma fonte externa. A experiência nos mostra que a temperatura deste corpo irá aumentar, e que esta variação é:

- Proporcional ao calor adicionado (quanto maior a quantidade de calor adicionado, maior a variação de temperatura)
- e
- Inversamente proporcional à massa do sistema (quanto maior a massa do sistema, maior a quantidade de calor necessária para variar a temperatura de todo o sistema).

Assim:

$$\Delta T \propto \left(\frac{1}{m}\right) \delta Q \quad (2.68)$$

Isolando o calor:

$$\delta Q \propto m \cdot \Delta T \quad (2.69)$$

Da teoria do calórico, têm-se que a razão entre a quantidade de calor fornecida ao sistema e a variação de temperatura devido a esse calor é dada por uma constante, o poder calorífico C , específica da substância que se está avaliando. Por unidade de massa, têm-se o calor específico c da substância. Logo:

$$\delta Q = C \cdot \Delta T \quad (2.70)$$

Lavoisier propôs que o calórico era uma substância, sem massa, contida nos corpos. A presença do calórico, segundo ele, estava relacionada à maior ou menor temperatura dos corpos. Além disso, o calórico seria alto-repulsivo, ou seja, tenderia a se mover de regiões de muito calórico para pouco calórico.

A Eq.(2.70) responde a seguinte questão: para determinado processo, dada uma quantidade de calor, qual será a variação de temperatura no sistema?

A primeira lei da termodinâmica, proveniente da teoria da equivalência mecânica do calor, propõe que calor e trabalho são intercambiáveis, sendo processos que alteram o estado termodinâmico da matéria, representada por sua energia E .

$$dE = \delta Q + \delta W \quad (2.71)$$

Surge, portanto, a questão: como compatibilizar a teoria do calórico com a teoria da equivalência mecânica do calor, e em consequência, com a primeira lei da termodinâmica? O que representa o calor específico?

Para responder à esse questionamento, vamos considerar dois sistemas sendo aquecidos: o primeiro, com paredes rígidas, sofrerá um processo a volume constante; o segundo, composto por um sistema pistão-cilindro que pode se mover, sofrerá um processo à pressão constante. Para ambos os processos, temos que a relação entre a quantidade de calor fornecida e a variação de temperatura do sistema é dada por: $C = \frac{Q}{\Delta T}$.

2.5.1 Processo a volume constante

Da primeira lei da termodinâmica, temos:

$$dE = \delta Q + \delta W \quad (2.72)$$

Como o sistema não realiza trabalho: $dE = \delta Q$. Desprezando os termos de energia cinética e potencial, $dE = dU$, logo:

$$dU = \delta Q \quad (2.73)$$

Escrevendo de forma extensiva (para toda a massa m do sistema):

$$\delta Q = m du \quad (2.74)$$

Da teoria do calórico:

$$C \cdot dT = \delta Q$$

$$m \cdot c \cdot dT = \delta Q$$

Logo:

$$m \cdot c \cdot dt = m \cdot du \quad (2.75)$$

$$c_v = \left[\frac{du}{dT} \right]_v$$

Como este é um processo à volume constante, representa-se o calor específico com o subíndice v .

Em geral, uma propriedade de uma substância pode ser expressa como uma função de duas propriedades independentes quaisquer. Considerando, por exemplo, a energia interna em função do volume específico e da temperatura: $u = u(v, T)$, e calculando sua derivada em função destas duas propriedades:

$$du = \left[\frac{\partial u}{\partial T} \right]_v dT + \left[\frac{\partial u}{\partial v} \right]_T dv$$

2.5.2 Processo a pressão constante

Desprezando os termos de energia cinética e potencial e considerando um trabalho de expansão ($-P \cdot dV$), a primeira lei da termodinâmica pode ser escrita como:

$$dU = \delta Q + \delta W \quad (2.76)$$

$$dU = \delta Q - P \cdot dV$$

$$dU + P \cdot dV = \delta Q$$

Usando a definição da entalpia ($h = u + p \cdot v$):

$$dH = \delta Q \quad (2.77)$$

Da teoria do calórico:

$$C \cdot \Delta T = \delta Q$$

$$m \cdot c \cdot dT = \delta Q$$

Assim:

$$m \cdot c \cdot dT = m \cdot dh \quad (2.78)$$

De maneira semelhante ao processo a volume constante, indicamos que o processo é à pressão constante pelo subíndice P. Logo:

$$c_P = \left[\frac{dh}{dT} \right]_P \quad (2.79)$$

Avaliando a entalpia em função da temperatura e da pressão $h = h(T, P)$, sua derivada será:

$$dh = \left[\frac{\partial h}{\partial T} \right]_P dT + \left[\frac{\partial h}{\partial P} \right]_T dP$$

Para substâncias incompressíveis, líquidos e sólidos, $c_P = c_V = c$

O gás perfeito

Um gás é uma coleção de partículas (moléculas, átomos, íons, elétrons, etc) em movimento aleatório, com um campo de força permeando essas partículas. As forças intermoleculares, força com que cada partícula interage com suas partículas vizinhas, correspondem a forças de atração fracas a longas distâncias e de repulsão fortes a pequenas distâncias. Para muitas aplicações da engenharia, inclusive muitos escoamentos compressíveis a temperatura e pressão característicos, a distância média entre as partículas é maior do que 10 diâmetros moleculares, situação em que há baixa força de atração. Para tal situação, o efeito das forças intermoleculares nas propriedades do gás é desprezível.

Definição: gás perfeito é aquele no qual as forças intermoleculares são desprezadas.

- Leva à equação de estado para gases ideais
- historicamente:

É o resultado dos trabalhos de Robert Boyle (séc XVII), Jacques Charles (séc XVIII), Joseph Gay-Lussac e John Dalton (por volta de 1800), Avogrado, tendo sido sintetizada por Clapeyron.

É um resultado empírico resultante de observações

$$PV = mRT \quad (3.1)$$

sendo que:

- T : temperatura, em Kelvin
- R : Constante específica do gás [J/KgK]
- m : massa do sistema [Kg]
- V : volume do sistema [m^3]
- P : Pressão [N/m^2]

3.0.1 Formas alternativas da equação dos gases ideais

1. Dividindo a Eq. 3.1 pela massa:

$$P \frac{V}{m} = \frac{m}{m} RT \rightarrow P \nu = RT \quad (3.2)$$

2. Substituindo $\nu = \frac{1}{\rho}$

$$P = \rho RT \quad (3.3)$$

3. Utilizando a constante universal dos gases $\bar{R} = 8314 \left[\frac{J}{K \text{mol.K}} \right]$:

$$R = \frac{\bar{R}}{M} \quad (3.4)$$

sendo $M = \frac{m}{n}$ a massa molar, m a massa em [Kg] e n o número de mols (quantidade que contém massa numericamente igual ao peso molecular do gás [$kg.mol$]). Ex. O_2 : $1Kg.mol = 32Kg$. $1kg.mol$ sempre contém $6,02 \times 10^{26}$ moléculas). Assim:

$$P.V = m \frac{\bar{R}}{M} . T \quad (3.5)$$

Mas $\frac{m}{M} = n$. Logo:

$$P.V = n . \bar{R} . T \quad (3.6)$$

4. Por concentração

Dividindo a Eq. 3.6 pelo volume

$$P = C \bar{R} T \quad (3.7)$$

sendo $C = n/V$: concentração [$kgmol/m^3$]

Como processo mnemônico:

1. Quando a equação lida com mols: usar a constante universal dos gases $\bar{R} = 8314 [J/kg.mol.K]$
2. Quando a equação lida com massa: usar a constante específica do gás $R = \frac{\bar{R}}{M}$
para o ar padrão: $R = 287 [J/Kg.K]$
3. Quando a equação lida com partículas: usar a constante de Boltzmann, $k = 1,38 \times 10^{-23} [J/K]$ (constante do gás por partícula)

$$P = nkT$$

$n = N_A . C$: densidade numérica (número de partículas por unidade de volume)

N_A : número de partículas em um mol.

$k = \left(\frac{\bar{R}}{N_A} \right)$ constante do gás por partícula (Constante de Boltzmann)

3.0.2 Precisão em se assumir gás ideal

Por determinação experimental, a equação é válida para:

- Baixas pressões ($< 1 \text{ ATM}$)
- Altas temperaturas ($\geq 273 \text{ K}$)

Para gases puros: $\frac{Pv}{RT} = 1 + [Er \approx 1\%]$.

Para baixas temperaturas e altas pressões, as forças intermoleculares são importantes. Neste caso, a equação para gases reais (equação de Van der Waals), é dada por:

$$\left(P + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT \quad (3.8)$$

a,b: constantes (dependem do gás). O desvio para a equação dos gases ideais é da ordem de $\frac{P}{T^3}$.

Para a grande maioria das aplicações de dinâmica dos gases, a temperatura e pressão são tais que $P = \rho RT$ pode ser aplicada. Estes serão os casos estudados neste curso.

Exemplo. Um vaso de pressão com volume de $10[m^3]$ é utilizado para armazenar ar a alta pressão para operar um tunel de vento supersônico. Se a pressão e a temperatura do ar no vaso são de $20[atm]$ e $300[K]$, respectivamente, qual a massa de ar armazenada?

$$1[atm] = 1,01 \times 10^5 [N/m^2]$$

$$\rho = \frac{P}{RT} = \frac{20(1,01 \times 10^5)}{287 \cdot 300} = 23,46 \text{ Kg}/m^3$$

$$m = \rho V = 10 \cdot 23,46 = 234,6 \text{ kg}$$

Exemplo. Calcule a compressibilidade isotérmica do ar à pressão de $0,5 \text{ ATM}$

$$\tau_T = -\frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial P}\right)_T$$

$$v = \frac{RT}{P} \rightarrow \frac{1}{v} = \frac{P}{RT}$$

$$\text{Logo: } \left(\frac{\partial v}{\partial P}\right)_T = -\frac{RT}{P^2} \rightarrow \tau_T = -\frac{P}{RT} \left(-\frac{RT}{P^2}\right) = \frac{PRT}{RT P^2}$$

$$\tau_T = \frac{1}{P} = \frac{1}{0,5} = 2 \text{ ATM}^{-1} \rightarrow \tau_T = 1,98 \times 10^{-5} [m^2/N]$$

3.0.3 Calores específicos para gases perfeitos

Em geral, uma propriedade de uma substância pode ser expressa como uma função de duas propriedades independentes quaisquer. Considerando, por exemplo, a energia interna em função do volume específico e da temperatura: $u = u(v, T)$, e calculando sua derivada em função destas duas propriedades:

$$du = \left[\frac{\partial u}{\partial T}\right]_v dT + \left[\frac{\partial u}{\partial v}\right]_T dv$$

Para gases perfeitos termicamente pode-se mostrar que as propriedades termodinâmicas são funções apenas da temperatura (esta conclusão é resultante dos experimentos de Joule). Assim:

$$du = \left[\frac{\partial u}{\partial T} \right]_v dT \quad (3.9)$$

Da mesma forma, para a entalpia:

$$dh = \left[\frac{\partial h}{\partial T} \right]_P dT \quad (3.10)$$

Da definição de calores específicos:

$$c_v = \left. \frac{du}{dt} \right|_v \quad (3.11)$$

$$c_P = \left. \frac{dh}{dt} \right|_P \quad (3.12)$$

Resulta que:

- $h = h(T) \rightarrow dh = c_P dT$
- $u = u(T) \rightarrow du = c_v dT$

Neste caso, tanto c_P quanto c_v também são funções apenas da temperatura.

Podemos também relacionar os calores específicos com a constante do gás R :

$$h = u + pv$$

Mas $pv = RT$, logo:

$$h = u + RT \rightarrow dh = du + RdT + TdR \rightarrow dh = du + RdT$$

Como $dh = c_P dT$ e $du = c_v dT$, temos:

$$dh = du + RdT$$

$$c_P dT = c_v dT + RdT$$

$$c_P = c_v + R$$

$$c_P - c_v = R \quad (3.13)$$

A diferença entre os calores específicos é sempre constante.

Define-se também a razão entre os calores específicos como:

$$k = \frac{c_P}{c_v} \quad (3.14)$$

3.0.4 Cálculo da entropia para gases perfeitos termicamente

Da Eq. (2.66) - $Tds = du + Pdv$:

$$Tds = c_v dT + Pdv \rightarrow ds = c_v \frac{dT}{T} + \frac{P}{T} dv \quad (3.15)$$

Podemos reescrever o termo $\frac{P}{T}$ em função de v , com o uso da equação dos gases ideais: $Pv = RT$,

$$\frac{P}{T} = \frac{R}{v} \quad (3.16)$$

Logo:

$$ds = c_v \frac{dT}{T} + \frac{R}{v} dv \quad (3.17)$$

Integrando entre os estados inicial 1 e final 2:

$$\int_1^2 ds = \int_1^2 c_v \frac{dT}{T} + \int_1^2 \frac{R}{v} dv$$

$$s_2 - s_1 = \int_1^2 c_v \frac{dT}{T} + R \ln \left(\frac{v_2}{v_1} \right) \quad (3.18)$$

A Eq.(3.18) é válida para um gás perfeito termicamente, e pode ser avaliada se c_v é conhecido em função da temperatura. Assumindo-se um gás perfeito caloricamente, em que c_v é constante:

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right) + R \ln \left(\frac{v_2}{v_1} \right) \quad (3.19)$$

Aplicando o mesmo procedimento para a Eq. (2.67): $Tds = dh - v dP$,

$$Tds = c_p dT - v dP \rightarrow ds = c_p \frac{dT}{T} - \frac{v}{T} dP \quad (3.20)$$

Escrevendo o termo $\frac{v}{T}$ em função da pressão, com o uso da equação dos gases ideais $Pv = RT$:

$$\frac{v}{T} = \frac{R}{P} \quad (3.21)$$

$$ds = c_p \frac{dT}{T} - \frac{R}{P} dP \quad (3.22)$$

Integrando entre os estados inicial 1 e final 2:

$$\int_1^2 ds = \int_1^2 c_p \frac{dT}{T} - \int_1^2 \frac{R}{P} dP \quad (3.23)$$

$$s_2 - s_1 = \int_1^2 c_p \frac{dT}{T} - R \left(\ln \frac{P_2}{P_1} \right) \quad (3.24)$$

A Eq.(3.24) é válida para um gás perfeito termicamente, e pode ser avaliada se c_p é conhecido em função da temperatura. Assumindo-se um gás perfeito caloricamente, em que c_p é constante:

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right) - R \left(\ln \frac{P_2}{P_1} \right) \quad (3.25)$$

Ver gráfico do calor específico para gases perfeitos

3.1 Relações Isoentrópicas

Um processo isoentrópico é um processo adiabático e reversível. Assim:

- Adiabático: $\delta q = 0$
- Reversível: $ds_{irrev} = 0$

Utilizando as equações 3.19 e 3.25 para cálculo da entropia para gás perfeito termicamente, reescritas abaixo, obtemos as relações isoentrópicas, que são de grande utilidade em escoamentos compressíveis e nos ciclos de geração de potência a gás (Ciclo Otto, Ciclo Diesel e Ciclo Brayton).

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right) + R \ln \left(\frac{v_2}{v_1} \right) \quad s_2 - s_1 = c_p \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right) - R \left(\ln \frac{P_2}{P_1} \right)$$

$$0 = c_v \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right) + R \ln \left(\frac{v_2}{v_1} \right) \quad 0 = c_p \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right) - R \left(\ln \frac{P_2}{P_1} \right)$$

$$c_v \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right) = -R \ln \left(\frac{v_2}{v_1} \right) \quad c_p \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right) = R \left(\ln \frac{P_2}{P_1} \right)$$

$$\ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right) = -\frac{R}{c_v} \ln \left(\frac{v_2}{v_1} \right) \quad \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right) = \frac{R}{c_p} \left(\ln \frac{P_2}{P_1} \right)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{-\frac{R}{c_v}} \quad \left(\frac{T_2}{T_1} \right) = \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{R}{c_p}}$$

Manipulando o termo $\frac{R}{c_v}$ para deixá-lo em função de k

e o termo $\frac{R}{c_p}$

$$c_v = \frac{R}{k-1} \rightarrow \frac{R}{c_v} = \frac{k-1}{1} \quad c_p = \frac{kR}{k-1} \rightarrow \frac{R}{c_p} = \frac{k-1}{k}$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{-(k-1)} \quad (3.26)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \quad (3.27)$$

A Eq.(3.26) pode ser reescrita em função das massas específicas, sabendo que $\rho_2/\rho_1 = v_1/v_2$:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^{-[k-1]} \rightarrow \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)^{k-1} \quad (3.28)$$

Assim:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)^{k-1} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} \quad (3.29)$$

As relações isoentrópicas, válidas para processos adiabáticos e reversíveis podem parecer, a princípio, bastante restritivas e de aplicabilidade limitada. Entretanto, isso não é verdade. Em regiões adjacentes à superfície de aerofólios e das paredes de bocais de foguetes, por exemplo, ocorre a formação de uma camada limite, região em que os mecanismos dissipativos são importantes (viscosidade, condutividade térmica e difusão são grandes). Nesta região ocorre aumento da entropia. Para o fluido fora da camada limite térmica e viscosa, os efeitos dissipativos são desprezíveis, tanto da viscosidade quanto da transferência de calor.

O escoamento pode ser avaliado como isoentrópico em grandes regiões de escoamentos sobre corpos aerodinâmicos

Ex. Considere o escoamento através do bocal de um foguete. Assuma que o escoamento do gás é isoentrópico, com calores específicos constantes. Na câmara de combustão o gás resultante da reação entre combustível e oxidante está à pressão de 15ATM e temperatura de 2500K. O peso molecular e calor específico a pressão constante do gás da combustão são 12 e 4157 J/KgK, respectivamente. O gás expande à velocidade supersônica através do bocal com temperatura de 1350K na saída do bocal. Calcule a pressão na saída.

$$R = \frac{\bar{R}}{M} = \frac{8314}{12} = 692,8 \frac{J}{kg K}$$

$$c_v = c_p - R = 4157 - 692,8 = 3464 \frac{J}{kg K}$$

$$k = \frac{c_p}{c_v} = \frac{4157}{3464} = 1,2$$

$$\frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{k}{k-1}} \rightarrow P_2 = P_1 \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{k}{k-1}} = 15 \left(\frac{1350}{2500}\right)^{\frac{1,2}{1,2-1}}$$

$$P_2 = 0,372 [ATM]$$

Histórico das máquinas térmicas e
da Termodinâmica - geração de
vácuo; pressão atmosférica

Aula 03. Histórico das máquinas térmicas e da Termodinâmica - a 1^a e 2^a Leis da Termodinâmica

Propriedades termodinâmicas e diagrama de fases

6.1 Objetivo da Aula

- Nesta aula serão revisadas as propriedades termodinâmicas e o diagrama de fases.

Ao final desta aula o aluno deve ser capaz de:

- Identificar uma substância pura
- Identificar as propriedades termodinâmicas
- Diferenciar propriedades extensivas e intensivas
- Identificar e explicar as principais características do diagrama $P - v - T$
- Elaborar um diagrama de fases, identificando suas regiões
- Identificar as propriedades com o uso de tabelas termodinâmicas

6.2 Propriedades termodinâmicas do contínuo:

As principais propriedades que serão utilizadas neste curso são:

- massa específica ρ
- Pressão P
- Temperatura T
- Energia Interna U
- Entalpia H
- Entropia S

Algumas propriedades, tais como pressão e temperatura, não dependem da massa do sistema. Estas são intrinsecamente intensivas. Outras propriedades, tais como energia interna, entropia, volume, podem ser representadas para toda a massa do sistema (extensiva) ou por unidade de massa do sistema (intensiva).

- Propriedades extensivas são representadas por letras maiúsculas.
- Propriedades intensivas são representadas por letras minúsculas.

6.2.1 Substância pura

Uma substância pura é:

- homogênea
- Composição química invariável

Imagine um recipiente contendo uma substância. Ela será pura se amostras retiradas deste recipiente em diferentes posições apresentarem as mesmas características.

Pode existir em uma mistura polifásica. Ex. gelo + água líquida; gelo + vapor de água.

Oxigênio + Nitrogênio pode ser considerada uma substância pura em pressão e temperatura ambientes. Se resfriados até atingir temperatura de liquefação de seus componentes, parcela líquida terá composição química diferente da gasosa, deixando de ser uma substância pura.

6.2.2 A energia interna U para uma substância pura

Na maior parte dos problemas de engenharia envolvendo fluidos, forças de capilaridade, elétrica e magnéticas estão ausentes ou representam uma parcela muito pequena. O sistema pode estar sujeito, entretanto, à aceleração e forças gravitacionais, além de poder sofrer mudanças em seu estado devido à transferência de calor ou movimento de sua fronteira contra forças externas (mudanças manifestadas por variações na pressão, massa específica e temperatura). É comum representar a energia do sistema e separando os efeitos citados.

$$e = u + e_K + e_P \quad (6.1)$$

sendo:

- u : parcela da energia interna que independe da velocidade ou efeitos gravitacionais;
- e_K : energia cinética específica $\frac{V^2}{2}$;
- e_P : energia potencial específica $g.z$.

6.2.3 Fases e mudanças de fase da matéria

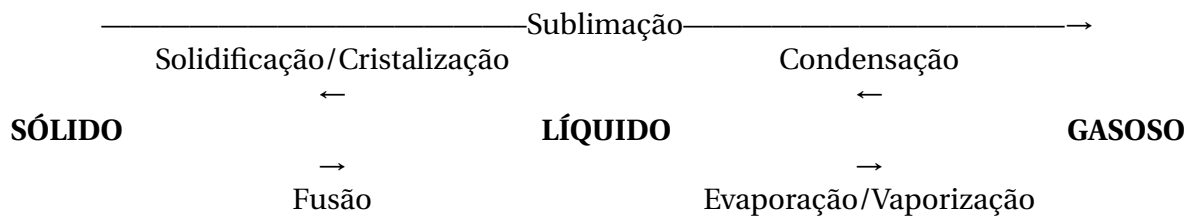


Diagrama de Fases.

Estados de referência.

6.2.4 Exemplo 01

Um quilograma de vapor de água está a 100[bar] e 600[°C]. Determine h , v , s

6.2.5 Exemplo 02

3[Kg] de vapor de água passam de 1[bar] e $x_1 = 90\%$ para 300[°C] (ponto 2), com s constante. Determine s_1 , P_2 , ΔH , ΔS .

6.2.6 Exemplo 03

2[Kg] de vapor de água ocupam $4m^3$ a 250[°C]. Qual o seu estado?

Ciclos de geração de Potência a vapor. O ciclo de Carnot. Princípios de funcionamento para todas as máquinas térmicas

O ciclo de Carnot é o ciclo teórico idealizado, que serve como referência para todos os demais ciclos. Ele considera componentes perfeitos e processos reversíveis e adiabáticos. Seu rendimento será o máximo possível para a condição avaliada

7.1 Objetivos do Capítulo

- Neste capítulo será apresentado o Ciclo de Potência de Carnot

Ao final do capítulo, o aluno deve ser capaz de:

1. Identificar os componentes do ciclo de Carnot
2. Desenhar os diagramas $P - v$ e $T - s$
3. Fazer balanço de energia em cada componente para calcular trabalhos, calores e rendimento do ciclo
4. Estruturar o procedimento de solução para todos os problemas de ciclos de potência

7.2 O motor térmico idealizado

- Maior eficiência possível
- Referência para os demais ciclos
- Eficiência é função somente das duas temperaturas dos reservatórios

- Máxima eficiência possível não depende da natureza do fluido de trabalho

$$\eta = \frac{\dot{W}_{LIQ}}{\dot{Q}_H} = 1 - \frac{T_L}{T_H} \quad (7.1)$$

7.3 Ciclo de Potência a vapor de Carnot

O ciclo de geração de potência a vapor de Carnot possui 4 componentes e 4 estados termodinâmicos:

- Componentes
 - Caldeira
 - Turbina
 - Condensador
 - Bomba
- 4 estados termodinâmicos
- Considera componentes perfeitos $\sigma_T = 0$, $\sigma_B = 0$

Os componentes são ilustrados esquematicamente na Fig. 7.1:

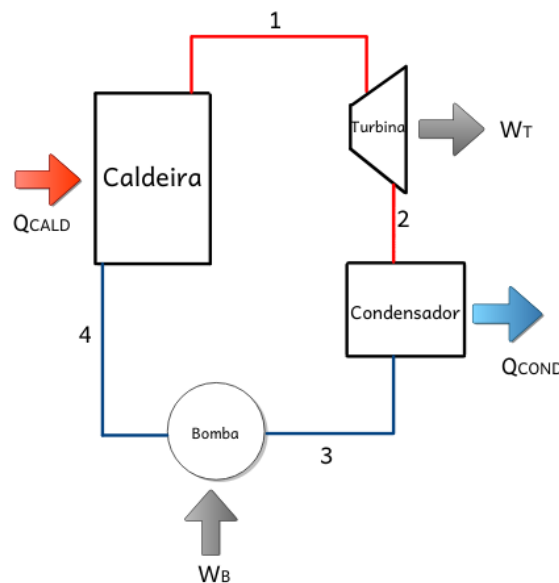


Figura 7.1 – Componentes do Ciclo de Carnot

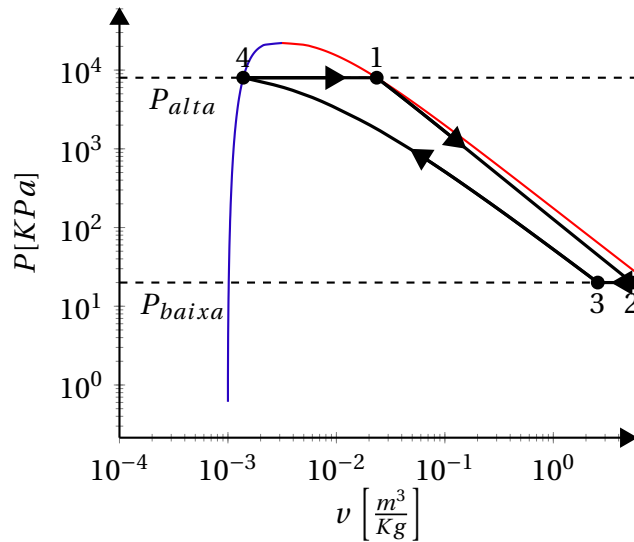
Uma das fontes de irreversibilidades é a *transferência de calor com variação de temperatura*. Esta é a segunda maior fonte de irreversibilidades, depois do atrito. Dessa forma, para evitar as irreversibilidades, os processo de transferência de calor devem ocorrer à temperatura constante. Isso é possível em processos com mudança de fase.

As transferências de calor ocorrem em processos com mudança de fase.

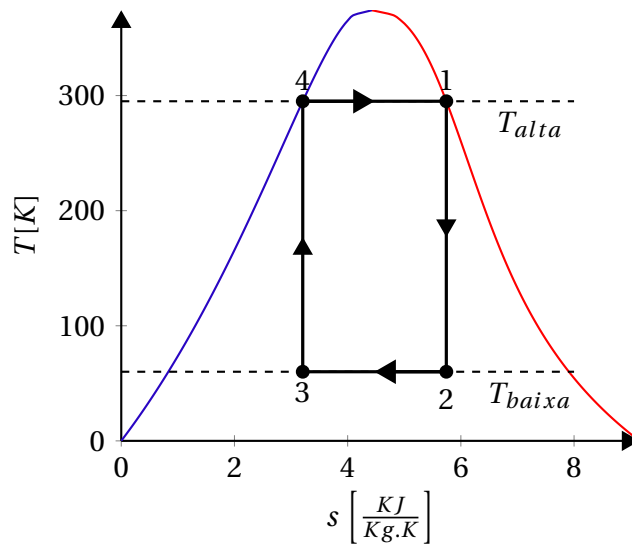
Os pontos fixos no ciclo de Carnot são, portanto, a entrada e a saída da caldeira, como líquido saturado e vapor saturado, respectivamente. Dessa forma, tanto a caldeira quanto o condensador irão operar com temperaturas constantes. Observe, no diagrama temperatura-entropia, que se os pontos fixos fossem na entrada e saída do condensador, a temperatura na caldeira não seria constante.

7.3.1 Ciclo de Carnot - diagramas P-v e T-s

O ciclo de Carnot têm como pontos de referência a entrada e saída na caldeira, como líquido saturado e vapor saturado, respectivamente. Por ser um ciclo teórico, idealizado, as irreversibilidades nos componentes não são consideradas. Assim, tanto a turbina quanto a bomba são isoentrópicas. Desta forma, com base nas entropias na entrada e saída da caldeira, obtém-se os estados na saída da turbina (entrada do condensador) e saída do condensador (entrada da bomba).



(a) Diagrama log-log P-v para o ciclo de Carnot, com expansão isentrópica na turbina, compressão isentrópica na bomba e transferências de calores à temperatura constante na caldeira e condensador.



(b) A expansão e a compressão são isentrópicas no ciclo de Carnot

Figura 7.2 – Ciclo de Carnot: Pressão-Volume e Temperatura-Entropia

7.4 Procedimento de Solução

Este procedimento deve ser adotado para todos os problemas relativos a ciclos termodinâmicos.

1. Desenhar os componentes do ciclo
2. Fazer os diagramas $P - v$ e $T - s$
3. Fazer uma tabela das propriedades

4. Fazer uma tabela dos calores e trabalhos de cada componente
5. Calcular rendimento e *bwr*

Estado	P [KPa]	T [°C]	x	h [KJ/Kg]	s [KJ/Kg.K]
1	P_H	T_{sat1}	1	h_v	s_v
2	P_L	T_{sat2}	$x_2 = \frac{s_2 - s_L}{s_v - s_L}$	$h_2 = h_L + x_2(h_{LV})$	s_1
3	P_L	T_{sat2}	$x_3 = \frac{s_3 - s_L}{s_v - s_L}$	$h_3 = h_L + x_3(h_{LV})$	s_4
4	P_H	T_{sat1}	0	h_L	s_L

Tabela 7.1 – Tabela das propriedades

Componente	q [KJ/Kg]	w [KJ/Kg]
Turbina	0	$h_2 - h_1$
Condensador	$h_3 - h_2$	0
Bomba	0	$h_4 - h_3$
Caldeira	$h_1 - h_4$	0
Σ	q_{liq}	w_{liq}

Tabela 7.2 – Tabela dos componentes

Aspectos importantes a serem levados em consideração:

- $|q_{liq}| = |w_{liq}|$

Todo ciclo os valores em módulo de todo o calor trocado devem ser iguais ao valor em módulo de todo o trabalho realizado e recebido.

- $q_{liq} = q_{condensador} + q_{caldeira}$

$q_{caldeira} > 0$: calor adicionado ao sistema

$q_{condensador} < 0$: calor rejeitado pelo sistema

- $w_{liq} = w_{turbina} + w_{bomba}$

neste caso estamos considerando a primeira lei na forma: $de = \delta q + \delta w$. O sinal virá naturalmente dos cálculos realizados.

$w_{turbina} < 0$: trabalho realizado pelo sistema na vizinhança

$w_{bomba} > 0$: trabalho realizado pela vizinhança no sistema

O rendimento será:

$$\eta = \frac{|w_{liq}|}{q_{caldeira}} \quad (7.2)$$

A razão entre o trabalho consumido pela bomba e o trabalho fornecido pela turbina (do inglês *back work ratio*), será:

$$bwr = \frac{w_{bomba}}{|w_{turbina}|} \quad (7.3)$$

7.5 Exercício

Água é o fluido de trabalho em um ciclo de potência a vapor de Carnot. A caldeira opera a 8 [MPa] e o condensador a 20 [KPa]. Determine:

- Trabalho desenvolvido pela turbina e bomba
- Transferência de calor na caldeira e no condensador
- bwr
- Eficiência térmica
- Eficiência de Carnot

7.5.1 Solução

7.5.1.1 Desenhe os componentes do ciclo e identifique-os. Faça o diagrama T-S

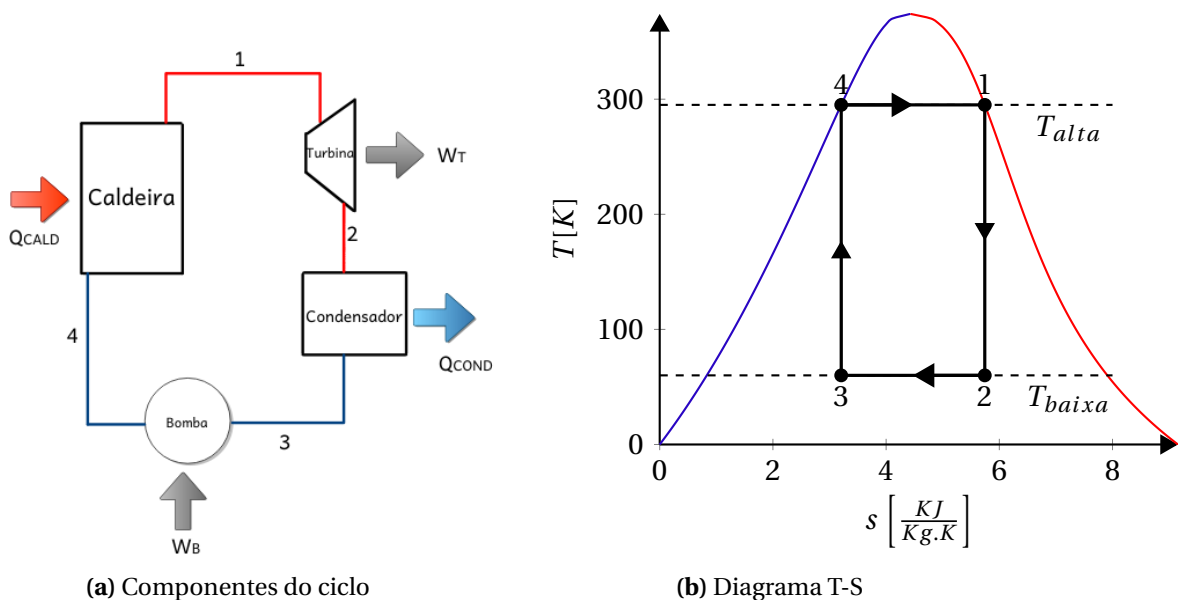


Figura 7.3 – Sempre faça um esboço dos componentes e o diagrama temperatura-entropia para resolver o ciclo de Carnot (e qualquer outro ciclo!)

7.5.1.2 Faça uma tabela dos estados e preencha os valores conhecidos

Estado	P[KPa]	T[°C]	x	$v[m^3/Kg]$	$h[KJ/Kg]$	$s[KJ/Kg.K]$
1	8000	T_S	1	$v_1 = v_v$	$h_1 = h_v$	$s_1 = s_v$
2	20					$s_2 = s_1$
3	20					$s_3 = s_4$
4	8000	T_S	0	$v_4 = v_L$	$h_4 = h_L$	$s_4 = s_L$

7.5.1.3 Calcule as propriedades restantes:

- Ponto 1

Estado	P[KPa]	T[°C]	x	v[m ³ /Kg]	h[KJ/Kg]	s[KJ/Kg.K]
1	8000	T _S	1	v ₁ = v _v	h ₁ = h _v	s ₁ = s _v
1	8000	295,06	1	0,02352	2757,94	5,7431

2. Ponto 2 (s₂ = s₁ = 5,7431)

Primeiro, vamos determinar o estado do ponto 2, comparando sua entropia com as entropias de líquido saturado e vapor saturado para a pressão P₂. Da tabela de propriedades, temos:

P[KPa]	T[°C]	h _L [KJ/Kg]	h _v [KJ/Kg]	s _L [KJ/Kg.K]	s _v [KJ/Kg.K]
20	60,06	251,38	2609,70	0,8319	7,9085

Logo, s_L < s₂ < s_v, portanto, o ponto é de mistura. Podemos agora calcular seu título e sua entalpia.

$$x_2 = \frac{s_2 - s_L}{s_v - s_L} = \frac{5,7431 - 0,8319}{7,9085 - 0,8319} \rightarrow x_2 = 0,694 \quad (7.4)$$

$$h_2 = h_L + x_2(h_v - h_L) = 251,38 + 0,694(2609,70 - 251,38) \rightarrow h_2 = 1888,067 \quad (7.5)$$

3. Ponto 4

Estado	P[KPa]	T[°C]	x	h[KJ/Kg]	s[KJ/Kg.K]
4	8000	T _S	0	h ₄ = h _L	s ₄ = s _L
4	8000	295,06	0	1316,61	3,2067

4. Ponto 3 (s₃ = s₄ = 3,2067)

De forma semelhante ao ponto 2, vamos determinar o estado do ponto 3, comparando sua entropia com as entropias de líquido saturado e vapor saturado para a pressão P₃. Da tabela de propriedades, temos:

P[KPa]	T[°C]	h _L [KJ/Kg]	h _v [KJ/Kg]	s _L [KJ/Kg.K]	s _v [KJ/Kg.K]
20	60,06	251,38	2609,70	0,8319	7,9085

Logo, s_L < s₃ < s_v, portanto, o ponto é de mistura. Podemos agora calcular seu título e sua entalpia.

$$x_3 = \frac{s_3 - s_L}{s_v - s_L} = \frac{3,2067 - 0,8319}{7,9085 - 0,8319} \rightarrow x_3 = 0,3355 \quad (7.6)$$

$$h_3 = h_L + x_3(h_v - h_L) = 251,38 + 0,3355(2609,70 - 251,38) \rightarrow h_3 = 1042,7965 \quad (7.7)$$

5. tabela com valores calculados

Ponto	P[KPa]	T[°C]	x	h [KJ/Kg]	s [KJ/Kg.K]
1	8000	295,06	1	2757,94	5,7431
2	20	60,06	0,694	1888,067	5,7431
3	20	60,06	0,3355	1042,7965	3,2067
4	8000	295,06	0	1316,61	3,2067

7.5.1.4 Faça a tabela de calores e trabalhos dos componentes

Componente	q [KJ/Kg]	w [KJ/Kg]
Caldeira	$h_1 - h_4 = 1441,33$	0
Turbina	0	$h_2 - h_1 = -869,873$
Condensador	$h_3 - h_2 = -845,2705$	0
Bomba	0	$h_4 - h_3 = 273,8135$
Σ	$q_{liq} = 596,0595$	$w_{liq} = -596,0595$

$$\eta = \frac{w_{liq}}{q_{cald}} = \frac{596,0595}{1441,33} = 0,4135 \quad (7.8)$$

$$bwr = \frac{w_{bomba}}{w_{turbina}} = \frac{273,8135}{869,873} = 0,3147 \quad (7.9)$$

Ciclos de geração de Potência a vapor. O ciclo de Rankine

8.1 Objetivos do Capítulo

- Neste capítulo será apresentado o Ciclo de Potência de Rankine Ideal

Ao final deste capítulo, o aluno deve ser capaz de:

1. Explicar porque o ciclo de Carnot não é aplicável
2. Identificar os componentes do ciclo de Rankine Ideal
3. Identificar a diferença entre os Ciclos de Carnot e Rankine Ideal
4. Desenhar os diagramas $P - v$ e $T - s$
5. Fazer balanço de energia em cada componente para calcular trabalhos, calores e rendimento do ciclo

8.2 A bomba no ciclo de Carnot

No ciclo de potência de Carnot, a bomba é impraticável pois o fluido de trabalho na bomba deve ser:

- a) somente vapor
- b) somente líquido
- c) mistura de líquido e vapor
- d) é muito quente
- e) é muito frio

A bomba deve trabalhar com líquido, enquanto compressores trabalham com gases. Misturas, em ambos os componentes, interferem em seus funcionamentos, afetando seu rendimento e durabilidade.

8.3 Ciclo de Potência a vapor de Rankine ideal

Rankine, 1859: "A manual of the steam engine and other prime movers"

O ciclo Rankine ideal é uma variação do ciclo de Carnot.

- Ideal: os efeitos de irreversibilidade não serão considerados

o processo em cada componente é considerado reversível e adiabático (isoentrópico).

- A diferença para o ciclo de Carnot é que o fluido saindo do condensador (e entrando na bomba) deve ser líquido saturado.
- Pode-se dizer que é o "Ciclo de Carnot prático".

Desenhe os componentes do ciclo

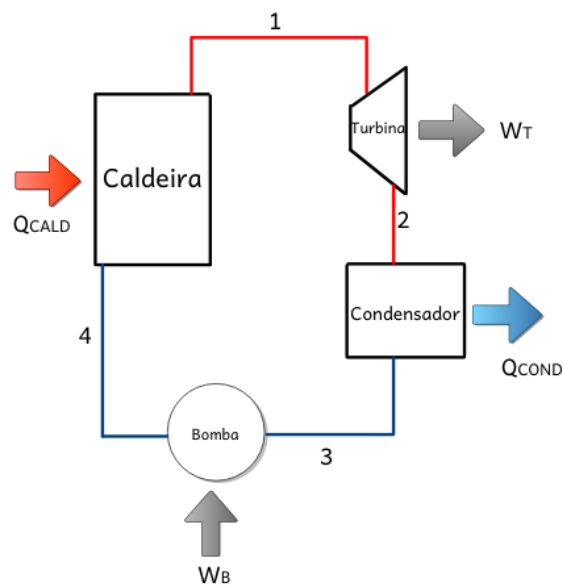


Figura 8.1 – Componentes do Ciclo de Rankine ideal são os mesmos do Ciclo de Carnot

Desenhe o diagrama T-s e compare com o de Carnot

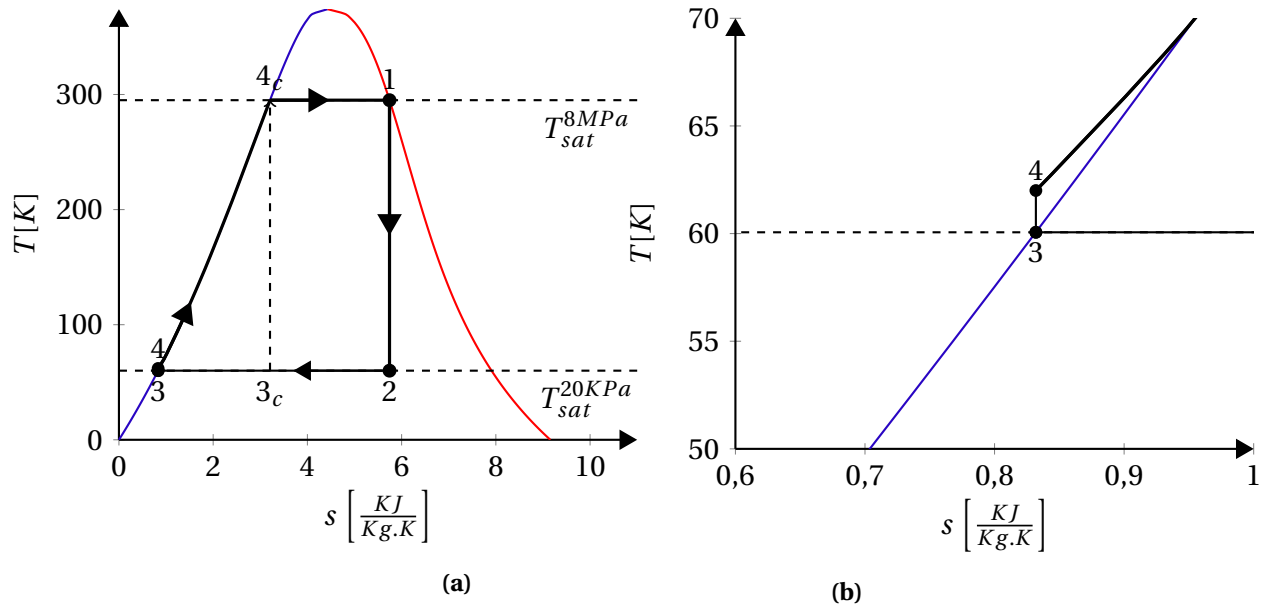


Figura 8.2 – a) No ciclo de *Rankine ideal* o fluido entra na bomba como líquido saturado, deslocando o ponto 3_c para o ponto 3 no gráfico. Como consequência, a saída da bomba, considerando compressão isoentrópica, será de líquido comprimido. Na caldeira ocorrerá o aquecimento até o ponto de líquido saturado e então o processo de mudança de fase. Essa adição de calor com variação na temperatura é uma fonte de irreversibilidade que faz com que o rendimento do ciclo de Rankine, mesmo ideal, seja menor do que o rendimento de Carnot. b) O aumento de temperatura na compressão é pequeno.

8.4 Exercício

Água é o fluido de trabalho em um ciclo de potência a vapor de Rankine ideal. Vapor saturado entra na turbina a 8 [MPa] e líquido saturado entra na bomba a 20 [KPa]. Determine:

- Trabalho desenvolvido pela turbina e bomba
- Transferência de calor na caldeira e no condensador
- bwr
- Eficiência térmica
- Eficiência de Carnot

8.4.1 Solução

8.4.1.1 Desenhe os componentes do ciclo e identifique-os. Faça o diagrama T-S

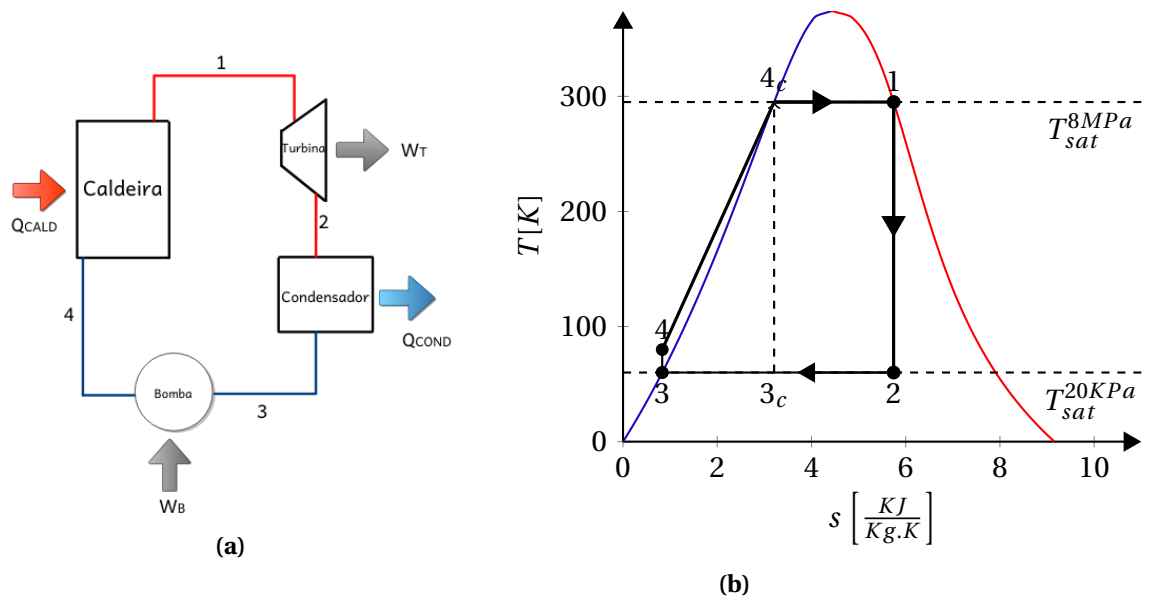


Figura 8.3 – a) Componentes do Ciclo de Rankine ideal: caldeira, turbina, condensador, bomba
b) Diagrama Temperatura-Entropia. A temperatura da saída da bomba é muito próxima da entrada. Na figura essa distância foi aumentada artificialmente para facilitar a visualização. O diagrama correto é apresentado na Fig. 8.2b

8.4.1.2 Faça uma tabela dos estados e preencha os valores conhecidos

Estado	P[KPa]	T[°C]	x	$v[m^3/Kg]$	$h[KJ/Kg]$	$s[KJ/Kg.K]$
1	8000	T_{s1}	1	$v_1 = v_v$	$h_1 = h_v$	$s_1 = s_v$
2	20					$s_2 = s_1$
3	20	T_{s3}	0	$v_3 = v_L$	$h_3 = h_L$	$s_3 = s_L$
4	8000					$s_4 = s_3$

8.4.1.3 Calcule as propriedades restantes:

- Ponto 1

Da tabela de propriedades, obtemos diretamente os valores no ponto 1, que está no estado de vapor saturado.

Estado	P[KPa]	T[°C]	x	$v[m^3/Kg]$	$h[KJ/Kg]$	$s[KJ/Kg.K]$
1	8000	T_S	1	$v_1 = v_v$	$h_1 = h_v$	$s_1 = s_v$
1	8000	295,06	1	0,02352	2757,94	5,7431

Atualizando a tabela dos estados:

Estado	P[KPa]	T[°C]	x	$v[m^3/Kg]$	$h[KJ/Kg]$	$s[KJ/Kg.K]$
1	8000	295,06	1	0,2352	2757,94	5,7431
2	20					$s_2 = s_1$
3	20	T_{s3}	0	$v_3 = v_L$	$h_3 = h_L$	$s_3 = s_L$
4	8000					$s_4 = s_3$

- Ponto 2

Como o processo na turbina é isoentrópico, temos que: $s_2 = s_1 = 5,7431$. Vamos determinar o estado do ponto 2, comparando sua entropia com as entropias de líquido saturado e vapor saturado para a pressão P_2 . Da tabela de propriedades, temos:

P[KPa]	T[°C]	$h_L[KJ/Kg]$	$h_v[KJ/Kg]$	$s_L[KJ/Kg.K]$	$s_v[KJ/Kg.K]$
20	60,06	251,38	2609,70	0,8319	7,9085

Logo, $s_L < s_2 < s_v$, portanto, o ponto é de mistura. Calculamos seu título e sua entalpia.

$$x_2 = \frac{s_2 - s_L}{s_v - s_L} = \frac{5,7431 - 0,8319}{7,9085 - 0,8319} \rightarrow x_2 = 0,694 \quad (8.1)$$

$$h_2 = h_L + x_2(h_v - h_L) = 251,38 + 0,694(2609,70 - 251,38) \rightarrow h_2 = 1888,067 \quad (8.2)$$

Atualizando a tabela dos estados:

Estado	P[KPa]	T[°C]	x	$v[m^3/Kg]$	$h[KJ/Kg]$	$s[KJ/Kg.K]$
1	8000	295,06	1	0,2352	2757,94	5,7431
2	20	60,06		0,694	1888,067	5,7431
3	20	T_{s3}	0	$v_3 = v_L$	$h_3 = h_L$	$s_3 = s_L$
4	8000					$s_4 = s_3$

- Ponto 3

Este é o ponto que diferencia os ciclos de *Carnot* do *Rankine ideal*. Enquanto no Carnot a entrada na bomba é uma mistura, no Rankine será líquido saturado. Portanto $x_3 = 0$, e as propriedades são obtidas diretamente do estado de líquido saturado.

P[KPa]	T[°C]	h_L [KJ/Kg]	h_v [KJ/Kg]	s_L [KJ/Kg.K]	s_v [KJ/Kg.K]
20	60,06	251,38	2609,70	0,8319	7,9085

Atualizando a tabela dos estados:

Estado	P[KPa]	T[°C]	x	v [m ³ /Kg]	h [KJ/Kg]	s [KJ/Kg.K]
1	8000	295,06	1	0,2352	2757,94	5,7431
2	20	60,06		0,694	1888,067	5,7431
3	20	60,06	0	0,001017	251,38	0,8319
4	8000					$s_4 = s_3$

- Ponto 4

Como o processo na bomba é isoentrópico, temos que: $s_4 = s_3 = 0,8319$. Vamos determinar o estado do ponto 4, comparando sua entropia com as entropias de líquido saturado e vapor saturado para a pressão P_4 . Da tabela de propriedades, temos:

P[KPa]	T[°C]	h_L [KJ/Kg]	h_v [KJ/Kg]	s_L [KJ/Kg.K]	s_v [KJ/Kg.K]
8000	295,06	1316,61	2757,94	3,2067	5,7431

Logo, $s_4 < s_L$, portanto, o ponto é de líquido comprimido. Podemos utilizar as tabelas de líquido comprimido para obter o ponto. Uma abordagem mais direta é calcular o trabalho da bomba isoentrópica pelo balanço de energia, desprezando os efeitos de energia cinética e potencial e sabendo que o líquido é incompressível, portanto $v_3 = v_4$. Assim:

$$w_{bomba} = v dP = 0,001017[m^3/Kg] \cdot (8000 - 20)[KPa] = 8,11566[KJ] \quad (8.3)$$

Mas

$$w_{bomba} = h_4 - h_3 \quad (8.4)$$

Logo:

$$h_4 - h_3 = 8,11566 \rightarrow h_4 = 259,49566[KJ/Kg] \quad (8.5)$$

Para obter a temperatura, consideramos que as propriedades de qualquer ponto de líquido comprimido podem ser aproximadas pelas propriedades de líquido saturado na temperatura avaliada. Portanto, sabendo a entalpia h_4 , vamos buscar na tabela de propriedades um valor de $h_L \approx h_4$.

T	h_L
60,06	251,38
T_4	259,49566
64,97	271,9

Logo: $T_4 = 62,00[C]$

Atualizando a tabela dos estados:

Estado	P[KPa]	T[°C]	x	v[m ³ /Kg]	h[KJ/Kg]	s[KJ/Kg.K]
1	8000	295,06	1	0,2352	2757,94	5,7431
2	20	60,06		0,694	1888,067	5,7431
3	20	60,06	0	0,001017	251,38	0,8319
4	8000	62		0,001017	259,49566	0,8319

8.4.1.4 Faça a tabela de calores e trabalhos dos componentes

Componente	q[KJ/Kg]	w[KJ/Kg]
Caldeira	$h_1 - h_4 = 2498,44434$	0
Turbina	0	$h_2 - h_1 = -869,873$
Condensador	$h_3 - h_2 = -1636,687$	0
Bomba	0	$h_4 - h_3 = 8,11566$
Σ	$q_{liq} = 861,75734$	$w_{liq} = -861,75734$

$$\eta = \frac{w_{liq}}{q_{cald}} = \frac{861,75734}{2498,44434} = 0,3449 = 34,49\% \quad (8.6)$$

$$bwr = \frac{w_{bomba}}{w_{turbina}} = \frac{8,11566}{869,873} = 0,00932 = 0,93\% \quad (8.7)$$

Observamos que a razão entre o trabalho consumido pela bomba em relação ao trabalho produzido pela turbina caiu de 31,47% no ciclo de Carnot para 0,93% no ciclo de Rankine. Isso ocorre pois o líquido é incompressível, sendo relativamente fácil aumentar sua pressão. Entretanto, o rendimento caiu quando comparado com o Ciclo de Carnot. Isto se deve ao processo de aquecimento que ocorre na caldeira. Observe que agora a água entra como líquido comprimido, sendo necessário aquecê-la até a temperatura de saturação. Esta é a irreversibilidade no ciclo de Rankine ideal, pois há transferência de calor com diferença de temperatura.

Modificações no ciclo Rankine ideal

9.1 Objetivos do Capítulo

- Neste capítulo serão discutidas modificações no ciclo Rankine ideal para aumento de sua eficiência

Ao final deste capítulo, o aluno deve ser capaz de:

1. Identificar modificações possíveis para aumento de eficiência
2. Avaliar o efeito do superaquecimento no rendimento do ciclo

9.2 Como melhorar a eficiência

9.2.1 Aumentar a pressão na caldeira

- bom: o aumento da pressão aumenta a temperatura. Do princípio de funcionamento de todas as máquinas térmicas, quanto maior a temperatura da fonte quente e quanto menor a temperatura da fonte fria, maior o rendimento.
- cuidado: este aumento estará limitado pelas características de resistência mecânica do material.

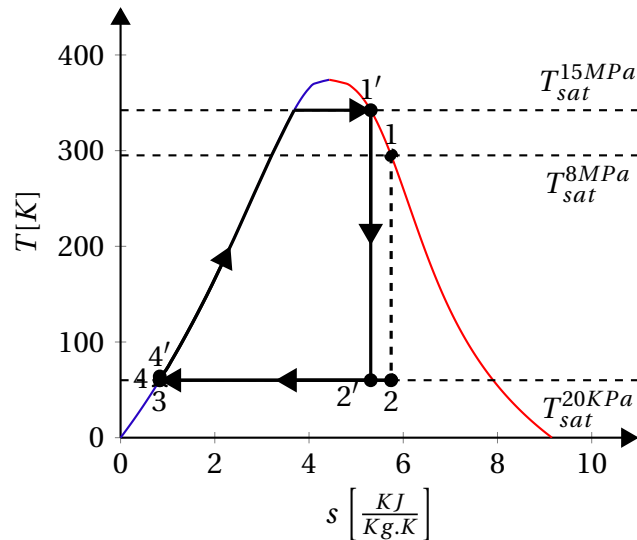


Figura 9.1 – O aumento da pressão na caldeira resulta numa adição de calor à maior temperatura. A área $1' \rightarrow 2' \rightarrow 3 \rightarrow 4'$ corresponde à quantidade de calor adicionado ao ciclo ($ds = \int Q/T$) para a pressão na caldeira de 15[MPa], e é maior do que a área $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4$ para a pressão na caldeira de 10[MPa]. Entretanto, a pressão não pode ser aumentada indefinidamente: restrições devido à resistência mecânica e térmica dos materiais devem ser observadas.

9.2.2 Diminuir a pressão no condensador

- bom: neste caso, a redução de pressão reduz a temperatura. Como vimos, quanto menor a temperatura da fonte fria, maior o rendimento das máquinas térmicas.
- limite: de forma geral, não será possível abaixar a pressão para menos do que a pressão atmosférica, pois ao invés de rejeitar calor para o meio o condensador iria ganhar calor do meio.

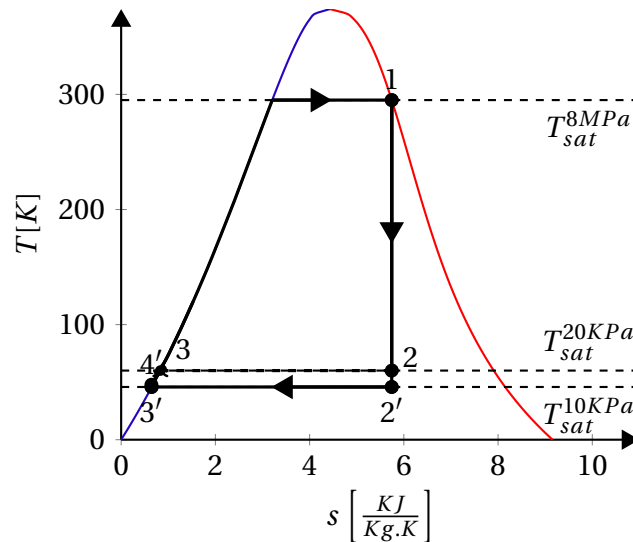


Figura 9.2 – A redução da pressão no condensador resulta numa rejeição de calor à menor temperatura. A área $1 \rightarrow 2' \rightarrow 3' \rightarrow 4'$ corresponde à quantidade de calor adicionado ao ciclo ($ds = \int Q/T$) para a pressão no condensador de 10[KPa], e é maior do que a área $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4$ para a pressão no condensador de 20[KPa]. Entretanto, a pressão não pode ser reduzida indefinidamente, o limite é a pressão atmosférica, pois para pressões menores o condensador irá ganhar calor ao invés de rejeitar. Além disso, o título do ponto $2'$, na saída da turbina, é menor do que o título do ponto 2, condição que não é favorável para a turbina, pois a presença de líquido irá acelerar o processo de desgaste de suas pás. A temperatura de saída do compressor é de 62 para pressão no condensador de 20[KPa] e de 47.77 para pressão no condensador de 10[KPa]

9.2.3 Superaquecer a saída da caldeira

- +: Aumento da temperatura média da fonte quente
- +: garante apenas vapor entra na turbina e aumenta o título do vapor na saída.
- cuidado: limites do material

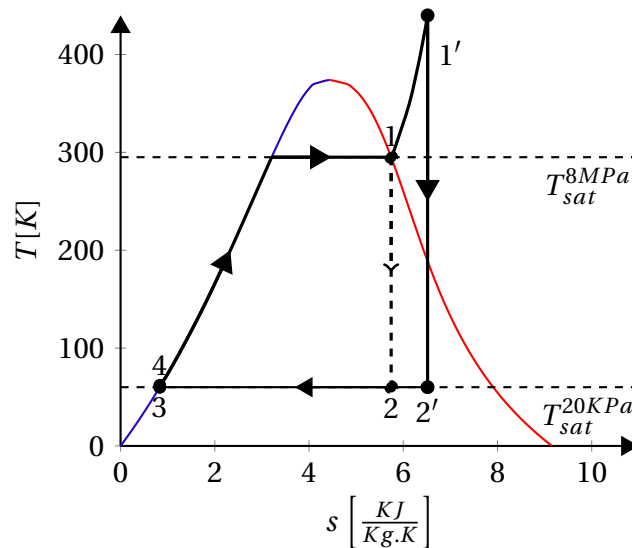


Figura 9.3 – O superaquecimento no ciclo Rankine ideal eleva a temperatura de saída da caldeira de 1 para 1', aumentando a temperatura média da fonte quente. Além disso, na saída da caldeira o ponto 2 se desloca para o ponto 2', que possui maior título

9.2.4 Reaquecimento

- ao invés de realizar apenas uma expansão na turbina, o que faz o título na saída da mesma ser afastar do ponto de vapor saturado, faz-se expansões em múltiplos estágios. Na prática, até três. Entre cada turbina, faz-se o reaquecimento do vapor, levando-o ao estado de vapor superaquecido, com o intuito de aumentar a temperatura média da fonte quente e evitar mistura na turbina.

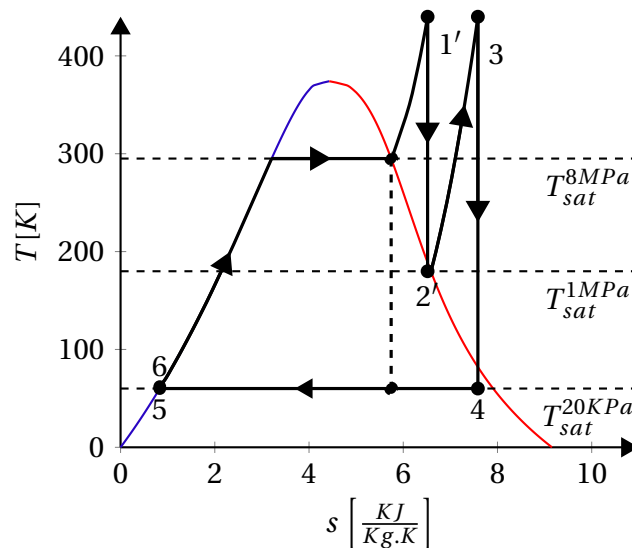


Figura 9.4 – Ciclo Rankine ideal com superaquecimento e reaquecimento

9.3 Exercício: superaquecimento

Água é o fluido de trabalho no ciclo Rankine ideal. Vapor superaquecido entra na turbina a 440 [°C] e 8 [MPa]. Líquido saturado entra na bomba a 20 [KPa]. Determine:

- Trabalho desenvolvido pela turbina e bomba
- Transferência de calor na caldeira e no condensador
- bwr
- Eficiência térmica
- Eficiência de Carnot

9.3.1 Solução

9.3.1.1 Desenhe os componentes do ciclo e identifique-os. Desenhe o diagrama T-S

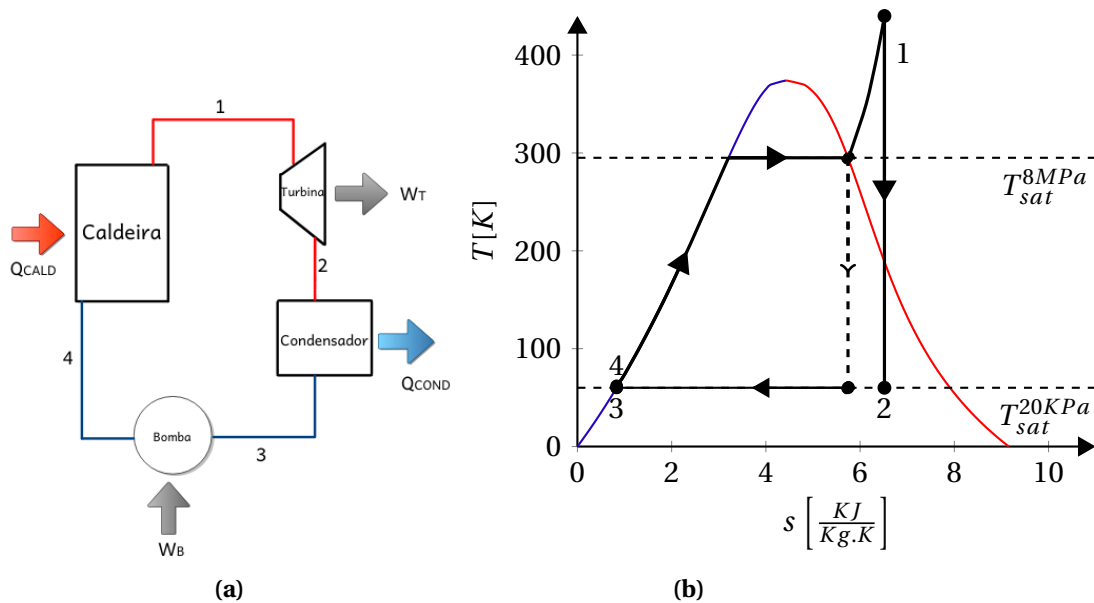


Figura 9.5 – Exercício Rankine com superaquecimento. a) Componentes b) Diagrama T-S

9.3.1.2 Faça uma tabela dos estados e preencha os valores conhecidos na tabela

Estado	P[KPa]	T[°C]	x	v[m ³ /Kg]	h[KJ/Kg]	s[KJ/Kg.K]
1	8000	440				
2	20					
3	20	T_{s3}	0	$v_3 = v_L$	$h_3 = h_L$	$s_3 = s_L$
4	8000					$s_4 = s_3$

9.3.1.3 Calcule as propriedades restantes

- Ponto 1

Da tabela de propriedades, verificamos o estado do ponto 1, comparando sua temperatura com a temperatura de saturação:

Estado	P[KPa]	T[°C]	x	v[m ³ /Kg]	h[KJ/Kg]	s[KJ/Kg.K]
1	8000	T _S	1	v ₁ = v _v	h ₁ = h _v	s ₁ = s _v
1	8000	295,06	1	0,02352	2757,94	5,7431

Como $T_1 > T_s(P_1) = 295,06[C]$, (leia-se: Temperatura do ponto é maior do que a temperatura de saturação para a pressão avaliada) temos que o ponto 1 está superaquecido. Da tabela superaquecida, obtemos os seguintes valores:

T	h[KJ/Kg]	s[KJ/Kg.K]
400	3138,28	6,3633
440	h ₁	s ₁
450	3271,99	6,555

Fazendo a interpolação, obtemos: $h_1 = 3245,248[KJ/Kg]$ e $s_1 = 6,51666[KJ/Kg.K]$. Atualizando a tabela dos estados:

Estado	P[KPa]	T[°C]	x	v[m ³ /Kg]	h[KJ/Kg]	s[KJ/Kg.K]
1	8000	440	s.a	[-]	3245,248	6,51666
2	20					
3	20	T _{s3}	0	v ₃ = v _L	h ₃ = h _L	s ₃ = s _L
4	8000					s ₄ = s ₃

- Ponto 2

Como o processo na turbina é isoentrópico, temos que: $s_2 = s_1 = 6,51666$. Vamos determinar o estado do ponto 2, comparando sua entropia com as entropias de líquido saturado e vapor saturado para a pressão P_2 . Da tabela de propriedades, temos:

P[KPa]	T[°C]	h _L [KJ/Kg]	h _v [KJ/Kg]	s _L [KJ/Kg.K]	s _v [KJ/Kg.K]
20	60,06	251,38	2609,70	0,8319	7,9085

Logo, $s_L < s_2 < s_v$, portanto, o ponto é de mistura. Calculamos seu título e sua entalpia.

$$x_2 = \frac{s_2 - s_L}{s_v - s_L} = \frac{6,51666 - 0,8319}{7,9085 - 0,8319} \rightarrow x_2 = 0,8033179 \quad (9.1)$$

$$h_2 = h_L + x_2(h_v - h_L) = 251,38 + 0,8033179(2609,70 - 251,38) \rightarrow h_2 = 2145,86 \quad (9.2)$$

Atualizando a tabela dos estados:

Estado	P[KPa]	T[°C]	x	v[m ³ /Kg]	h[KJ/Kg]	s[KJ/Kg.K]
1	8000	440	s.a		3245,248	6,51666
2	20	60,06	0,8033		2145,86	6,51666
3	20	T _{s3}	0	v ₃ = v _L	h ₃ = h _L	s ₃ = s _L
4	8000					s ₄ = s ₃

- Ponto 3

No ciclo de Rankine ideal $x_3 = 0$, e as propriedades são obtidas diretamente do estado de líquido saturado.

P[KPa]	T[°C]	h_L [KJ/Kg]	h_v [KJ/Kg]	s_L [KJ/Kg.K]	s_v [KJ/Kg.K]
20	60,06	251,38	2609,70	0,8319	7,9085

Atualizando a tabela dos estados:

Estado	P[KPa]	T[°C]	x	v [m ³ /Kg]	h[KJ/Kg]	s[KJ/Kg.K]
1	8000	440	s.a		3245,248	6,51666
2	20	60,06	0,8033		2145,86	6,51666
3	20	60,06	0	0,001017	251,38	0,8319
4	8000					$s_4 = s_3$

- Ponto 4

Como o processo na bomba é isoentrópico, temos que: $s_4 = s_3 = 0,8319$. Vamos determinar o estado do ponto 4, comparando sua entropia com as entropias de líquido saturado e vapor saturado para a pressão P_4 . Da tabela de propriedades, temos:

P[KPa]	T[°C]	h_L [KJ/Kg]	h_v [KJ/Kg]	s_L [KJ/Kg.K]	s_v [KJ/Kg.K]
8000	295,06	1316,61	2757,94	3,2067	5,7431

Logo, $s_4 < s_L$, portanto, o ponto é de líquido comprimido. Podemos utilizar as tabelas de líquido comprimido para obter o ponto. Uma abordagem mais direta é calcular o trabalho da bomba isoentrópica pelo balanço de energia, desprezando os efeitos de energia cinética e potencial e sabendo que o líquido é incompressível, portanto $v_3 = v_4$. Assim:

$$w_{bomba} = v dP = 0,001017 [m^3/Kg] \cdot (8000 - 20) [KPa] = 8,11566 [KJ] \quad (9.3)$$

Mas

$$w_{bomba} = h_4 - h_3 \quad (9.4)$$

Logo:

$$h_4 - h_3 = 8,11566 \rightarrow h_4 = 259,49566 [KJ/Kg] \quad (9.5)$$

Para obter a temperatura, consideramos que as propriedades de qualquer ponto de líquido comprimido podem ser aproximadas pelas propriedades de líquido saturado na temperatura avaliada. Portanto, sabendo a entalpia h_4 , vamos buscar na tabela de propriedades um valor de $h_L \approx h_4$.

T	h_L
60,06	251,38
T_4	259,49566
64,97	271,9

Logo: $T_4 = 62,00[C]$

Atualizando a tabela dos estados:

Estado	P[KPa]	T[°C]	x	$v[m^3/Kg]$	$h[KJ/Kg]$	$s[KJ/Kg.K]$
1	8000	440	s.a		3245,248	6,51666
2	20	60,06	0,8033		2145,86	6,51666
3	20	60,06	0	0,001017	251,38	0,8319
4	8000	62		0,001017	259,49566	0,8319

9.3.1.4 Faça a tabela de calores e trabalhos dos componentes

Componente	$q[KJ/Kg]$	$w[KJ/Kg]$
Caldeira	$h_1 - h_4 = 2985,75234$	0
Turbina	0	$h_2 - h_1 = -1099,388$
Condensador	$h_3 - h_2 = -1894,48$	0
Bomba	0	$h_4 - h_3 = 8,11566$
Σ	$q_{liq} = 1091,27234$	$w_{liq} = -1091,27234$

$$\eta = \frac{w_{liq}}{q_{cald}} = \frac{1091,27234}{2985,75234} = 0,3654 \quad (9.6)$$

$$bwr = \frac{w_{bomba}}{w_{turbina}} = \frac{8,11566}{1099,388} = 0,7382\% \quad (9.7)$$

Valor do Rankine ideal: $\eta = 0,3449$; $bwr = 0,93\%$

Ciclo Rankine com reaquecimento

10.1 Objetivos do Capítulo

- Neste capítulo será apresentado o ciclo Rankine com reaquecimento

Ao final deste capítulo, o aluno deve ser capaz de:

1. Avaliar o efeito do reaquecimento no rendimento do ciclo Rankine
2. Avaliar as vantagens e desvantagens do reaquecimento

10.2 Reaquecimento

O reaquecimento consiste no seguinte procedimento:

1. Realizar uma expansão até uma pressão intermediária, maior do que se não houvesse o reaquecimento.
2. Reaquecer o fluido, nessa pressão intermediária, até a máxima temperatura possível.
3. Utilizar uma segunda turbina para realizar a segunda expansão, extraíndo trabalho.
4. Na prática até três turbinas são utilizadas, implicando em:
 - uma pressão de alta
 - uma pressão de baixa
 - duas pressões intermediárias, para o caso de três turbinas

Entre as vantagens do reaquecimento, podemos considerar:

1. O aumento no título na saída da turbina
2. ??

10.3 Exercício

Água é o fluido de trabalho no ciclo Rankine com reaquecimento. Vapor superaquecido entra na primeira turbina a 440 [°C] e 8 [MPa] e sai a 1 [MPa]. É então reaquecido até 440 [°C] e entra na segunda turbina. A pressão no condensador é de 20 [KPa] e líquido saturado entra na bomba. Determine:

- Trabalho desenvolvido pela turbina e bomba
- Transferência de calor na caldeira e no condensador
- bwr
- Eficiência térmica
- Eficiência de Carnot

10.3.1 Solução

10.3.1.1 Desenhe os componentes do ciclo e identifique-os

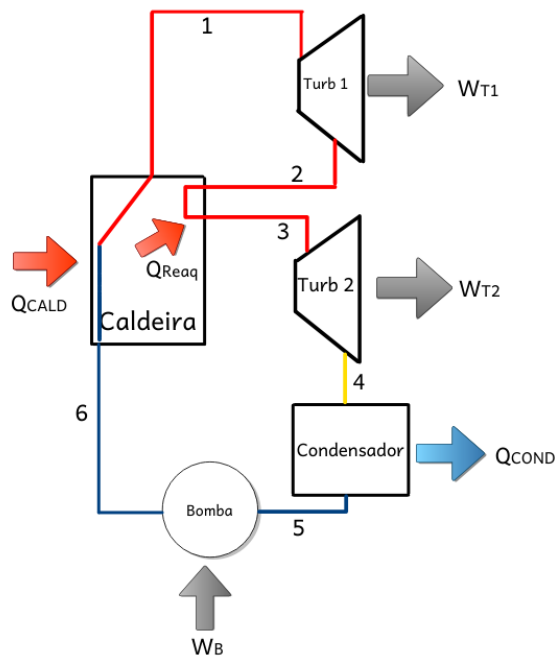


Figura 10.1 – Ciclo Rankine com Reaquecimento

10.3.1.2 Desenhe o diagrama T-s

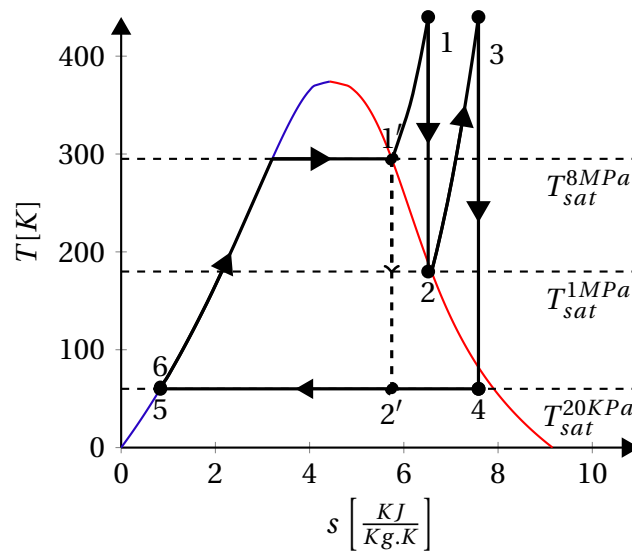


Figura 10.2 – Ciclo Rankine ideal com superaquecimento e rea aquecimento

10.3.1.3 Faça uma tabela dos estados e preencha os valores conhecidos

Estado	P[KPa]	T[°C]	x	$v[m^3/Kg]$	$h[KJ/Kg]$	$s[KJ/Kg.K]$
1	8000	440				
2	1000					$s_2 = s_1$
3	1000	440				
4	20					$s_4 = s_3$
5	20	T_s	0		h_L	s_L
6	8000					

- Ponto 1

Da tabela de propriedades, verificamos o estado do ponto 1, comparando sua temperatura com a temperatura de saturação:

Estado	P[KPa]	T[°C]	x	$v[m^3/Kg]$	$h[KJ/Kg]$	$s[KJ/Kg.K]$
1	8000	T_s	1	$v_1 = v_v$	$h_1 = h_v$	$s_1 = s_v$
1	8000	295,06	1	0,02352	2757,94	5,7431

Como $T_1 > T_s(P_1) = 295,06[C]$, (leia-se: Temperatura do ponto é maior do que a temperatura de saturação para a pressão avaliada) temos que o ponto 1 está superaquecido. Da tabela superaquecida, obtemos os seguintes valores:

T	$h[KJ/Kg]$	$s[KJ/Kg.K]$
400	3138,28	6,3633
440	h_1	s_1
450	3271,99	6,555

Fazendo a interpolação, obtemos: $h_1 = 3245,248[KJ/Kg]$ e $s_1 = 6,51666[KJ/Kg.K]$.

- Ponto 2

Como o processo nas turbinas são isoentrópicos, temos que: $s_2 = s_1 = 6,51666$. Vamos determinar o estado do ponto 2, comparando sua entropia com as entropias de líquido saturado e vapor saturado para a pressão P_2 . Da tabela de propriedades, temos:

P[KPa]	T[°C]	$h_L[KJ/Kg]$	$h_v[KJ/Kg]$	$s_L[KJ/Kg.K]$	$s_v[KJ/Kg.K]$
1000	179,91	762,79	2778,08	2,1386	6,5864

Logo, $s_L < s_2 < s_v$, portanto, o ponto é de mistura. Calculamos seu título e sua entalpia.

$$x_2 = \frac{s_2 - s_L}{s_v - s_L} = \frac{6,51666 - 2,1386}{6,5864 - 2,1386} \rightarrow x_2 = 0,9843 \quad (10.1)$$

$$h_2 = h_L + x_2(h_v - h_L) = 762,79 + 0,9843(2778,08 - 762,79) \rightarrow h_2 = 2746,48 \quad (10.2)$$

- Ponto 3

O ponto 3 tem sua temperatura elevada à pressão constante. Primeiro determinamos o seu estado:

P[KPa]	$T_s[C]$
1000	179,91

Como $T_3 > T_s(P_3)$, determinamos que o estado é vapor saturado. Assim:

P[KPa]	T[°C]	x	$v[m^3/Kg]$	$h[KJ/Kg]$	$s[KJ/Kg.K]$
1000	400	s.a	[-]	3263,88	7,465
1000	440	s.a	[-]	h_3	s_3
1000	500	s.a	[-]	3478,44	7,7621

Fazendo a interpolação, obtemos: $h_3 = 3349,704[KJ/Kg]$ e $s_3 = 7,58384[KJ/Kg.K]$.

- Ponto 4

Como o processo nas turbinas são isoentrópicos, temos que: $s_4 = s_3 = 7,58384$. Vamos determinar o estado do ponto 4, comparando sua entropia com as entropias de líquido saturado e vapor saturado para a pressão P_4 . Da tabela de propriedades, temos:

P[KPa]	T[°C]	$h_L[KJ/Kg]$	$h_v[KJ/Kg]$	$s_L[KJ/Kg.K]$	$s_v[KJ/Kg.K]$
20	60,06	251,38	2609,70	0,8319	7,9085

Logo, $s_L < s_4 < s_v$, portanto, o ponto é de mistura. Calculamos seu título e sua entalpia.

$$x_4 = \frac{s_4 - s_L}{s_v - s_L} = \frac{7,58384 - 0,8319}{7,9085 - 0,8319} \rightarrow x_4 = 0,9541 \quad (10.3)$$

$$h_4 = h_L + x_4(h_v - h_L) = 251,38 + 0,9541(2609,70 - 251,38) \rightarrow h_4 = 2501,505 \quad (10.4)$$

- Ponto 5

No ciclo de Rankine ideal $x_5 = 0$, e as propriedades são obtidas diretamente do estado de líquido saturado.

P[KPa]	T[°C]	h_L [KJ/Kg]	h_v [KJ/Kg]	s_L [KJ/Kg.K]	s_v [KJ/Kg.K]
20	60,06	251,38	2609,70	0,8319	7,9085

- Ponto 6

Como o processo na bomba é isoentrópico, temos que: $s_6 = s_5 = 0,8319$. Vamos determinar o estado do ponto 6, comparando sua entropia com as entropias de líquido saturado e vapor saturado para a pressão P_4 . Da tabela de propriedades, temos:

P[KPa]	T[°C]	h_L [KJ/Kg]	h_v [KJ/Kg]	s_L [KJ/Kg.K]	s_v [KJ/Kg.K]
8000	295,06	1316,61	2757,94	3,2067	5,7431

Logo, $s_6 < s_L$, portanto, o ponto é de líquido comprimido. Podemos utilizar as tabelas de líquido comprimido para obter o ponto. Uma abordagem mais direta é calcular o trabalho da bomba isoentrópica pelo balanço de energia, desprezando os efeitos de energia cinética e potencial e sabendo que o líquido é incompressível, portanto $v_6 = v_5$. Assim:

$$w_{bomba} = v dP = 0,001017[m^3/Kg] \cdot (8000 - 20)[KPa] = 8,11566[KJ] \quad (10.5)$$

Mas

$$w_{bomba} = h_6 - h_5 \quad (10.6)$$

Logo:

$$h_6 - h_5 = 8,11566 \rightarrow h_6 = 259,49566[KJ/Kg] \quad (10.7)$$

Para obter a temperatura, consideramos que as propriedades de qualquer ponto de líquido comprimido podem ser aproximadas pelas propriedades de líquido saturado na temperatura avaliada. Portanto, sabendo a entalpia h_4 , vamos buscar na tabela de propriedades um valor de $h_L \approx h_4$.

T	h_L
60,06	251,38
T_6	259,49566
64,97	271,9

Logo: $T_6 = 62,00[C]$

Atualizando a tabela dos estados:

Estado	P[KPa]	T[°C]	x	$v[m^3/Kg]$	$h[KJ/Kg]$	$s[KJ/Kg.K]$
1	8000	440	s.a		3245,248	6,51666
2	1000	179,9	0,9843		2746,48	6,51666
3	1000	440	s.a		3349,704	7,58384
4	20	60,06	0,9541		2501,505	7,58384
5	20	60,06	0	0,001017	251,38	0,8319
6	8000	62	l.c	0,001017	259,49566	0,8319

10.3.1.4 Calcule as propriedades restantes

10.3.1.5 Faça a tabela de calores e trabalhos dos componentes

Componente	$q[KJ/Kg]$	$w[KJ/Kg]$
Caldeira 1	$h_1 - h_6 = 2985,75234$	
Turbina		$h_2 - h_1 = -498,768$
Caldeira 2	$h_3 - h_2 = 603,224$	
Turbina 2		$h_4 - h_3 = -848,199$
Condensador	$h_5 - h_4 = -2250,125$	
Bomba		$h_6 - h_5 = 8,11566$
Σ	$q_{liq} = 1338,85134$	$w_{liq} = -1338,85134$

$$\eta = \frac{w_{liq}}{q_{cald}} = \frac{1338,85134}{2985,75234 + 603,224} = 37,30\% \quad (10.8)$$

$$bwr = \frac{w_{bomba}}{w_{turbina}} = \frac{8,11566}{498,768 + 848,199} = 0,60\% \quad (10.9)$$

Ciclo	η [%]	bwr [%]
Carnot	41,35	31,47
Rankine	34,49	0,93
Rankine com reaquecimento	37,30	0,60

Aula 09. Efeitos das irreversibilidades

11.1 Objetivos do Capítulo

- Neste capítulo serão considerados os efeitos das irreversibilidades na turbina e na bomba no cálculo do ciclo

Ao final deste capítulo, o aluno deve ser capaz de:

1. Identificar as principais fontes de irreversibilidades
2. Calcular os calores e trabalhos isoentrópicos e reais com base na eficiência isoentrópica
3. Identificar no diagrama T-s os pontos isoentrópico e reais

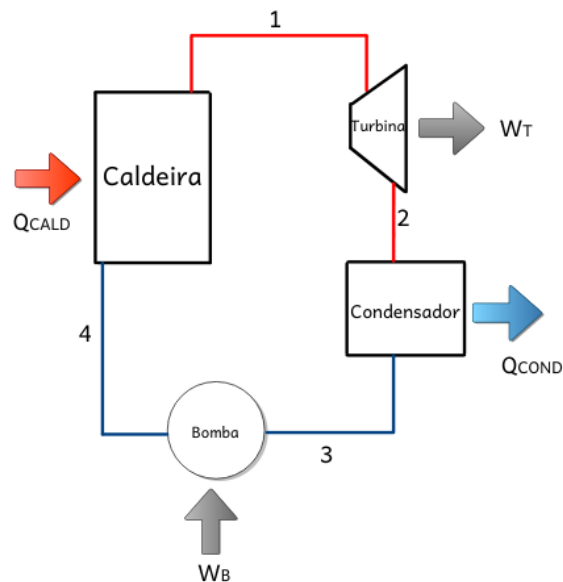
11.2 Exercício

Água é o fluido de trabalho no ciclo Rankine. Vapor superaquecido entra na turbina a 440 [°C] e 8 [MPa]. Líquido saturado entra na bomba a 20 [KPa]. A eficiência isoentrópica da turbina é de 90% e da bomba é de 85%. Determine:

- Trabalho desenvolvido pela turbina e bomba
- Transferência de calor na caldeira e no condensador
- bwr
- Eficiência térmica
- Eficiência de Carnot

11.2.1 Solução

- Desenhe os componentes do ciclo e identifique-os



- Desenhe o diagrama T-s

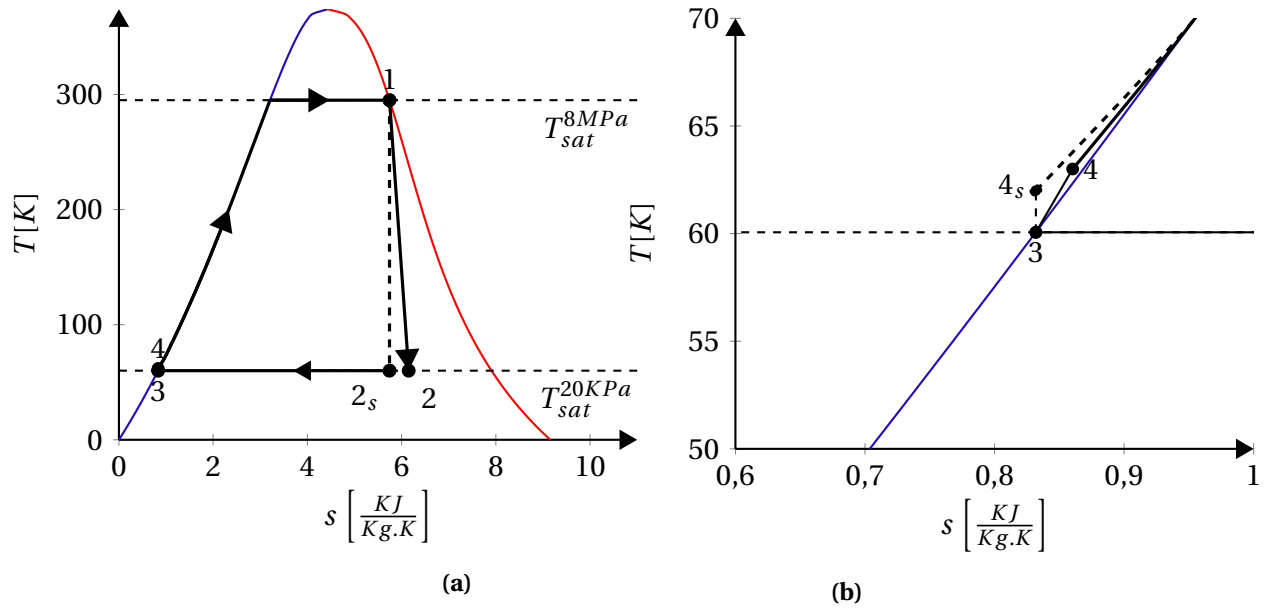


Figura 11.1 – a) Diagrama T-S para ciclo Rankine com superaquecimento e irreversibilidades b) O aumento de temperatura na compressão é pequeno.

3. Faça uma tabela dos estados

Estado	P[KPa]	T[°C]	x	v[m ³ /Kg]	h[KJ/Kg]	s[KJ/Kg.K]
1						
2 _s						
2						
3						
4 _s						
4						

4. Preencha os valores conhecidos na tabela

5. Calcule as propriedades restantes
 espaço disponível em *memória de cálculo*

6. Faça a tabela de calores e trabalhos dos componentes

Componente	q[KJ/Kg]	w[KJ/Kg]
Caldeira		
Turbina		
Condensador		
Bomba		
Σ	<i>q_{liq}</i>	<i>w_{liq}</i>

7. Compare calor e trabalho líquidos

8. Calcule o rendimento

Memória de Cálculo

Memória de Cálculo

Ciclo Rankine Regenerativo

12.1 Objetivos do Capítulo

- Neste capítulo será apresentado o ciclo Rankine Regenerativo, com trocador de calor aberto.

Ao final deste capítulo, o aluno deve ser capaz de:

1. Identificar um ciclo Rankine Regenerativo
 - Desenhar esquematicamente o ciclo
 - Desenhar os diagramas T-s e P-v
2. Diferenciar o o processo com trocador de calor aberto e fechado
3. Realizar balanço de massa e energia para calculo das frações mássicas.

12.2 Exercício

Água é o fluido de trabalho em um ciclo de potência a vapor. Vapor superaquecido entra na primeira turbina a 8MPa e 440°C e sai a 1MPa. Parte do vapor é extraído para o trocador de calor aberto, enquanto o restante é reaquecido para 440°C e vai para a segunda turbina. Líquido saturado deixa o trocador aberto e líquido saturado deixa o condensador a 20KPa. Determine:

- a) Desenhe esquematicamente o ciclo e identifique seus pontos
- b) Desenhe o diagrama T-s e identifique os estados termodinâmicos, conforme item anterior
- c) Pressão, temperatura, título, entalpia e entropia em todos os pontos do ciclo
- d) Trabalho líquido
- d) Eficiência térmica
- e) Eficiência de Carnot
- f) bwr

12.2.1 Solução

1. Desenhe os componentes do ciclo e identifique-os

2. Desenhe o diagrama T-s

3. Faça uma tabela dos estados

Estado	P[KPa]	T[°C]	x	$v[m^3/Kg]$	$h[KJ/Kg]$	$s[KJ/Kg.K]$
1						
2						
3						
4						
5						
6						
7						
8						
9						
10						

4. Preencha os valores conhecidos na tabela
5. Calcule as propriedades restantes
espaço disponível em *memória de cálculo*
6. Faça a tabela de calores e trabalhos dos componentes

Componente	$q[KJ/Kg]$	$w[KJ/Kg]$
Caldeira 1		
Turbina 1		
Caldeira 2		
Turbina 2		
Condensador		
Bomba		
Σ	q_{liq}	w_{liq}

7. Compare calor e trabalho líquidos
8. Calcule o rendimento

Memória de Cálculo

Memória de Cálculo

12.3 Trocador de calor aberto e fechado

Trocador de Calor

- Aberto
- Fechado

Ciclo

12.4 Rankine com 3 turbinas, trocador fechado e aberto

Sistemas de Potência a Gás. Introdução e Revisão das equações

13.1 Objetivos do Capítulo

- Neste capítulo será realizada uma revisão das equações utilizadas em ciclos a gás. Os sistemas de Potência a gás compreendem:

Ciclo de Potência a gás Brayton

Ciclo Otto

Ciclo Diesel

Turbinas para propulsão

- As equações aplicadas para todos esses sistemas são:

Equação dos gases ideais

Equações isoentrópicas

Ao final deste capítulo, o aluno deve ser capaz de:

1. Compreender as diferenças e similaridades entre os ciclos a vapor e a gás
2. Identificar as equações para ciclos a gás

13.2 Ciclos a gás

O ciclo Brayton é o ciclo de geração de potência a gás para geração de energia. Podemos considerar que ele é equivalente ao ciclo Rankine para vapor. Ambos utilizam fluido para movimentar uma turbina, que por sua vez movimenta um gerador.

Os ciclos Otto e Diesel são os ciclos teóricos que representam a grande maioria dos motores de combustão interna utilizados em veículos automotores na atualidade.

As turbinas para propulsão também são motores a combustão interna. Entretanto, na literatura, é comum a referência a motores de combustão interna ser direcionada para os ciclos Otto e Diesel. Turbinas e motores de reação em aeronaves apresentam muitas similaridades, que serão também apresentadas.

13.3 Considerações

As seguintes considerações são utilizadas para os ciclos a gás:

1. Sempre ar
 Não é convertido em produtos de combustão
2. Sempre gás ideal
3. Processo de Combustão substituído por transferência de Calor de uma fonte externa
4. Processos internamente reversíveis

No caso de ciclos Brayton, Otto e Diesel, ainda se considera:

1. Não há processos de aspiração nem exaustão.
 Substituídos por processo de transferência de calor
2. Quantidade fixa de ar no interior do sistema

No caso da análise padrão a ar frio, considera-se os calores específicos constantes e avaliados à temperatura ambiente.

13.4 A equação dos gases ideais

Como já apresentado, a equação dos gases ideais pode ser escrita de maneiras diferentes, de acordo com as propriedades desejadas:

$$P.V = m.R.T \quad (13.1)$$

$$P.v = R.T \quad (13.2)$$

$$P = \rho.R.T \quad (13.3)$$

$$P = \rho.\frac{\bar{R}}{M}.T \quad (13.4)$$

- $R = \frac{\bar{R}}{M}$;
- $M = \frac{m}{n}$;
- m: massa;
- n: número de mols

$$P.V = m.\frac{\bar{R}}{M}.T \rightarrow n = \frac{m}{M} \rightarrow P.V = n.\bar{R}.T \quad (13.5)$$

13.5 Entropia para gases ideais

Da segunda lei, temos que:

$$ds = \oint \frac{\delta Q}{T} \quad (13.6)$$

O trabalho para um processo de compressão ou expansão, considerando a primeira lei como $dE = \delta Q + \delta W$, é:

$$w = - \int P.dv \quad (13.7)$$

Da primeira lei, desprezando efeitos cinéticos e gravitacionais:

$$du = \delta q + \delta w \quad (13.8)$$

Logo:

$$\delta q = du - dw \quad (13.9)$$

e, conseqüentemente:

$$\delta q = du + p.dv \quad (13.10)$$

O que resulta na seguinte equação para a variação de entropia:

$$ds = \oint \left(\frac{du + p.dv}{T} \right) \quad (13.11)$$

Podemos, portanto, escrever:

$$Tds = du + Pdv \quad (13.12)$$

Derivando a definição da entalpia $h = u + Pv$, temos:

$$dh = du + Pdv + vdP \rightarrow du = dh - Pdv - vdP \quad (13.13)$$

Substituindo em 13.12:

$$Tds = dh - Pdv - vdP + Pdv \rightarrow Tds = dh - vdP \quad (13.14)$$

As equações 13.12 e 13.14 são chamadas de *equações de Gibbs*. Elas estão reescritas de forma agrupada abaixo:

$$Tds = du + Pdv \quad (13.15)$$

$$Tds = dh - vdP \quad (13.16)$$

Como estamos tratando de gases ideais, podemos fazer uso das equações apropriadas

$$du = c_v.dT \quad (13.17)$$

Substituindo na Eq. (13.16):

$$ds = \left(\frac{c_v dT}{T} + \frac{P dv}{T} \right) \quad (13.18)$$

Assim:

$$\int ds = \int \frac{c_v dT}{T} + \int \frac{P dv}{T} \quad (13.19)$$

Mas, da equação dos gases ideais, temos: $P.v = R.T \rightarrow \frac{P}{T} = \frac{R}{v}$. Assim:

$$\int ds = \int \frac{c_v dT}{T} + \int \frac{R}{v} dv \quad (13.20)$$

$$s_2 - s_1 = \int \frac{c_v dT}{T} + R \ln \frac{v_2}{v_1} \quad (13.21)$$

Considerando calor específico constante:

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1} \quad (13.22)$$

Para a entalpia, temos que, para gases ideais:

$$dh = c_p \cdot dT \quad (13.23)$$

Substituindo na Eq. (13.16):

$$ds = \frac{dh}{T} - \frac{v \cdot dP}{T} \quad (13.24)$$

Mais uma vez, considerando gases ideais, podemos simplificar a equação com o uso das seguintes definições:

$$P.v = R.T \rightarrow \frac{v}{T} = \frac{R}{P} \quad (13.25)$$

Logo:

$$\int ds = \int \frac{c_p \cdot dT}{T} - \int \frac{R \cdot dP}{P} \quad (13.26)$$

$$s_2 - s_1 = \int c_p \frac{dT}{T} - R \ln \frac{P_2}{P_1} \quad (13.27)$$

Considerando calores específicos constantes:

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{P_2}{P_1} \quad (13.28)$$

As equações (13.22) e (13.28), reescritas a seguir, permitem a determinação da variação de entropia em gases ideais com base nas demais propriedades do sistema:

$$ds = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1} \quad (13.29)$$

$$ds = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{P_2}{P_1} \quad (13.30)$$

Para processos isoentrópicos, $ds = 0$, temos:

$$c_v \ln \frac{T_2}{T_1} = -R \ln \frac{v_2}{v_1} \quad (13.31)$$

$$\ln \frac{T_2}{T_1} = -\frac{R}{c_v} \ln \frac{v_2}{v_1} \quad (13.32)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{-\frac{R}{c_v}} \quad (13.33)$$

De maneira similar:

$$c_p \ln \frac{T_2}{T_1} = R \ln \frac{P_2}{P_1} \quad (13.34)$$

$$\ln \frac{T_2}{T_1} = \frac{R}{c_p} \ln \frac{P_2}{P_1} \quad (13.35)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{R}{c_p}} \quad (13.36)$$

Logo:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{-\frac{R}{c_v}} = \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{R}{c_p}} \quad (13.37)$$

Podemos deixar esta equação em função de $k = \frac{c_p}{c_v}$. Partindo da definição da entalpia e do cálculo de dh e du para gases ideais:

$$h = u + P.v \rightarrow c_p.T = c_v.T + P.v \rightarrow c_p = c_v + \frac{P.v}{T} \quad (13.38)$$

Mas $\frac{P.v}{T} = R$, logo:

$$c_p = c_v + R \rightarrow R = c_p - c_v \quad (13.39)$$

Dividindo a Eq. (13.39) por c_v , temos:

$$\frac{R}{c_v} = \frac{c_p}{c_v} - \frac{c_v}{c_v} \rightarrow \frac{R}{c_v} = k - 1 \quad (13.40)$$

Assim, $-\frac{R}{c_v} = -(k - 1) \rightarrow -\frac{R}{c_v} = 1 - k$.

Dividindo a Eq. (13.39) por c_p , temos:

$$\frac{R}{c_p} = \frac{c_p}{c_p} - \frac{c_v}{c_p} \rightarrow \frac{R}{c_p} = 1 - \frac{1}{k} \rightarrow \frac{R}{c_p} = \frac{k-1}{k} \quad (13.41)$$

Substituindo na Eq.(13.37):

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{1-k} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} \quad (13.42)$$

As Eqs. (13.42) são as equações isoentrópicas para gases ideais. Elas serão de extrema importância nos cálculos dos ciclos a gás dos capítulos subsequentes.

13.5.1 Entropia

Para elaborar o gráfico Temperatura-Entropia, fazemos uso da equação do cálculo da entropia em função da temperatura e pressão:

$$s_2 - s_1 = c_p \cdot \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) - R \cdot \ln\left(\frac{P_2}{P_1}\right) \quad (13.43)$$

A equação nos fornece a variação da entropia, e não a entropia em si. Precisamos determinar uma temperatura e pressão de referência com entropia conhecida para determinar os demais valores. A entropia é nula para temperatura nula, mas esse não é um ponto conveniente pois resulta em divisão por zero. Vamos considerar o valor de entropia nula para $T_1 = 100[K]$ e $P_1 = 100[KPa]$ e o valor da entropia nula para $T_1 = 0,001[K]$ e $P_1 = 100[KPa]$. Considerando calor específico constante $c_p = 1,004[KJ/Kg.K]$ e para a pressão $P_2 = 100[KPa]$, temos:

Tabela 13.1 – Valor da entropia calculado para a pressão de 100[KPa] e temperaturas de 300[K] e 400 [K], com entropia de referência considerada nula em $T = 100[k], P = 100[KPa]$ e $T = 0,001[k], P = 100[KPa]$. O valor absoluto da entropia altera mas a diferença no valor não.

	$T_1 = 100[k]$	$T_1 = 0,001[K]$
T[K]	s[KJ/Kg.K]	s[KJ/Kg.K]
300	1,1030	12,6619
400	1,3918	12,95
dif	0,288832	0,288832

Observamos que a variação da entropia é a mesma, apesar do valor absoluto ser diferente.

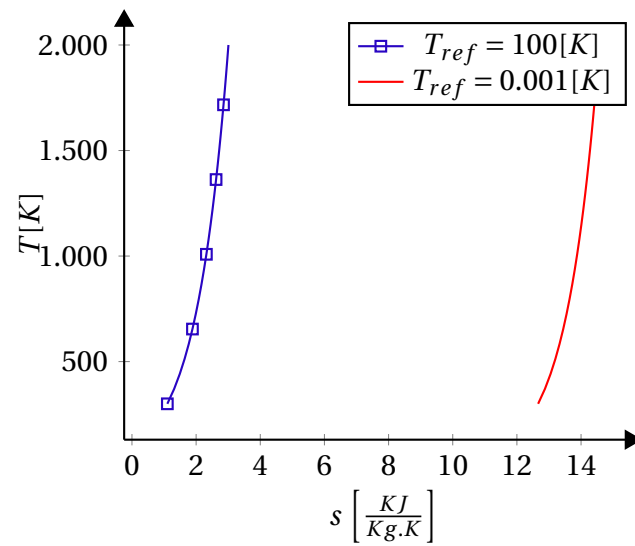


Figura 13.1 – Entropia em função da temperatura para pressão fixa de 100[KPa]. O valor de entropia de referência apenas desloca o gráfico horizontalmente

Ciclo de Potência a Gás Brayton ideal

14.1 Objetivos do Capítulo

- Neste capítulo será apresentado o ciclo de potência a gás Brayton ideal

Ao final deste capítulo, o aluno deve ser capaz de:

1. Identificar os componentes do ciclo Brayton ideal
2. Desenhar o diagrama $T - s$ e $P - v$
3. Fazer balanço de energia em cada componente para calcular trabalhos, calores e rendimento do ciclo
4. Identificar a diferença entre os Ciclos de potência a gás e a vapor

14.2 Ciclo Brayton ideal

O ciclo Brayton, ou ciclo Joule, representa a operação de um motor de turbina a gás, sendo composto por quatro processos:

1. Compressão adiabática na entrada e compressor
Compressão isoentrópica no ciclo ideal
2. Combustão à pressão constante
Adição de calor à pressão constante no ciclo ideal
3. Expansão adiabática na turbina e bocal de exaustão
Expansão isoentrópica no ciclo ideal
[*]Parte do trabalho da turbina é utilizado para alimentar o compressor
[*]O restante do trabalho é utilizado para: acelerar o fluido em sistemas de propulsão a jato ou girar o gerador para geração de eletricidade
4. Resfriamento do ar à pressão constante para suas condições iniciais

Para o ciclo ideal, devemos destacar:

- os efeitos de irreversibilidade não serão considerados
 - os processos no compressor e turbina são considerados isentrópicos (reversíveis e adiabáticos)
- Sempre ar (não há produtos de combustão)
 - Processo de combustão substituído por transferência de calor de uma fonte externa
- Sempre gás ideal
 - Equação dos gases ideais aplicáveis
- Processo de exaustão substituídos por transferência de calor para uma fonte externa
- Análise a ar frio: calores específicos constantes e avaliados à $298K$

14.2.1 Componentes do Ciclo

Os componentes do ciclo são apresentados na Fig. 14.1. Na prática, o ciclo Brayton toma uma de duas formas: a Fig. 23.1 mostra esquematicamente o ciclo aberto, em que o fluido de trabalho entra e sai do dispositivo, como nos motores a jato; a Fig 23.1 mostra esquematicamente o ciclo fechado, que recircula o fluido de trabalho.

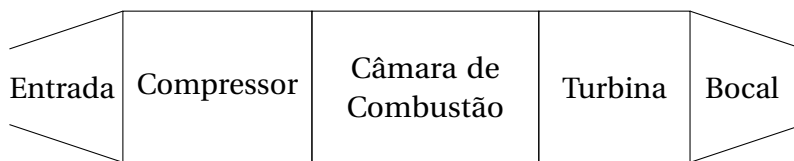


Figura 14.1 – Esquema dos componentes de um motor a jato

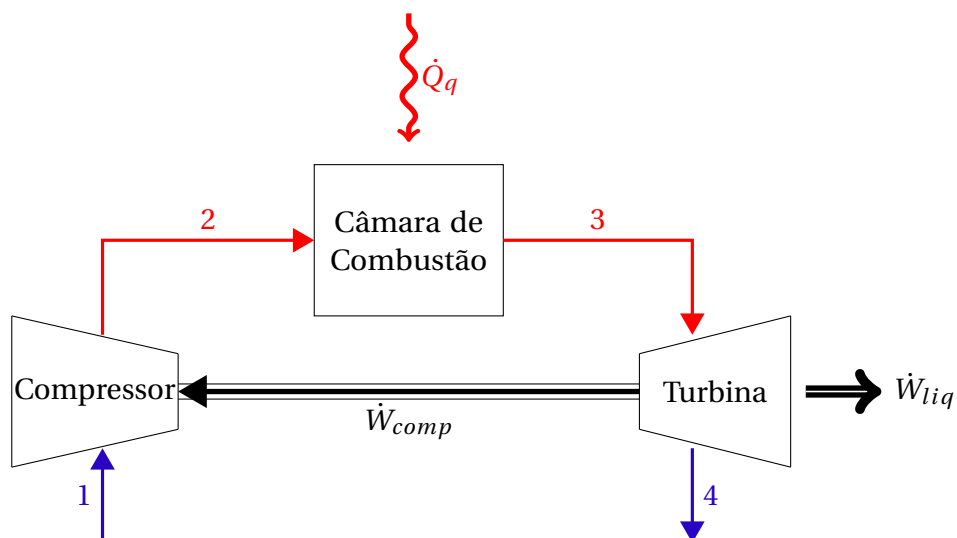


Figura 14.2 – Ciclo Brayton aberto

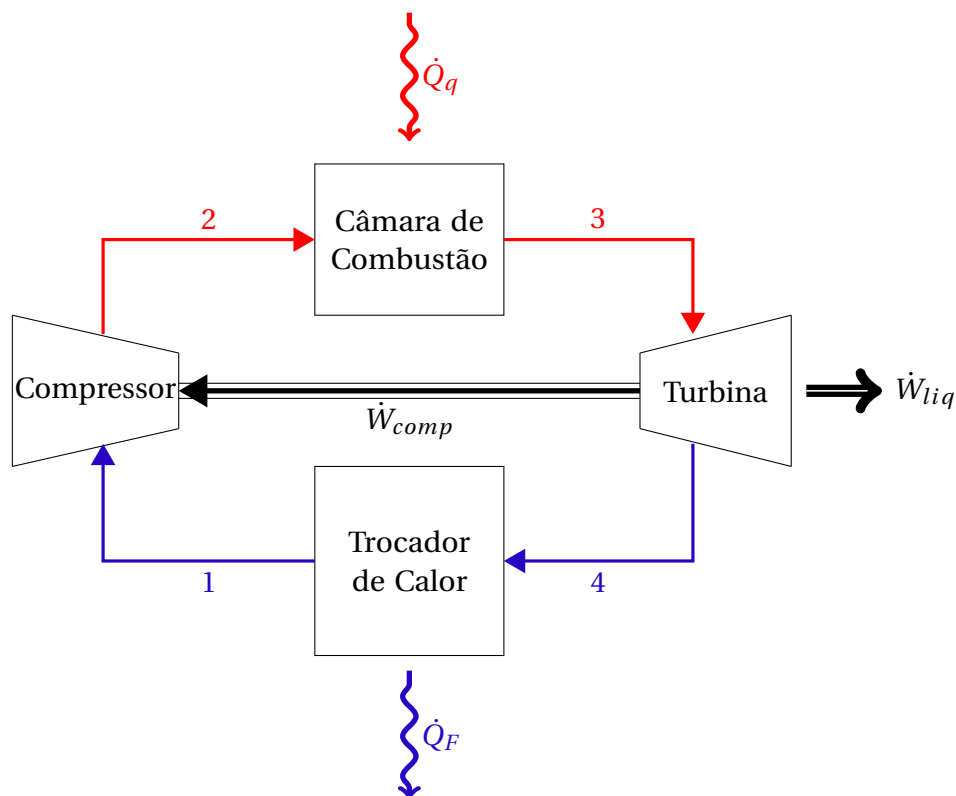


Figura 14.3 – Ciclo Brayton fechado

14.2.2 O gráfico Temperatura - Entropia

O ciclo Brayton trabalha com duas linhas de pressão, uma de alta, após o compressor e através da câmara de combustão, e outra de baixa, após a turbina e através do trocador de calor. Para o ciclo ideal essas pressões são consideradas constantes, ou seja, não se considera perda de pressão nos trocadores de calor e nem nas linhas.

Vamos considerar a entropia de referência no valor de $T_1 = 300[K]$ e $P_1 = 100[KPa]$ como sendo igual à entropia $s_t^0 = 6,86926[KJ/Kg.K]$. A entropia para as demais pressões e temperaturas pode ser calculada por:

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right) - R \ln \left(\frac{P_2}{P_1} \right) \quad (14.1)$$

$$s_2 = 6,86926[KJ/Kg.K] + 1,004[KJ/Kg.K] \ln \left(\frac{T_2}{300} \right) - 0,287[KJ/Kg.K] \ln \left(\frac{P_2}{100} \right) \quad (14.2)$$

Para uma determinada pressão, podemos variar a temperatura e obter a entropia no ponto com base na entropia de referência. A Fig. 14.4 apresenta essa curva para pressões de 100[KPa] e 1200[KPa] com temperatura variando entre 300[K] a 2000[K].

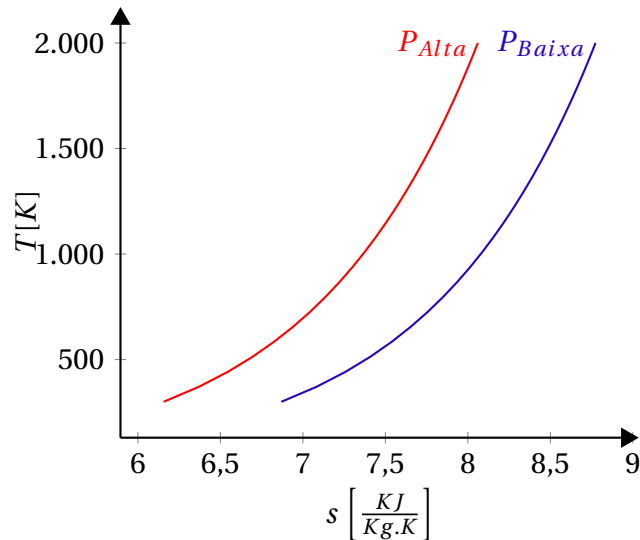


Figura 14.4 – Curva de entropia para pressão de baixa fixa em 0.1[MPa] e pressão de alta de 1,2[MPa], com temperatura variando entre 300 a 2000 [K]. A linha de pressão de alta é deslocada para a esquerda, devido ao termo $-R \ln\left(\frac{P_2}{P_1}\right)$ na equação do cálculo da entropia.

No ciclo ideal, os processos de compressão e expansão são isentrópicos e a adição e rejeição de calor ocorrem à pressões constantes de alta e baixa, respectivamente, resultando no diagrama $T - s$ da Fig. 14.5.

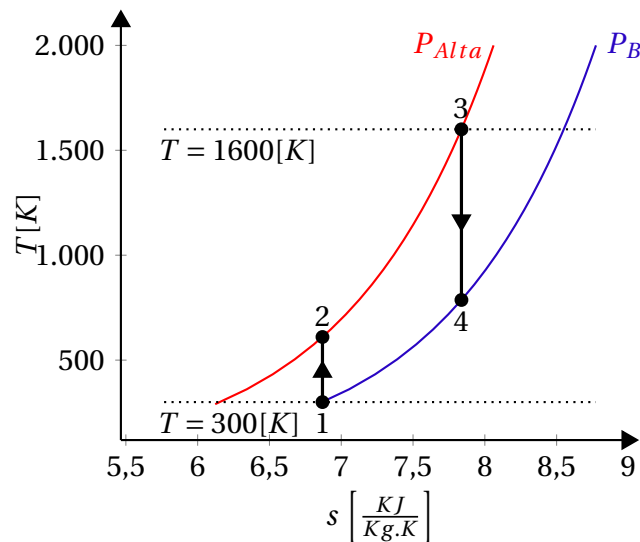


Figura 14.5 – Diagrama temperatura-entropia para o ciclo Brayton ideal. (1 → 2): compressão isentrópica; (2 → 3): adição de calor à pressão constante; (3 → 4): expansão isentrópica; (4 → 1): rejeição de calor à pressão constante.

14.2.3 O gráfico Pressão - Volume

Vamos considerar um ciclo que inicie na entrada do compressor com pressão de $P_1 = 100[\text{KPa}]$ e $T_1 = 300[\text{K}]$. Com esses dados, é possível calcular o volume específico

nesse ponto:

$$v_1 = \frac{R \cdot T_1}{P_1} = \frac{0,287[\text{KJ}/\text{Kg} \cdot \text{K}] \cdot 300[\text{K}]}{100[\text{KPa}]} = 0,861[\text{m}^3/\text{Kg}] \quad (14.3)$$

Considerando um processo de compressão isentrópico, podemos calcular o volume após a compressão.

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{1-k} \quad (14.4)$$

$$\left(\frac{v_2}{v_1}\right) = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\left(\frac{k-1}{k}\right) \cdot \left(\frac{-1}{1-k}\right)} \quad (14.5)$$

$$\left(\frac{v_2}{v_1}\right) = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\left(\frac{k-1}{k}\right) \cdot \left(\frac{-1}{k-1}\right)} \quad (14.6)$$

$$\left(\frac{v_2}{v_1}\right) = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{-\frac{1}{k}} \quad (14.7)$$

$$(14.8)$$

Para $P_1 = 100[\text{KPa}]$, $T_1 = 300[\text{K}]$ e $v_1 = 0,861[\text{m}^3/\text{Kg}]$, pode-se determinar o volume após a compressão com base na razão de compressão $\frac{P_2}{P_1}$. A Fig. 14.6 apresenta os volumes calculados para $100 < P_2[\text{KPa}] < 1200$.

$$v_2 = 0,861 \left(\frac{P_2}{100}\right)^{-\frac{1}{1,4}} \quad (14.9)$$

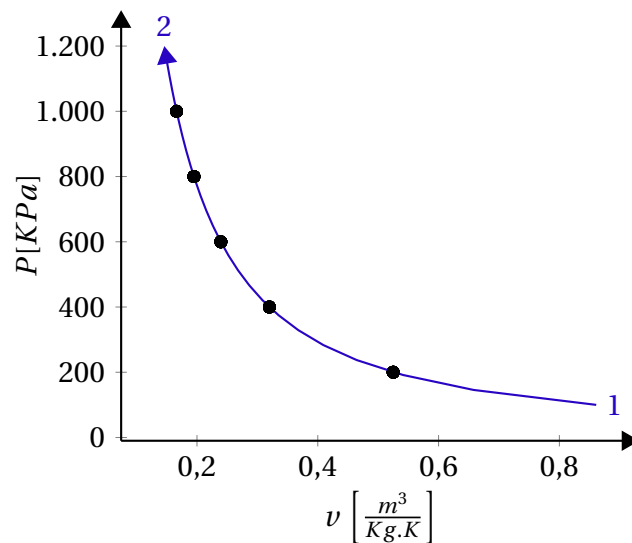


Figura 14.6 – Curva de compressão isentrópica para o ar, com: $P_1 = 100[\text{KPa}]$, $T_1 = 300[\text{K}]$ e $v_1 = 0,861$

Na câmara de combustão ocorre a adição de calor. No processo real há a queima da mistura ar-combustível, resultando na adição de calor. Com base na relação ar-combustível e as propriedades do combustível utilizado, é possível determinar a quantidade de calor gerada no processo.

No ciclo ideal consideramos sempre ar, e o processo de combustão é substituído pela adição de calor de uma fonte externa, realizada à pressão constante. A quantidade de calor, portanto, é uma informação conhecida ou que é possível de ser determinada com base na temperatura na saída da câmara de combustão.

Utilizando os dados do exemplo que estamos analisando, vamos considerar a pressão na saída da câmara de combustão de $P_3 = 1200[KPa]$ e uma temperatura na saída da câmara de combustão de $T_3 = 1600[K]$. Podemos determinar o volume específico na entrada da turbina:

$$v_3 = \frac{R \cdot T_3}{P_3} = \frac{0,287[KJ/Kg \cdot K] \cdot 1600[K]}{1200[KPa]} = 0,38267[m^3/Kg] \quad (14.10)$$

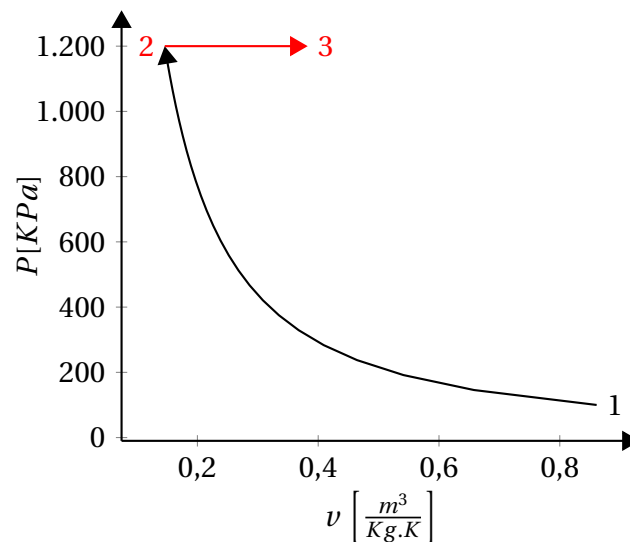


Figura 14.7 – No ciclo Brayton ideal o processo de adição de calor ocorre à pressão constante

A turbina realiza uma expansão isoentrópica. O volume específico na sua saída é diretamente relacionado à pressão na saída. Considerando a pressão na entrada de $P_3 = 1200[KPa]$ e na saída de $P_4 = 100[KPa]$, podemos calcular o volume específico desejado:

$$\frac{v_4}{v_3} = \left(\frac{P_4}{P_3} \right)^{-\frac{1}{k}} \quad (14.11)$$

$$v_4 = 0,38267 \left(\frac{P_4}{1200} \right)^{-\frac{1}{1,4}} \quad (14.12)$$

Dessa forma, a curva pressão-volume da expansão isoentrópica pode ser determinada de maneira similar à obtida no processo de compressão, e é apresentada na Fig. 14.8.

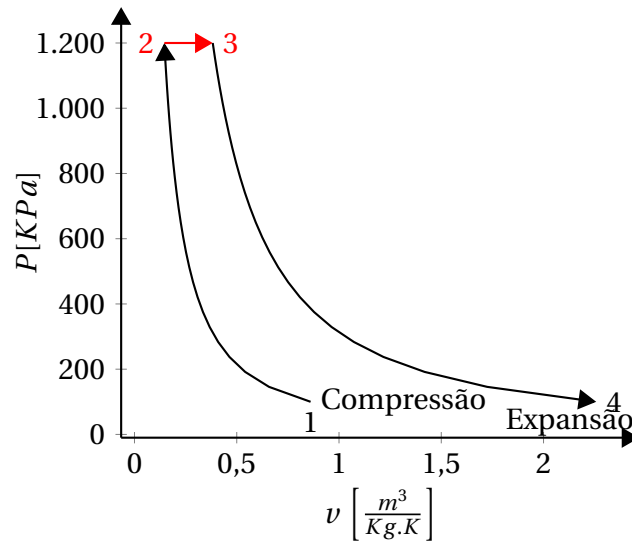


Figura 14.8 – Curva de expansão isentrópica para o ar, com pressão e temperatura na entrada da turbina de $P_3 = 1200[\text{KPa}]$ e $T_3 = 1600[\text{K}]$.

O processo de rejeição de calor no ciclo Brayton ideal ocorre à pressão constante. O diagrama Pressão-Volume para o ciclo Brayton ideal é apresentado na Fig. 14.9:

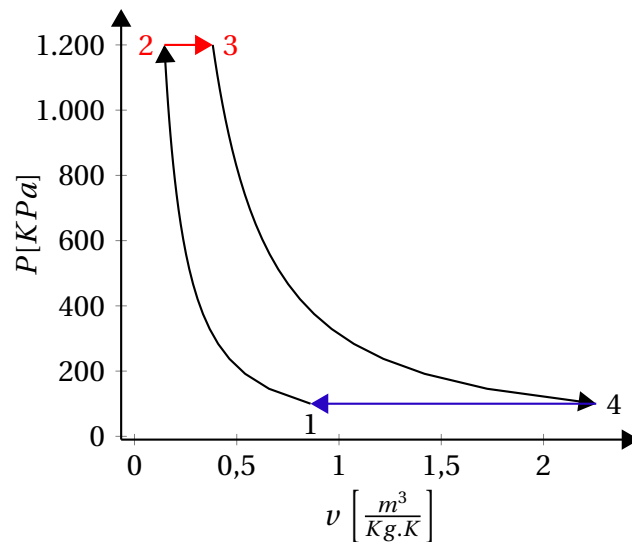


Figura 14.9 – Diagrama Pressão-Volume para o ciclo Brayton ideal. (1 → 2): compressão isentrópica; (2 → 3): adição de calor à pressão constante; (3 → 4): expansão isentrópica; (4 → 1): rejeição de calor à pressão constante.

14.2.4 Procedimento de Solução

1. Desenhe os componente do ciclo
2. Faça os gráficos T-S e P-V
3. Faça a tabela dos estados termodinâmicos e preencha os valores conhecidos.

Ponto	P [KPa]	T [K]
1	P_B	T_1
2	P_A	
3	P_A	
4	P_B	

A razão de compressão e a temperatura de entrada no compressor geralmente são dados conhecidos.

4. Faça a tabela dos componentes.

Componente	w [KJ/Kg]	q [KJ/Kg]
Compressor	$h_2 - h_1 = c_p(T_2 - T_1)$	0
Câmara de combustão	0	$h_3 - h_2 = c_p(T_3 - T_2)$
Turbina	$h_4 - h_3 = c_p(T_4 - T_3)$	0
Trocador de Calor	0	$h_1 - h_4 = c_p(T_1 - T_4)$
Σ	w_{liq}	q_{liq}

Considerando regime permanente, aplicando a primeira lei da termodinâmica para cada componente e desprezando os termos de variação de energia cinética e potencial, podemos calcular os calores e trabalhos com base nas entalpias de saída e entrada de cada componente.

Para um ciclo, o estado final é igual ao inicial, portanto a variação de energia deve ser nula. Assim, a somatória do trabalho líquido com o calor líquido deve ser zero:

$$de_{ciclo} = 0 = q_{liq} + w_{liq} \quad (14.13)$$

5. Calcule o rendimento η e bwr

O rendimento é determinado pela razão entre o módulo do trabalho líquido (o que se quer) pelo calor adicionado pela câmara de combustão q_{CC} (o que se gasta):

$$\eta = \frac{|w_{liq}|}{q_{CC}} \quad (14.14)$$

Parte do trabalho fornecido pela turbina será utilizado para acionar o compressor. Um dado importante na avaliação do ciclo é a razão entre o trabalho consumido pelo compressor e o trabalho fornecido pela turbina (bwr):

$$bwr = \frac{|w_{compressor}|}{|w_{Turbina}|} \quad (14.15)$$

Essa razão bwr é bem maior no ciclo Brayton do que no ciclo Rankine. No ciclo Brayton o fluido é sempre gás, que é compressível. No ciclo Rankine, por sua vez, o fluido muda de estado, entre líquido na entrada da bomba (que é incompressível) até vapor superaquecido na saída da caldeira. Aumentar a pressão em fluidos incompressíveis requer menos energia do que um aumento similar em fluidos compressíveis.

14.3 Exercício

Um ciclo padrão a ar Brayton opera a 90KPa, 300K na entrada do compressor, que possui razão de compressão de 9. A temperatura máxima é de 1600K. Pela análise a ar frio, determine:

- Trabalho desenvolvido pela turbina e compressor
- Eficiência térmica
- bwr

14.3.1 Solução

14.3.1.1 Desenhe os componentes do ciclo e identifique-os

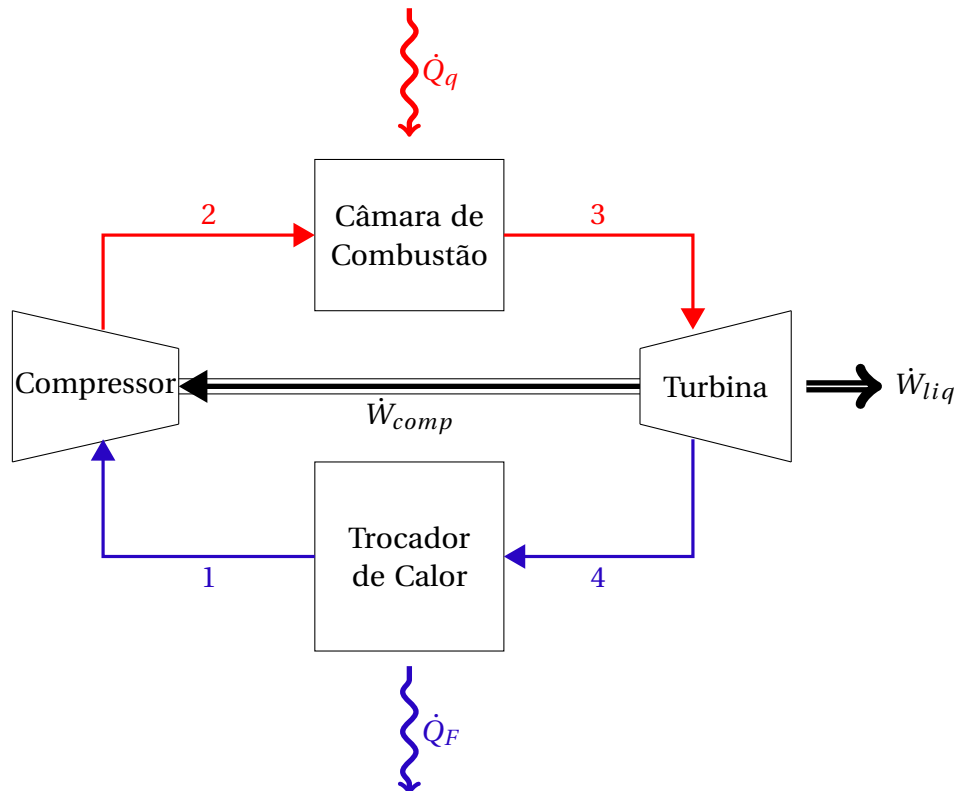


Figura 14.10 – Componentes do Ciclo Brayton ideal

14.3.1.2 Faça o diagrama T-s

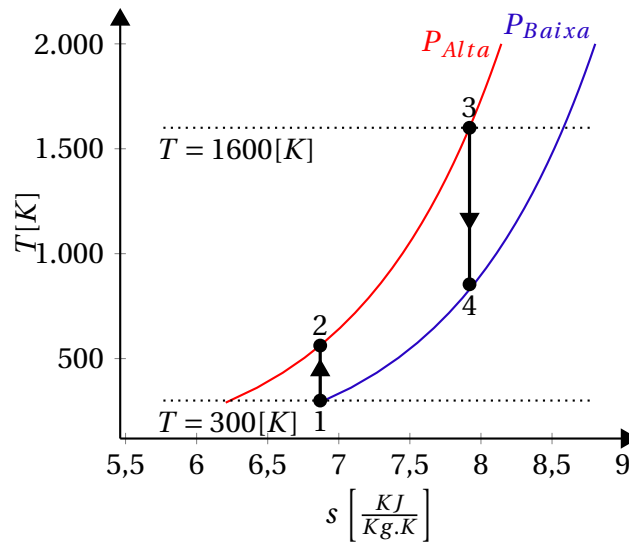


Figura 14.11 – Diagrama Temperatura - Entropia para Ciclo Brayton sem irreversibilidades

14.3.1.3 Faça uma tabela dos estados e preencha os valores conhecidos

Estado	P[KPa]	T[K]
1	90	300
2		
3		1600
4		

14.3.1.4 Calcule as propriedades restantes

- Ponto 2

Do enunciado: $r = \frac{P_2}{P_1} = 9$. Logo, $P_2 = 810[KPa]$. Para a temperatura, vamos utilizar as equações isoentrópicas:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} \rightarrow \frac{T_2}{300} = 9^{\frac{1,4-1}{1,4}} \rightarrow T_2 = 562,033[K] \quad (14.16)$$

Atualizando a tabela dos estados:

Estado	P[KPa]	T[K]
1	90	300
2	810	562,033
3		1600
4		

- Ponto 3

A pressão no ponto 3 é igual à pressão no ponto 2, $P_3 = 810[KPa]$.

Atualizando a tabela dos estados:

Estado	P[KPa]	T[K]
1	90	300
2	810	562,033
3	810	1600
4		

- Ponto 4

O ponto 4 está na linha de pressão de baixa, logo $P_4 = P_3 = 90[\text{KPa}]$. Para a temperatura, novamente utilizamos as equações isoen-trópicas:

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{P_4}{P_3}\right)^{\frac{k-1}{k}} \rightarrow \frac{T_4}{1600} = \left(\frac{90}{810}\right)^{\frac{1,4-1}{1,4}} \rightarrow T_4 = 854,04[\text{K}]$$

(14.17)

Atualizando a tabela dos estados:

Estado	P[KPa]	T[K]
1	90	300
2	810	562,033
3	810	1600
4	90	854,04

14.3.1.5 Faça a tabela de calores e trabalhos dos componentes

Para o cálculo das entalpias, sabemos que $h = c_p \cdot T$. Para o ar $c_p = 1,004[\text{KJ}/\text{Kg} \cdot \text{K}]$. Assim:

Componente	q[KJ/Kg]	w[KJ/Kg]
Câmara de combustão	$c_p(T_3 - T_2) = 1042,118868$	0
Turbina	0	$c_p(T_4 - T_3) = -748,94384$
Trocador de calor	$c_p(T_1 - T_4) = -556,25616$	0
Compressor	0	$c_p(T_2 - T_1) = 263,081132$
Σ	$q_{liq} = 485,86$	$w_{liq} = -485,86$

Lembrado que escrevemos a equação da primeira lei como $de = \delta q + \delta w$, o que nos permite calcular todos os calores e trabalhos como as entalpias de saída menos de entrada. Calores positivos indicam calor adicionado da vizinhança no sistema e trabalhos positivos indicam trabalhos realizados da vizinhança no sistema.

- Compare calor e trabalho líquidos

Lembrando que, para um ciclo, a variação de energia será nula, o que nos leva à $\delta q + \delta w = 0$.

- Calcule o rendimento

O rendimento é calculado pelo módulo do trabalho líquido dividido pelo calor adicionado no sistema. Assim:

$$\eta = \frac{485,86}{1042,118868} = 46,62\%$$

(14.18)

O Rendimento de Carnot para uma máquina térmica operando entre as temperaturas de alta ($T = 1600[\text{K}]$) e de baixa ($T = 300[\text{K}]$) será:

$$\eta_{carnot} = 1 - \frac{300}{1600} = 81,25\%$$

(14.19)

- Calcule o bwr

$$bwr = \frac{w_c}{w_T} = \frac{263,08}{748,94} = 35,13\% \quad (14.20)$$

Observamos que o valor é alto quando comparado com os valores obtido no ciclo Rankine para a compressão de líquidos, que são incompressíveis. Aumentar a pressão em gases é bem mais caro do que aumentar a pressão em líquidos!

Ciclo Brayton com irreversibilidades

15.1 Objetivos do Capítulo

- Neste capítulo será apresentado o ciclo de potência a gás Brayton com irreversibilidades

Ao final deste capítulo, o aluno deve ser capaz de:

1. Identificar a diferença entre os Ciclos Brayton ideal e com irreversibilidades
2. Desenhar o diagrama $T - s$
3. Fazer balanço de energia em cada componente para calcular trabalhos, calores e rendimento do ciclo

15.2 Irreversibilidades

As irreversibilidades serão consideradas no compressor e na turbina. As perdas na tubulação não serão consideradas. O procedimento para cálculo do ciclo com irreversibilidades é semelhante ao adotado no ciclo Rankine:

1. Calcule o trabalho ideal
2. Com o uso do rendimento isoentrópico, calcule o trabalho real
3. Calcule o valor da propriedade real no ponto

O compressor real consome mais energia (\dot{W}_C) do que o compressor ideal (\dot{W}_{CS}), dessa forma, para o rendimento isoentrópico η_C :

$$\dot{W}_C = \frac{\dot{W}_{CS}}{\eta_C} \quad (15.1)$$

Desprezando os termos de variação de energia cinética e potencial, o trabalho pode ser calculado com base na variação da entalpia na saída menos entrada do compressor. Sabemos que, para gases ideais, essa variação é função da temperatura. Assim, calculada a temperatura isoentrópica na saída do compressor, é possível determinar a temperatura real:

$$\dot{W}_C = \frac{\dot{W}_{CS}}{\eta_C} \quad (15.2)$$

$$\dot{m}(h_2 - h_1) = \frac{\dot{m}(h_{2s} - h_1)}{\eta_C} \quad (15.3)$$

$$h_2 - h_1 = \frac{h_{2s} - h_1}{\eta_C} \quad (15.4)$$

$$c_P(T_2 - T_1) = \frac{c_P(T_{2s} - T_1)}{\eta_C} \quad (15.5)$$

$$T_2 = T_1 + \frac{T_{2s} - T_1}{\eta_C} \quad (15.6)$$

A turbina real, por sua vez, produz menos trabalho (\dot{W}_T) do que a turbina ideal (\dot{W}_{Ts}), assim:

$$\dot{W}_T = \eta_T \cdot \dot{W}_{Ts} \quad (15.7)$$

$$\dot{m}(h_4 - h_3) = \eta_T(h_{4s} - h_3) \quad (15.8)$$

$$c_P(T_4 - T_3) = \eta_T(T_{4s} - T_3) \quad (15.9)$$

$$T_4 = T_3 + \eta_T(T_{4s} - T_3) \quad (15.10)$$

As temperaturas reais nas saídas do compressor e da turbina serão maiores do que as temperaturas isoentrópicas.

15.3 Exercício

Um ciclo padrão a ar Brayton opera a 90KPa, 300K na entrada do compressor, que possui razão de compressão de 9. A temperatura máxima é de 1600K. A eficiência isoentrópica da turbina é de 91% e do compressor é de 83%. Pela análise a ar frio, determine:

- Trabalho desenvolvido pela turbina e compressor
- Eficiência térmica
- bwr

15.3.1 Solução

15.3.1.1 Desenhe os componentes do ciclo e identifique-os

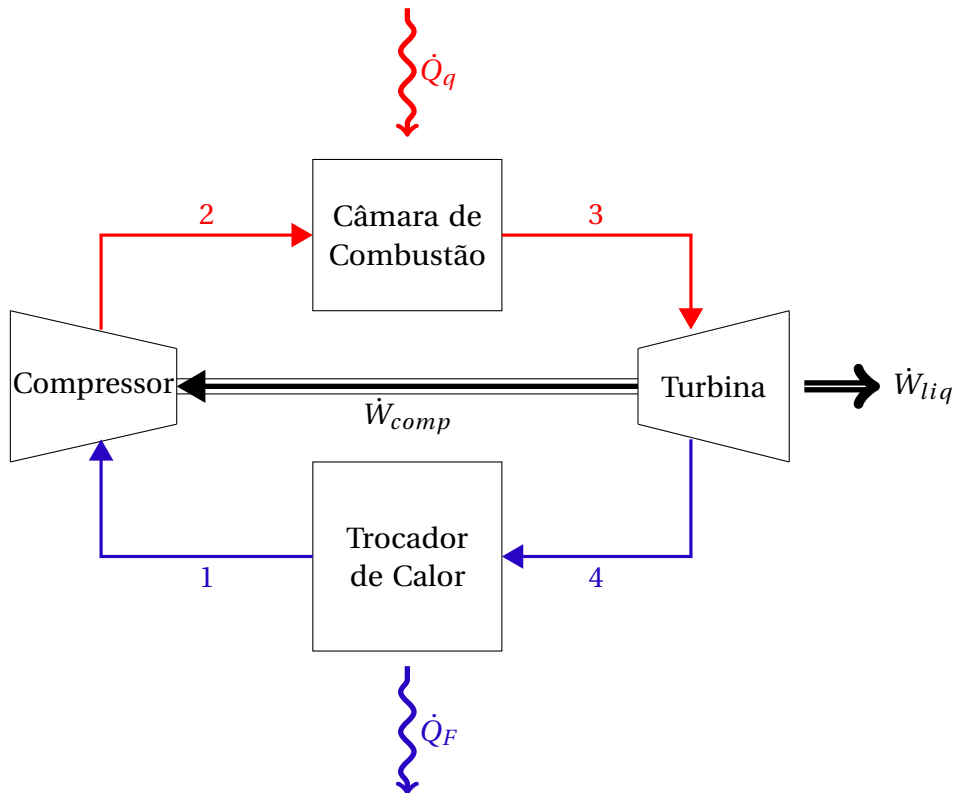


Figura 15.1 – Ciclo Brayton fechado

15.3.1.2 Faça o diagrama T-s e P-V

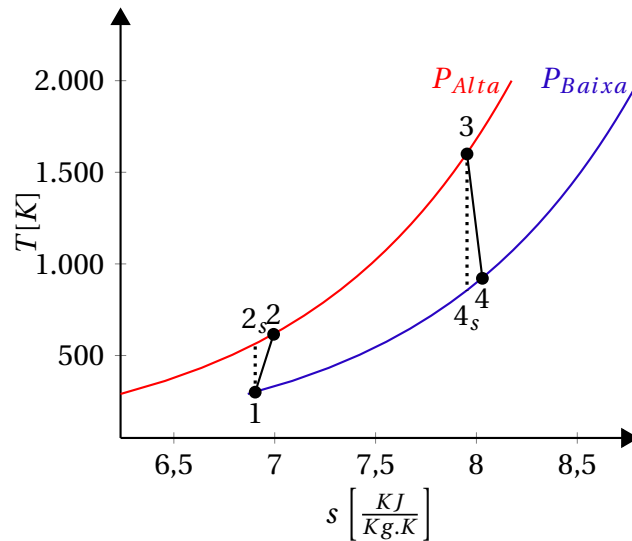


Figura 15.2 – Diagrama Temperatura - Entropia para Ciclo Brayton com irreversibilidades. O aumento da entropia na saída dos processos reais resulta numa maior temperatura na saída do compressor ($T_2 > T_{2s}$) e da turbina ($T_4 > T_{4s}$)

Para o diagrama Pressão-Volume, vamos considerar que as pressões não são alteradas. Entretanto, as temperaturas de saída do compressor e da turbina aumentam. Assim, devemos levar em consideração esse aumento para calcular os volumes reais v_2 e v_4 . Da equação dos gases ideais:

$$v_2 = \frac{R \cdot T_2}{P_2} \quad (15.11)$$

$$T_2 = T_1 + \frac{T_{2s} - T_1}{\eta_C} \quad (15.12)$$

Dessa forma, para cada pressão desejada de saída, podemos obter o volume específico de saída do compressor, que será sempre maior do que o valor isoentrópico, pois a temperatura aumenta.

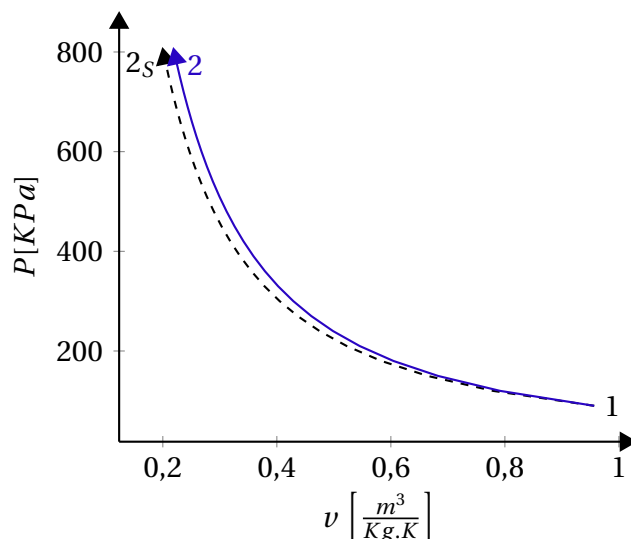


Figura 15.3 – Curva de compressão real x isoentrópica para o ar, com: $P_1 = 90[\text{KPa}]$, $T_1 = 300[\text{K}]$, considerando eficiência isoentrópica do compressor de $\eta_C = 0.83$. Como a temperatura real é maior do que a temperatura isoentrópica para dado aumento de pressão, o volume específico real também é maior do que o isoentrópico.

Na câmara de combustão ocorre a adição de calor. No processo real há a queima da mistura ar-combustível, resultando na adição de calor. Com base na relação ar-combustível e as propriedades do combustível utilizado, é possível determinar a quantidade de calor gerada no processo.

No ciclo ideal consideramos sempre ar, e o processo de combustão é substituído pela adição de calor de uma fonte externa, realizada à pressão constante. A quantidade de calor, portanto, é uma informação conhecida ou que é possível de ser determinada com base na temperatura na saída da câmara de combustão.

Utilizando os dados do exemplo que estamos analisando, vamos considerar a pressão na saída da câmara de combustão de $P_3 = 810[\text{KPa}]$ e uma temperatura na saída da câmara de combustão de $T_3 = 1600[\text{K}]$. Podemos determinar o volume específico na entrada da turbina:

$$v_3 = \frac{R \cdot T_3}{P_3} = \frac{0,287[\text{KJ}/\text{Kg} \cdot \text{K}] \cdot 1600[\text{K}]}{810[\text{KPa}]} = 0,5669[\text{m}^3/\text{Kg}] \quad (15.13)$$

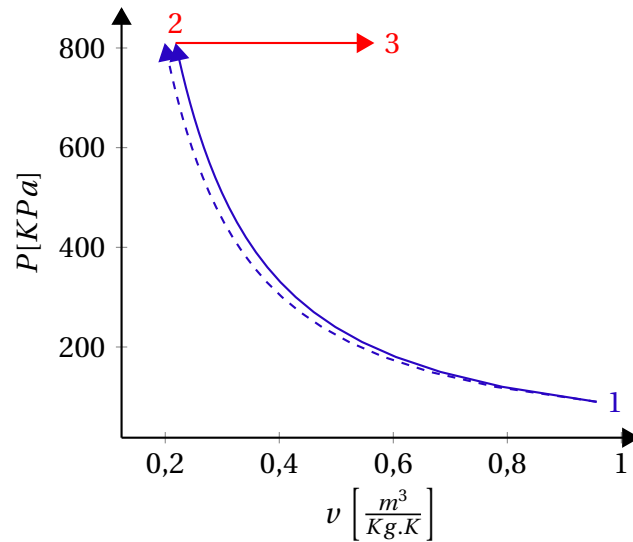


Figura 15.4 – No ciclo Brayton o processo de adição de calor ocorre à pressão constante

Para a turbina:

$$v_4 = \frac{R \cdot T_4}{P_4} \quad (15.14)$$

$$T_4 = T_3 + (T_{4s} - T_3) \cdot \eta_T \quad (15.15)$$

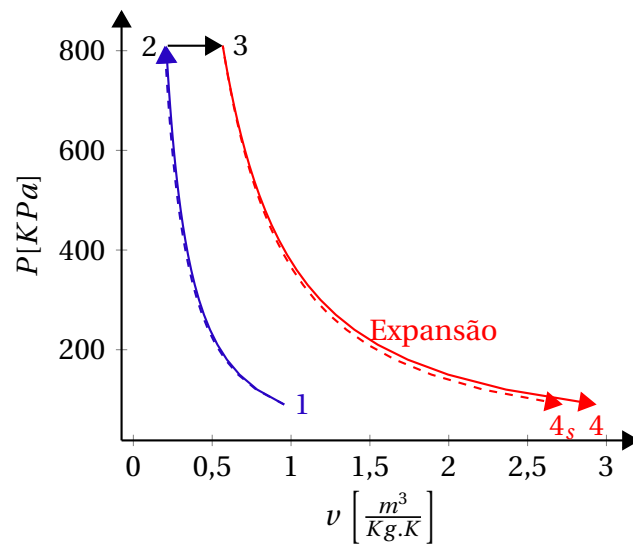


Figura 15.5 – Curva de expansão com irreversibilidade para o ar, com pressão e temperatura na entrada da turbina de $P_3 = 810 \text{ [KPa]}$ e $T_3 = 1600 \text{ [K]}$ e eficiência isoentrópica da turbina de $\eta_T = 0,91$.

A rejeição de calor ocorre à pressão constante.

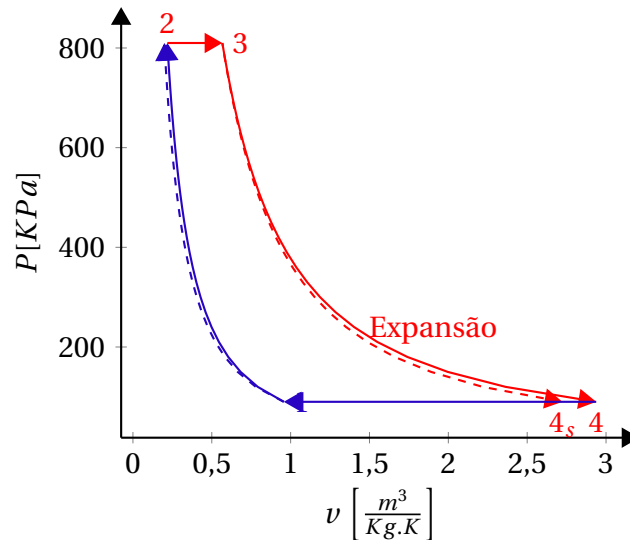


Figura 15.6 – Diagrama Pressão-Volume para o ciclo Brayton real. (1 → 2): compressão irreversível; (2 → 3): adição de calor à pressão constante; (3 → 4): expansão irreversível; (4 → 1): rejeição de calor à pressão constante.

15.3.1.3 Faça uma tabela dos estados e preencha os valores conhecidos

Estado	P[KPa]	T[K]
1	90	300
2s		
2		
3		1600
4s		
4		

15.3.1.4 Calcule as propriedades restantes

- Ponto 2s

Do enunciado: $r = \frac{P_2}{P_1} = 9$. Logo, $P_2 = P_{2s} = 810[\text{KPa}]$. Para a temperatura, vamos utilizar as equações isoentrópicas:

$$\frac{T_{2s}}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} \rightarrow \frac{T_{2s}}{300} = 9^{\frac{1,4-1}{1,4}} \rightarrow T_{2s} = 562,033[\text{K}] \quad (15.16)$$

Atualizando a tabela dos estados:

Estado	P[KPa]	T[K]
1	90	300
2s	810	562,033
2		
3		1600
4s		
4		

- Ponto 2

Para o cálculo da temperatura no ponto 2, consideramos os trabalhos do compressor ideal e real. Fazemos a seguinte pergunta: o compressor real gasta mais ou

menos do que o ideal. É evidente que o compressor ideal *gasta* menos, portanto, o trabalho consumido pelo compressor real será maior, assim:

$$w_{cr} = \frac{w_{cs}}{\eta_c} \quad (15.17)$$

Do balanço de energia, sabemos que o trabalho pode ser calculado como as entalpias na saída menos na entrada. Além disso, para gases ideais, $h = c_p T$. Assim:

$$h_2 - h_1 = \frac{h_{2s} - h_1}{\eta_c} \rightarrow c_p(T_2 - T_1) = \frac{c_p(T_{2s} - T_1)}{\eta_c} \rightarrow T_2 = T_1 + \frac{T_{2s} - T_1}{\eta_c} \quad (15.18)$$

$$T_2 = 300 + \frac{562,033 - 300}{0,83} = 615,70[K] \quad (15.19)$$

Atualizando a tabela dos estados:

Estado	P[KPa]	T[K]
1	90	300
2s	810	562,033
2	810	615,70
3		1600
4s		
4		

- Ponto 3

A pressão no ponto 3 é igual à pressão no ponto 2, $P_3 = 810[KPa]$.

Atualizando a tabela dos estados:

Estado	P[KPa]	T[K]
1	90	300
2s	810	562,033
2	810	615,70
3	810	1600
4s		
4		

- Ponto 4s

O ponto 4s está na linha de pressão de baixa, logo $P_4 = P_{4s} = P_3 = 90[KPa]$. Para a temperatura, novamente utilizamos as equações isoentrópicas:

$$\frac{T_{4s}}{T_3} = \left(\frac{P_4}{P_3}\right)^{\frac{k-1}{k}} \rightarrow \frac{T_{4s}}{1600} = \left(\frac{90}{810}\right)^{\frac{1,4-1}{1,4}} \rightarrow T_{4s} = 854,04[K] \quad (15.20)$$

Atualizando a tabela dos estados:

Estado	P[KPa]	T[K]
1	90	300
2s	810	562,033
2	810	615,70
3	810	1600
4s	810	854,04
4		

- Ponto 4

Atualizando a tabela dos estados:

Para o ponto 4 real, fazemos a seguinte pergunta: a turbina real gera mais ou menos energia do que a ideal. É evidente que a turbina ideal gera mais trabalho, portanto:

$$w_{Tr} = \eta_T \cdot w_{Ts} \quad (15.21)$$

Estado	P[KPa]	T[K]
1	90	300
2s	810	562,033
2	810	615,70
3	810	1600
4s	90	854,04
4	90	921,1764

$$h_4 - h_3 = (h_{4s} - h_1)0,91 \rightarrow T_4 = T_3 + (T_{4s} - T_3)0,91 \rightarrow T_4 = 921,1764[K] \quad (15.22)$$

15.3.1.5 Faça a tabela de calores e trabalhos dos componentes

Para o cálculo das entalpias, sabemos que $h = c_p \cdot T$. Para o ar $c_p = 1,004[KJ/Kg.K]$. Importante ressaltar que os calores e trabalhos devem ser calculados com as entalpias reais e não as ideais. Assim:

Componente	q[KJ/Kg]	w[KJ/Kg]	isoentrópico
Câmara de combustão	$c_p(T_3 - T_2) = 988,24$	0	1042,118868
Turbina	0	$c_p(T_4 - T_3) = -681,54$	-748,94384
Trocador de calor	$c_p(T_1 - T_4) = -623,66$	0	-556,25616
Compressor	0	$c_p(T_2 - T_1) = 316,96$	263,081132
Σ	$q_{liq} = 364,57$	$w_{liq} = -364,57$	485,86

Os valores da última coluna representam os calculados com os pontos ideais

Lembrado que escrevemos a equação da primeira lei como $de = \delta q + \delta w$, o que nos permite calcular todos os calores e trabalhos como as entalpias de saída menos de entrada. Calores positivos indicam calor adicionado da vizinhança no sistema e trabalhos positivos indicam trabalhos realizados da vizinhança no sistema.

- Compare calor e trabalho líquidos

Lembrando que, para um ciclo, a variação de energia será nula, o que nos leva à $\delta q + \delta w = 0$.

- Calcule o rendimento

O rendimento, o rendimento isoentrópico, o rendimento de carnot, o bwr real e isoentrópico são:

η [%]	η_{iso} [%]	η_{carnot} [%]	bwr [%]	bwr_{iso} [%]
36,89	46,62	81,25	46,5	35,13

Observamos uma queda no rendimento do ciclo e aumento no bwr

15.4 Exercício

Um ciclo padrão a ar Brayton ideal possui os seguintes dados:

Posição	h [KJ/Kg]
Entrada do Compressor	300
Saída do compressor	500
Entrada da turbina	1600
Saída da turbina	700

Determine:

- Rendimento do ciclo
- Rendimento do ciclo se o rendimento da turbina e do compressor forem de 80%

15.4.1 Solução

15.4.1.1 Desenhe os componentes do ciclo e identifique-os

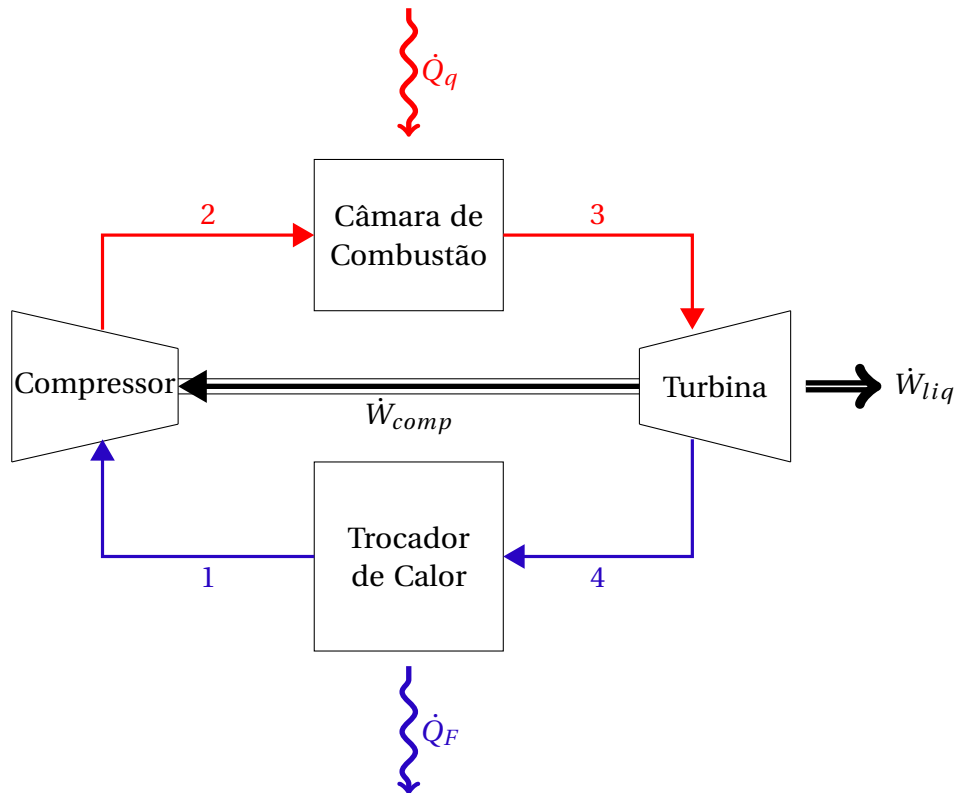


Figura 15.7 – Ciclo Brayton fechado

15.4.1.2 Faça o diagrama T-s

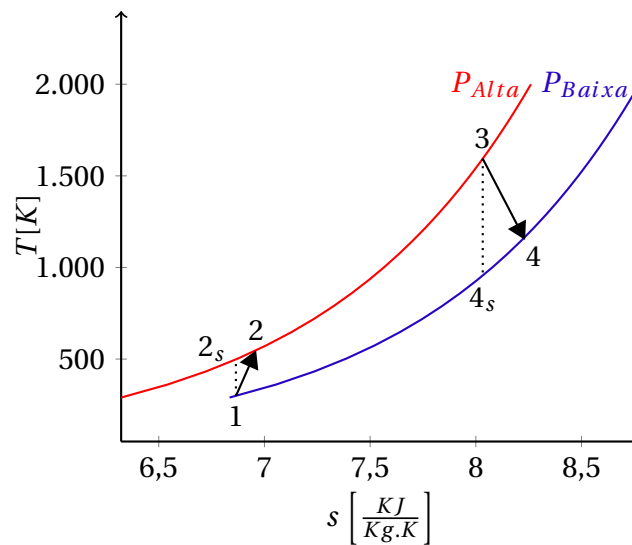


Figura 15.8 – Diagrama Temperatura - Entropia para Ciclo, com identificação dos pontos isentrópicos e reais

15.4.1.3 Faça uma tabela dos estados e preencha os valores conhecidos

Estado	h[KJ/Kg]
1	300
2s	500
2	
3	1600
4s	700
4	

15.4.1.4 Calcule as propriedades restantes

- Trabalho ideal e real do compressor

O trabalho do compressor ideal é calculado pela variação de entalpia entra a saída e a entrada:

$$w_{Ts} = h_{2s} - h_1 = 500 - 300 = 200 \text{ [KJ/Kg]}$$

O compressor real gasta mais do que o compressor ideal, portanto seu trabalho será:

$$w_{cr} = \frac{w_{cs}}{\eta_C} = \frac{200}{0,8} = 250 \text{ [KJ/kg]}$$

Com o trabalho real, podemos calcular a entalpia real de saída do compressor h_2 :

$$w_{Cr} = h_2 - h_1 \rightarrow h_2 = w_{Cr} + h_1 = 250 + 300 = 550[\text{KJ/Kg}]$$

Atualizando a tabela das propriedades:

Estado	h[KJ/Kg]
1	300
2s	500
2	550
3	1600
4s	700
4	

- Trabalho da turbina ideal e real

O trabalho da turbina também é calculado pela entalpia de saída menos a de entrada. Para a turbina ideal:

$$w_{Ts} = h_{4s} - h_3 = 700 - 1600 = -900[\text{KJ/Kg}]$$

A turbina real fornece menos trabalho do que a ideal, portanto o seu trabalho será:

$$w_{Tr} = \eta_T \cdot w_{Ts} = 0,8 \cdot (-900) = -720[\text{KJ/Kg}]$$

A entalpia de saída real da turbina h_4 também pode ser calculada:

$$w_{Tr} = h_4 - h_3 \rightarrow h_4 = w_{Tr} + h_3 = -720 + 1600 = 880[\text{KJ/Kg}]$$

Atualizando a tabela das propriedades:

Estado	h[KJ/Kg]
1	300
2s	500
2	550
3	1600
4s	700
4	880

15.4.1.5 Faça a tabela de calores e trabalhos dos componentes

Para o ciclo ideal:

Componente	q[KJ/Kg]	w[KJ/Kg]
Câmara de combustão	$h_3 - h_{2s} = 1100$	0
Turbina	0	$h_{4s} - h_3 = -900$
Trocador de calor	$h_1 - h_{4s} = -400$	0
Compressor	0	$h_{2s} - h_1 = 200$
Σ	$q_{liq} = 700$	$w_{liq} = -700$

Lembrado que escrevemos a equação da primeira lei como $de = \delta q + \delta w$, o que nos permite calcular todos os calores e trabalhos como as entalpias de saída menos de entrada. Calores positivos indicam calor adicionado da vizinhança no sistema e trabalhos positivos indicam trabalhos realizados da vizinhança no sistema.

- Compare calor e trabalho líquidos

Para um ciclo a variação de energia será nula, o que nos leva à $\delta q + \delta w = 0$.

- Calcule o rendimento

O rendimento é calculado pelo módulo do trabalho líquido dividido pelo calor adicionado no sistema. Assim:

$$\eta = \frac{700}{1100} = 63,63\% \quad (15.23)$$

- Calcule o bwr

$$bwr = \frac{w_c}{w_T} = \frac{200}{900} = 22,22\% \quad (15.24)$$

Para o ciclo real:

Componente	q[KJ/Kg]	w[KJ/Kg]
Câmara de combustão	$h_3 - h_2 = 1050$	0
Turbina	0	$h_4 - h_3 = -720$
Trocador de calor	$h_1 - h_4 = -580$	0
Compressor	0	$h_2 - h_1 = 250$
Σ	$q_{liq} = 470$	$w_{liq} = -470$

Observamos que tanto os trabalhos da turbina e compressor quanto os calores fornecido pela câmara de combustão quanto o rejeitado pelo trocado de calor variam.

O rendimento é calculado pelo módulo do trabalho líquido dividido pelo calor adicionado no sistema. Assim:

$$\eta = \frac{470}{1050} = 44,76\% \quad (15.25)$$

- Calcule o bwr

$$bwr = \frac{w_c}{w_T} = \frac{250}{720} = 34,72\% \quad (15.26)$$

Ciclo Brayton Regenerativo

16.1 Objetivos do Capítulo

- Neste capítulo será apresentado o ciclo de potência a gás Brayton regenerativo

Ao final deste capítulo, o aluno deve ser capaz de:

1. Identificar os componentes do ciclo Brayton regenerativo
2. Desenhar o diagrama $T - s$
3. Fazer balanço de energia em cada componente para calcular trabalhos, calores e rendimento do ciclo
4. Identificar a efetividade do regenerador

16.2 O ciclo com regenerador

O regenerador é um trocador de calor que aquece o ar entre a saída do compressor e a entrada da câmara de combustão, utilizando energia do ar na saída da turbina. As temperaturas de saída T_3 e T_6 são determinadas com base na efetividade do regenerador, balanço de massa e energia.

O ciclo com regenerador é apresentado esquematicamente na Fig. 16.1 e o diagrama temperatura-entropia na Fig. 16.2.

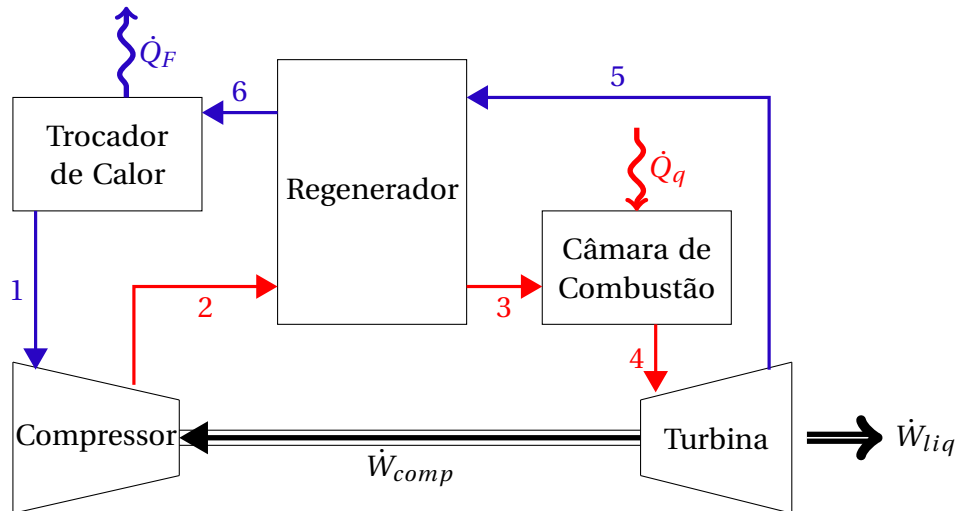


Figura 16.1 – Ciclo Brayton com regenerador. A alta temperatura de saída da turbina é utilizada para pre-aquecer o ar que entra na câmara de combustão.

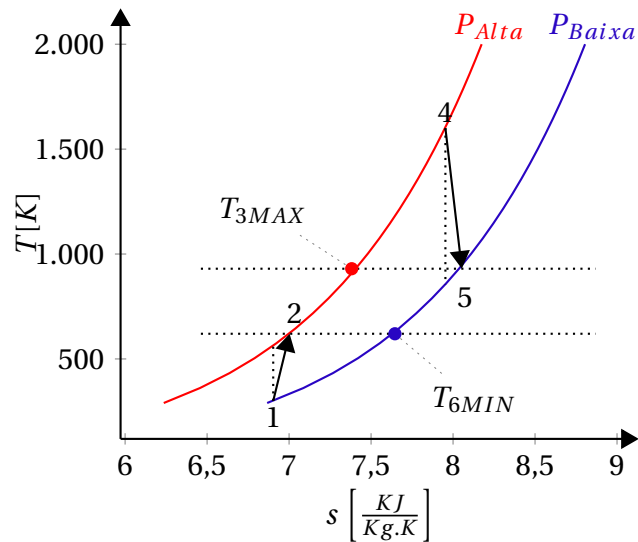


Figura 16.2 – Diagrama Temperatura - Entropia para Ciclo Brayton com regenerador. A temperatura entre o compressor e a câmara de combustão é aumentada no trocador de calor, que aproveita o gás a alta temperatura na saída da turbina.

16.2.1 Balanço de massa e energia no regenerador

O balanço de massa é:

$$\frac{dm}{dt} = \dot{m}_e - \dot{m}_s \quad (16.1)$$

sendo \dot{m}_e e \dot{m}_s as taxas mássicas que entram e saem no volume de controle, respectivamente.

Considerando regime permanente:

$$0 = \dot{m}_2 + \dot{m}_5 = \dot{m}_3 + \dot{m}_6 \quad (16.2)$$

Mas $\dot{m}_2 = \dot{m}_3 = \dot{m}_5 = \dot{m}_6 = \dot{m}$

Aplicando a primeira lei no volume de controle do regenerador:

$$dE = \dot{Q} + \dot{W} \quad (16.3)$$

Considerando que o regenerador:

- não realiza trabalho: $\dot{W} = 0$
- é adiabático (não troca calor com o meio externo): $\dot{Q} = 0$
- regime permanente
- desprezando variações de energia cinética e potencial

$$\sum (h_s - h_e) = 0 \quad (16.4)$$

sendo h_s e h_e as entalpias saindo e entrando no V.C, respectivamente. Assim:

$$\dot{m}.h_2 + \dot{m}.h_5 = \dot{m}.h_3 + \dot{m}.h_6 \quad (16.5)$$

$$h_3 - h_2 = -(h_6 - h_5) \quad (16.6)$$

Escrevendo as variações de entalpias como saída menos entrada, observamos que a energia perdida na linha quente do trocador, entre os pontos 5 e 6, é negativa, enquanto a energia ganha na linha fria do trocador, entre os pontos 2 e 3, é igual em módulo mas têm sinal contrário, sendo positiva.

Para gases ideais e com valores específicos constantes:

$$c_p(T_3 - T_2) = -c_p(T_6 - T_5) \quad (16.7)$$

$$T_6 = T_5 + T_2 - T_3 \quad (16.8)$$

16.2.2 Efetividade do regenerador

A efetividade do regenerador, como em qualquer trocador de calor, relaciona a quantidade de calor trocada com a máxima quantidade teórica possível de calor trocado.

$$\epsilon = \frac{\dot{Q}}{\dot{Q}_{MAX}} \quad (16.9)$$

Da teoria de trocadores de calor, o calor máximo é definido por:

$$\dot{Q}_{MAX} = C_{min} \cdot \Delta T_e \quad (16.10)$$

sendo:

- $C_{min} = \min(C_f, C_q)$
 $C_f = c_{pf} \cdot \dot{m}_f$, sendo c_{pf} o calor específico do fluido frio
 $C_q = c_{pq} \cdot \dot{m}_q$, sendo c_{pq} o calor específico do fluido quente
 \dot{m}_q e \dot{m}_f : taxas mássicas dos fluidos quente e frio, respectivamente
- ΔT_e : a máxima diferença de temperatura no trocador, determinada pelas diferenças das temperaturas de entrada dos fluídos quente e frio.

Para análise a ar frio o calor específico é considerado constante e avaliado à temperatura ambiente. Considerando regime permanente, temos que $C_q = C_f = C_{min}$. Assim:

$$\epsilon = \frac{C_f \cdot (T_3 - T_2)}{C_{min} \cdot (T_5 - T_2)} \quad (16.11)$$

$$\epsilon = \frac{T_3 - T_2}{T_5 - T_2} \quad (16.12)$$

Como, para gases ideais, $dh = c_p \cdot dT$, podemos representar a efetividade em função das entalpias:

$$\epsilon = \frac{h_3 - h_2}{h_5 - h_2} \quad (16.13)$$

16.3 Exercício

Ar entra no compressor de um ciclo regenerativo a ar padrão Brayton com fluxo volumétrico de $75[m^3/s]$ a 1bar e 290K. A razão de compressão é 22 e a temperatura máxima no ciclo é 1900K. A eficiência isoentrópica do compressor é de 88% e da turbina é de 93%. A efetividade do regenerador é de 80%. Assumindo comportamento de gás ideal, determine:

- Trabalho desenvolvido pela turbina e compressor
- Eficiência térmica
- bwr

16.3.1 Solução

16.3.1.1 Desenhe os componentes do ciclo e identifique-os

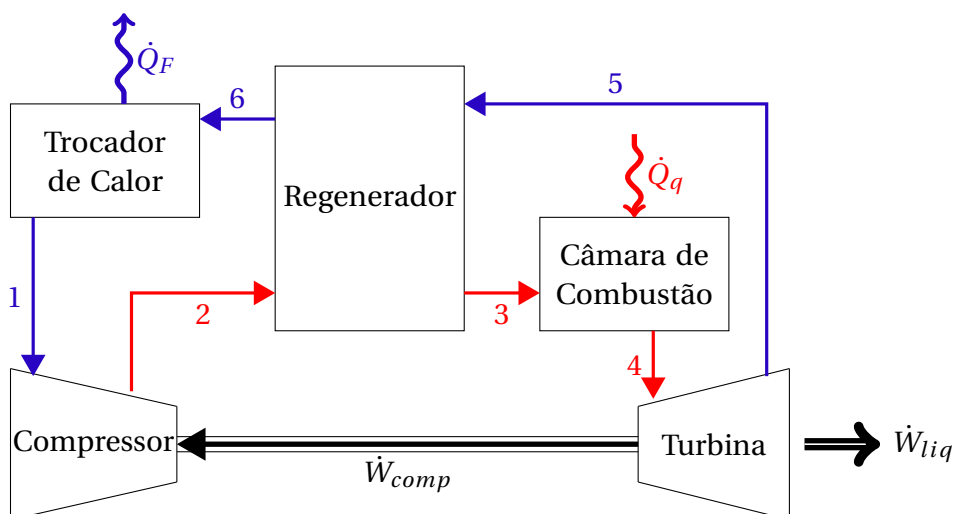


Figura 16.3 – Ciclo Brayton com regenerador

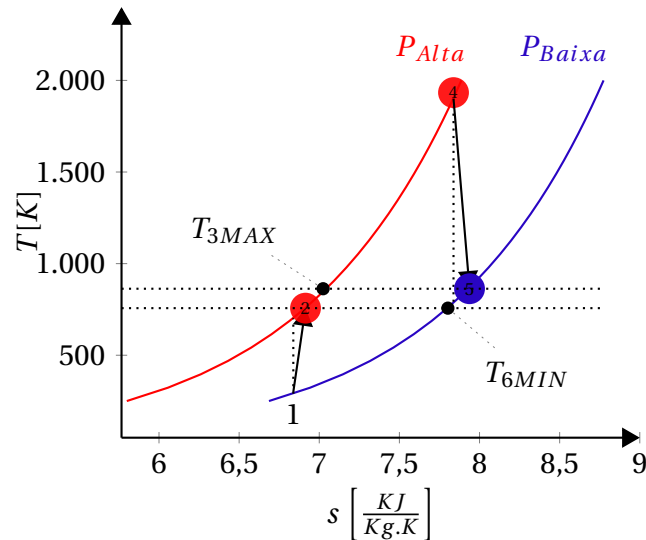


Figura 16.4 – Diagrama Temperatura - Entropia para Ciclo, com identificação dos pontos isoentrópicos e reais

16.3.1.2 Faça uma tabela dos estados e preencha os valores conhecidos

Estado	P[bar]	T[K]
1	1	290
2s		
2		
3		
4		1900
5s		
5		
6		

16.3.1.3 Calcule as propriedades restantes

- Ponto 2s

Do enunciado: $r = \frac{P_2}{P_1} = 22$. Logo, $P_2 = P_{2s} = 22[\text{bar}]$. Para a temperatura, vamos utilizar as equações isoentrópicas:

$$\frac{T_{2s}}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} \rightarrow \frac{T_{2s}}{290} = 22^{\frac{1,4-1}{1,4}} \rightarrow T_{2s} = 701,37[\text{K}] \quad (16.14)$$

Atualizando a tabela dos estados:

Estado	P[bar]	T[K]
1	1	290
2s	22	701,37
2		
3		
4		1900
5s		
5		
6		

- Ponto 2

Para o cálculo da temperatura real no ponto 2, consideramos os trabalhos do compressor ideal e real. Fazemos a seguinte pergunta: o compressor real gasta mais ou menos do que o ideal. É evidente que o compressor ideal *gasta* menos, portanto, o trabalho consumido pelo compressor real será maior, assim:

$$w_{cr} = \frac{w_{cs}}{\eta_c} \quad (16.15)$$

Do balanço de energia, sabemos que o trabalho pode ser calculado como as entalpias na saída menos na entrada. Além disso, para gases ideais, $h = c_p T$. Assim:

$$h_2 - h_1 = \frac{h_{2s} - h_1}{\eta_c} \rightarrow c_p(T_2 - T_1) = \frac{c_p(T_{2s} - T_1)}{\eta_c} \rightarrow T_2 = T_1 + \frac{T_{2s} - T_1}{\eta_c} \quad (16.16)$$

$$T_2 = 290 + \frac{701,37 - 290}{0,88} = 757,466[K] \quad (16.17)$$

Atualizando a tabela dos estados:

Estado	P[bar]	T[K]
1	1	290
2s	22	701,37
2	22	757,466
3		
4		1900
5s		
5		
6		

- Ponto 3

Para o cálculo do ponto 3 iremos precisar da temperatura no ponto 5. Portanto, vamos seguir com os próximos pontos.

- Ponto 4

A pressão no ponto 4 é igual à pressão no ponto 3, $P_4 = 22[\text{bar}]$. A temperatura também foi fornecida.

Atualizando a tabela dos estados:

Estado	P[bar]	T[K]
1	1	290
2s	22	701,37
2	22	757,466
3		
4	22	1900
5s		
5		
6		

- Ponto 5s

O ponto 5s está na linha de pressão de baixa, logo $P_5 = P_{5s} = P_1 = 1[\text{bar}]$. Para a temperatura, novamente utilizamos as equações isoentrópicas:

$$\frac{T_{5s}}{T_4} = \left(\frac{P_5}{P_4}\right)^{\frac{k-1}{k}} \rightarrow \frac{T_{5s}}{1900} = \left(\frac{1}{22}\right)^{\frac{1,4-1}{1,4}} \rightarrow T_{5s} = 785,60[\text{K}] \quad (16.18)$$

Atualizando a tabela dos estados:

Estado	P[bar]	T[K]
1	1	290
2s	22	701,37
2	22	757,466
3		
4	22	1900
5s	1	785,60
5		
6		

- Ponto 5

Para o ponto 5 real, fazemos a seguinte pergunta: a turbina real gera mais ou menos energia do que a ideal. É evidente que a turbina ideal gera mais trabalho, portanto:

$$w_{Tr} = \eta_T \cdot w_{Ts} \quad (16.19)$$

$$h_5 - h_4 = (h_{5s} - h_4)0,93 \rightarrow T_5 = T_4 + (T_{5s} - T_4)0,93 \rightarrow T_5 = 863,61[\text{K}] \quad (16.20)$$

Atualizando a tabela dos estados:

Estado	P[bar]	T[K]
1	1	290
2s	22	701,37
2	22	757,466
3		
4	22	1900
5s	1	785,60
5	1	863,61
6		

- Ponto 3

A efetividade indica a razão entre o calor trocado e a máxima quantidade de calor possível de ser trocado, que será em função das temperaturas de entrada. Assim:

$$\epsilon = \frac{h_3 - h_2}{h_5 - h_2} \quad (16.21)$$

Logo, $h_3 = \epsilon(h_5 - h_2) + h_2$. Como $h = c_p \cdot T$:

$$T_3 = \epsilon(T_5 - T_2) + T_2 \quad (16.22)$$

$$T_3 = 0,8(863,61 - 757,466) + 757,466 = 842,38 \quad (16.23)$$

Atualizando a tabela dos estados:

Estado	P[bar]	T[K]
1	1	290
2s	22	701,37
2	22	757,466
3	22	842,38
4	22	1900
5s	1	785,60
5	1	863,61
6		

- Ponto 6

Para o ponto 6, fazemos o balanço de energia no regenerador. Considerando que o regenerador não troca calor com o meio, todo o calor na linha quente é trocado com a linha fria. Fazendo um volume de controle no regenerador, a melhor forma de se fazer o balanço de energia é igualar todas as energias que entram com todas as energias que saem. Assim:

$$\dot{m}h_2 + \dot{m}h_5 = \dot{m}h_3 + \dot{m}h_6 \rightarrow h_6 - h_5 = h_2 - h_3 \quad (16.24)$$

Considerando as entalpias de saída menos as de entrada:

$$h_6 - h_5 = -(h_3 - h_2) \quad (16.25)$$

O calor rejeitado da linha quente e o calor ganho na linha fria têm sinais contrários.

Como $h = c_p \cdot T$, podemos reescrever a equação em função das temperaturas:

$$T_6 = T_2 + T_5 - T_3 \rightarrow T_6 = 757,466 + 863,61 - 842,38 = 778,696 \quad (16.26)$$

Atualizando a tabela dos estados:

Estado	P[bar]	T[K]
1	1	290
2s	22	701,37
2	22	757,466
3	22	842,38
4	22	1900
5s	1	785,60
5	1	863,61
6	1	778,696

16.3.1.4 Faça a tabela de calores e trabalhos dos componentes

Para o cálculo das entalpias, sabemos que $h = c_p \cdot T$. Para o ar $c_p = 1,004 [KJ/Kg.K]$. Importante ressaltar que os calores e trabalhos devem ser calculados com as entalpias reais e não as ideais. O regenerador não troca calor com o meio externo, portanto não precisa entrar na tabela dos componentes. Assim:

Componente	q[KJ/Kg]	w[KJ/Kg]
Câmara de combustão	$c_p(T_4 - T_3) = 1061,85$	0
Turbina	0	$c_p(T_5 - T_4) = -1040,53$
Trocador de calor	$c_p(T_1 - T_6) = -490,647$	0
Compressor	0	$c_p(T_2 - T_1) = 469,33$
Σ	$q_{liq} = 571,2$	$w_{liq} = -571,2$

Lembrado que escrevemos a equação da primeira lei como $de = \delta q + \delta w$, o que nos permite calcular todos os calores e trabalhos como as entalpias de saída menos de entrada. Calores positivos indicam calor adicionado da vizinhança no sistema e trabalhos positivos indicam trabalhos realizados da vizinhança no sistema.

- Compare calor e trabalho líquidos

Lembrando que, para um ciclo, a variação de energia será nula, o que nos leva à $\delta q + \delta w = 0$.

- Calcule o rendimento e o bwr

$$\eta = \frac{571,2}{1061,85} = 53,8\% \quad (16.27)$$

$$bwr = \frac{469,33}{1040,53} = 45\% \quad (16.28)$$

Ciclo Brayton com intercooler e reaquecimento

17.1 Objetivos do Capítulo

- Neste capítulo será apresentado o ciclo de potência a gás Brayton com reaquecimento

Ao final deste capítulo, o aluno deve ser capaz de:

1. Identificar os componentes do ciclo Brayton com reaquecimento
2. Desenhar os diagramas $P - v$ e $T - s$
3. Fazer balanço de energia em cada componente para calcular trabalhos, calores e rendimento do ciclo

17.2 O reaquecimento

No ciclo com reaquecimento, faz-se um primeiro aquecimento na câmara de combustão, expansão na primeira turbina e após um novo aquecimento na câmara de combustão e uma nova expansão numa segunda turbina.

17.3 O intercooler

O intercooler, colocado entre o primeiro e segundo compressores, tem o objetivo de reduzir o trabalho total consumido se o processo de compressão fosse realizado em um único estágio.

Considere, por exemplo, um compressor isoentrópico com razão de compressão de 16 e temperatura de entrada de 300K. Neste caso, considerando calores específicos constantes, a mínima temperatura de saída do compressor será:

$$\frac{T_{2s}}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} = \frac{T_{2s}}{300} = 16^{\frac{1,4-1}{1,4}} \rightarrow T_{s2} = 662,4537K \quad (17.1)$$

E a mínima quantidade de trabalho para realizar essa compressão será:

$$w = h_{2s} - h_1 = c_p(T_{2s} - T_1) = 1,004(662,4537 - 300) = 363,9035 \left[\frac{KJ}{Kg} \right] \quad (17.2)$$

Considere agora dois compressores, com razões de compressão de 4 e temperaturas de entrada de 300K em ambos (da saída do primeiro compressor, o intercooler reduz a temperatura para a temperatura de entrada do primeiro compressor). Em ambos a mínima temperatura de saída será de:

$$\frac{T_{2s}}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} = \frac{T_{2s}}{300} = 4^{\frac{1,4-1}{1,4}} \rightarrow T_{s2} = 445,7983K \quad (17.3)$$

E o mínimo trabalho consumido por cada compressor será:

$$w = h_{2s} - h_1 = c_p(T_{2s} - T_1) = 1,004(445,7983 - 300) = 146,3815[KJ/Kg] \quad (17.4)$$

O trabalho dos dois compressores combinados será de $2 \times 146,3815 = 292,7629[KJ/Kg]$. Assim, com os dois compressores e o intercooler o trabalho consumido é menor do que o trabalho consumido por um compressor para obter a mesma razão de compressão final.

Tabela 17.1 – Comparação do mínimo trabalho necessário para compressão em um ciclo Brayton com um compressor e com dois compressores e um intercooler intermediário, que resfria a temperatura do ar na entrada do segundo compressor (no exemplo, para a mesma temperatura de entrada do primeiro compressor - 300K). O trabalho necessário para obter a mesma razão de compressão total é menor com o intercooler.

Razão de Compressão	Quantidade de compressores	Trabalho $\left[\frac{kJ}{Kg} \right]$
16	1 compressor	363,9035
4+4	2 compressores + intercooler	292,7629
	Diferença	71,14
20	1 compressor	407,69
4+5	2 compressores + intercooler	146,38+175,85=322,23
	Diferença	85,46

17.4 O ciclo

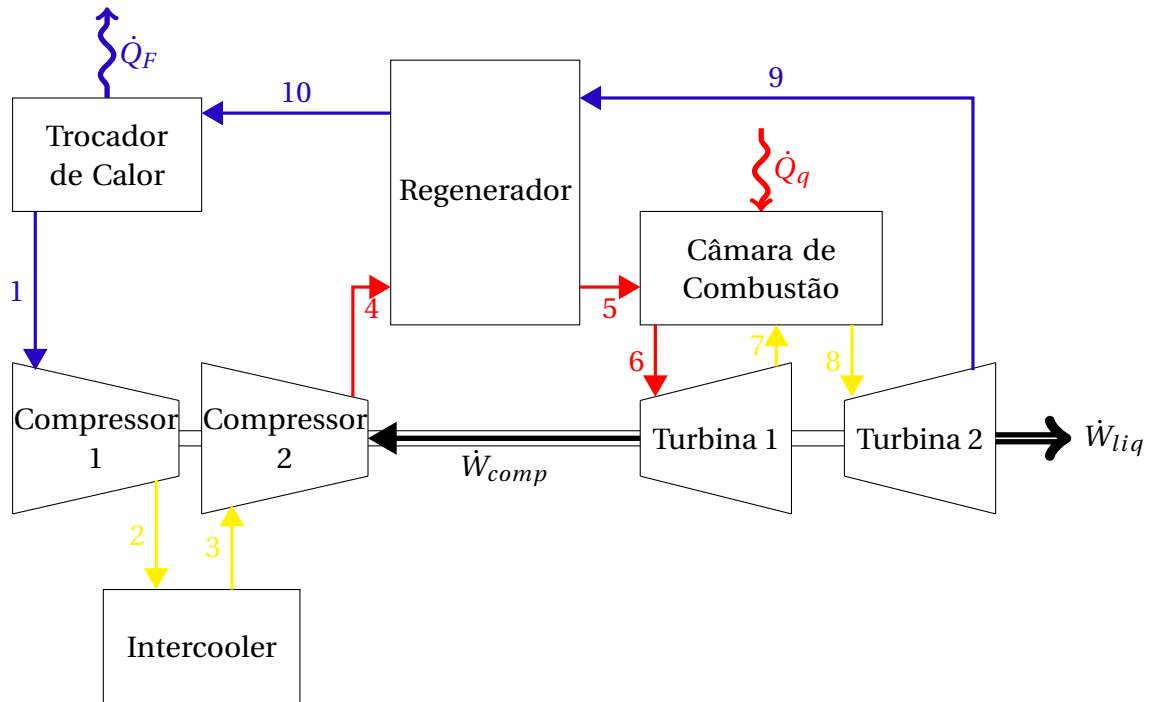


Figura 17.1 – Ciclo Brayton com reaquecimento e intercooler

Desenhe o diagrama T-s

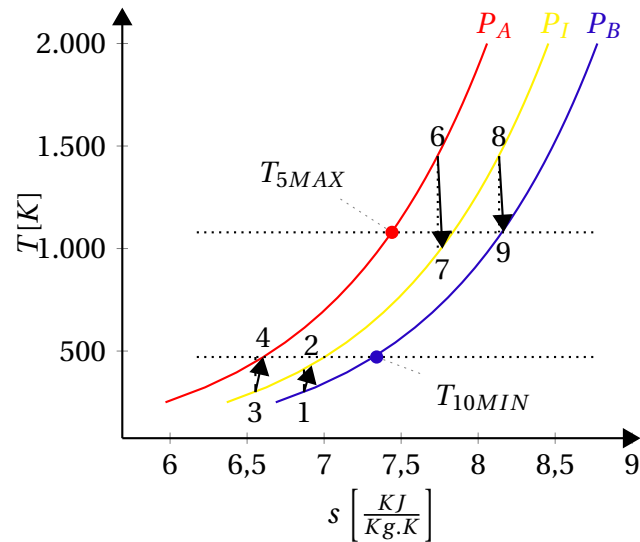


Figura 17.2 – Diagrama Temperatura - Entropia para o ciclo Brayton com reaquecimento e intercooler

Analise no diagrama $P-v$ as compressões isoentrópica e isotérmicas.

Componente	$q[\text{KJ/Kg}]$	$w[\text{KJ/Kg}]$
Câmara de combustão 1	$c_P(T_6 - T_5)$	0
Turbina 1	0	$c_P(T_7 - T_6)$
Câmara de combustão 2	$c_P(T_8 - T_7)$	0
Turbina 2	0	$c_P(T_9 - T_8)$
Trocador de calor	$c_P(T_1 - T_{10})$	0
Compressor 1	0	$c_P(T_2 - T_1)$
Intercooler	$c_P(T_3 - T_2)$	0
Compressor 2	0	$c_P(T_4 - T_3)$
Σ	q_{liq}	w_{liq}

17.5 Exercício

Um ciclo a ar padrão Brayton com intercooler e reaquecimento produz 10 MW de potência. Ar entra no primeiro compressor a 1 bar e 300 K, razão de pressão de 3. O segundo compressor tem razão de pressão de 4. A primeira turbina tem razão de pressão de 4 e a segunda de 3. O intercooler resfria o ar para 300 K. A temperatura do ar após cada combustor é de 1450 K. A eficiência isoentrópica dos compressores é de 85% e das turbinas de 95%. A efetividade do regenerador é de 80%. Determine:

- Fluxo de massa
- Taxa de calor adicionado nos combustores
- rendimento do ciclo

17.5.1 Solução

17.5.1.1 Desenhe os componentes do ciclo e identifique-os

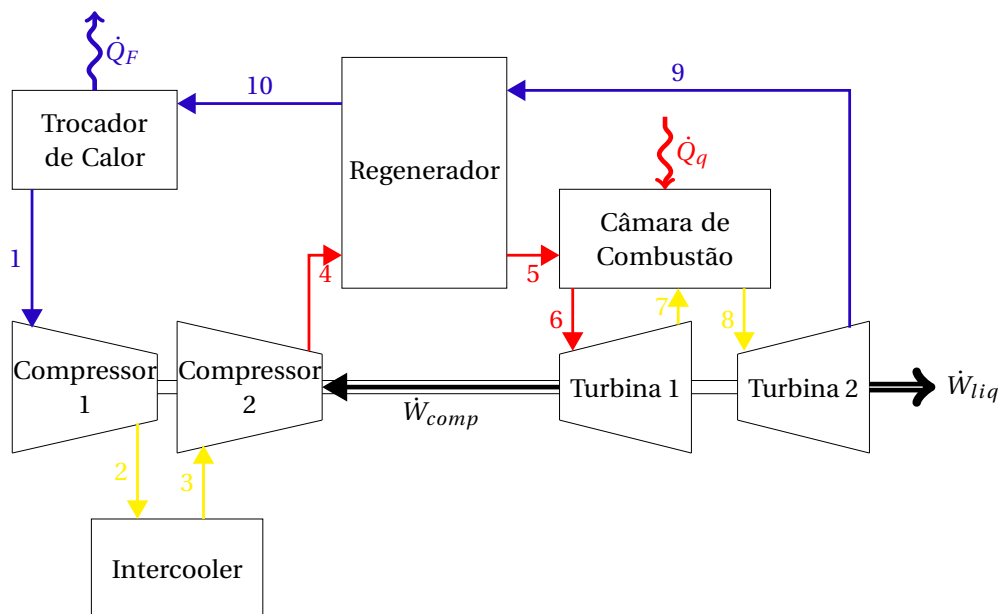


Figura 17.3 – Ciclo Brayton com reaquecimento e intercooler

17.5.1.2 Faça o diagrama T-s

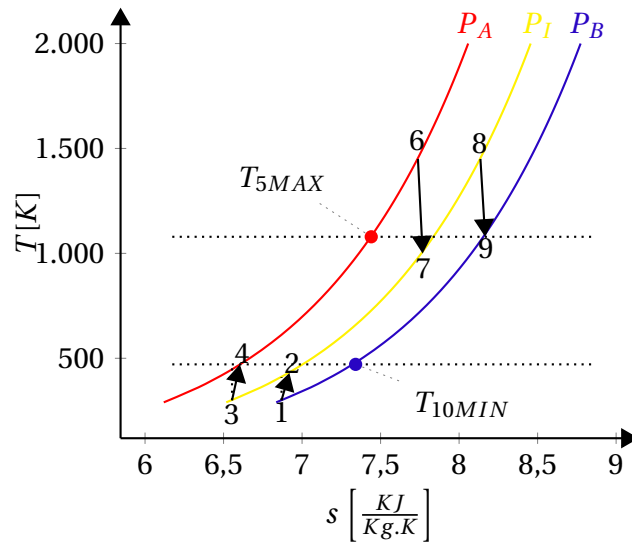


Figura 17.4 – Diagrama Temperatura - Entropia para Ciclo Brayton com reaquecimento e intercooler

17.5.1.3 Faça uma tabela dos estados e preencha os valores conhecidos na tabela

No ciclo, identificamos a pressão de baixa P_b como a pressão de entrada no primeiro compressor, pressão intermediária P_i como a pressão após o primeiro compressor e a pressão de alta P_a como a pressão após o segundo compressor.

Estado	P[bar]	T[K]
1	1	300
2s	P_i	
2	P_i	
3	P_i	300
4s	P_a	
4	P_a	
5	P_a	
6	P_a	1450
7s	P_i	
7	P_i	
8	P_i	1450
9s	P_b	
9	P_b	
10	P_b	

17.5.1.4 Calcule as propriedades restantes

- Ponto 2s

Do enunciado: $r = \frac{P_2}{P_1} = 3$. Logo, $P_2 = P_{2s} = 3[\text{bar}]$. Para a temperatura, vamos utilizar as equações isoentrópicas:

$$\frac{T_{2s}}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} \rightarrow \frac{T_{2s}}{300} = 3^{\frac{1,4-1}{1,4}} \rightarrow T_{2s} = 410,62[\text{K}] \quad (17.5)$$

Atualizando a tabela dos estados:

Estado	P[bar]	T[K]
1	1	300
2s	3	410,62
2	Pi	
3	Pi	300
4s	Pa	
4	Pa	
5	Pa	
6	Pa	1450
7s	Pi	
7	Pi	
8	Pi	1450
9s	Pb	
9	Pb	
10	Pb	

- Ponto 2

Para o cálculo da temperatura real no ponto 2, consideramos os trabalhos do compressor ideal e real. Fazemos a seguinte pergunta: o compressor real gasta mais ou menos do que o ideal. É evidente que o compressor ideal *gasta* menos, portanto, o trabalho consumido pelo compressor real será maior, assim:

$$w_{cr} = \frac{w_{cs}}{\eta_c} \quad (17.6)$$

Do balanço de energia, sabemos que o trabalho pode ser calculado como as entalpias na saída menos na entrada. Além disso, para gases ideais, $h = c_p T$. Assim:

$$h_2 - h_1 = \frac{h_{2s} - h_1}{\eta_c} \rightarrow c_p(T_2 - T_1) = \frac{c_p(T_{2s} - T_1)}{\eta_c} \rightarrow T_2 = T_1 + \frac{T_{2s} - T_1}{\eta_c} \quad (17.7)$$

$$T_2 = 300 + \frac{410,62 - 300}{0,85} = 430,14[\text{K}] \quad (17.8)$$

Atualizando a tabela dos estados:

Estado	P[bar]	T[K]
1	1	300
2s	3	410,62
2	3	430,14
3	3	300
4s	Pa	
4	Pa	
5	Pa	
6	Pa	1450
7s	3	
7	3	
8	3	1450
9s	Pb	
9	Pb	
10	Pb	

- Ponto 3

O ponto 3 têm todas as informações fornecidas: $P = 3[\text{bar}]$ e $T = 300[\text{K}]$.

- Ponto 4s

Do enunciado: $r = \frac{P_4}{P_3} = 4$. Logo, $P_4 = P_{4s} = 12[\text{bar}]$. Para a temperatura, vamos utilizar as equações isoentrópicas:

$$\frac{T_{4s}}{T_3} = \left(\frac{P_4}{P_3}\right)^{\frac{k-1}{k}} \rightarrow \frac{T_{4s}}{300} = 4^{\frac{1,4-1}{1,4}} \rightarrow T_{4s} = 445,80[\text{K}] \quad (17.9)$$

- Ponto 4

Para o cálculo da temperatura real no ponto 4, consideramos os trabalhos do compressor ideal e real. Fazemos a seguinte pergunta: o compressor real gasta mais ou menos do que o ideal. É evidente que o compressor ideal *gasta* menos, portanto, o trabalho consumido pelo compressor real será maior, assim:

$$w_{cr} = \frac{w_{cs}}{\eta_c} \quad (17.10)$$

Do balanço de energia, sabemos que o trabalho pode ser calculado como as entalpias na saída menos na entrada. Além disso, para gases ideais, $h = c_p T$. Assim:

$$T_4 = 300 + \frac{445,80 - 300}{0,85} = 471,53[\text{K}] \quad (17.11)$$

Atualizando a tabela dos estados:

Estado	P[bar]	T[K]
1	1	300
2s	3	410,62
2	3	430,14
3	3	300
4s	12	445,80
4	12	471,53
5	12	
6	12	1450
7s	3	
7	3	
8	3	1450
9s	1	
9	1	
10	1	

Para o cálculo do ponto 5 iremos precisar da temperatura no ponto 9. Portanto, vamos seguir com os próximos pontos.

- Ponto 6 e Ponto 8

Ambos têm as temperaturas fornecidas e estão na pressão de alta, de 12[bar].

- Ponto 7s

O ponto 7s está na linha de pressão intermediária, logo $P_7 = P_{7s} = P_2 = 3[bar]$. Para a temperatura, novamente utilizamos as equações isoentrópicas:

$$\frac{T_{7s}}{T_6} = \left(\frac{P_7}{P_6}\right)^{\frac{k-1}{k}} \rightarrow \frac{T_{7s}}{1450} = \left(\frac{3}{12}\right)^{\frac{1,4-1}{1,4}} \rightarrow T_{7s} = 975,78[K] \quad (17.12)$$

- Ponto 7

Para o cálculo da temperatura real no ponto 7, fazemos a mesma consideração para o trabalho da turbina real e isoentrópica:

$$w_{Tr} = w_{Tiso} \cdot \eta_T \quad (17.13)$$

O que nos leva à equação:

$$T_7 = 1450 + 975,78 - 1450 \cdot 0,95 = 999,49[K] \quad (17.14)$$

Atualizando a tabela dos estados:

Estado	P[bar]	T[K]
1	1	300
2s	3	410,62
2	3	430,14
3	3	300
4s	12	445,80
4	12	471,53
5	12	
6	12	1450
7s	3	975,78
7	3	999,49
8	3	1450
9s	1	
9	1	
10	1	

- Ponto 9s e 9

Para a temperatura do ponto 9 isoentrópico, novamente utilizamos as equações isoentrópicas:

$$\frac{T_{9s}}{T_8} = \left(\frac{P_9}{P_8}\right)^{\frac{k-1}{k}} \rightarrow \frac{T_{9s}}{1450} = \left(\frac{1}{3}\right)^{\frac{1,4-1}{1,4}} \rightarrow T_{9s} = 1059,37[K] \quad (17.15)$$

Para o ponto 9 real, fazemos a seguinte pergunta: a turbina real gera mais ou menos energia do que a ideal. É evidente que a turbina ideal gera mais trabalho, portanto:

$$w_{Tr} = \eta_T \cdot w_{Ts} \quad (17.16)$$

$$h_9 - h_8 = (h_{9s} - h_8)\eta_T \rightarrow T_9 = T_8 + (T_{9s} - T_8)0,95 \rightarrow T_9 = 1078,90[K] \quad (17.17)$$

Atualizando a tabela dos estados:

Estado	P[bar]	T[K]
1	1	300
2s	3	410,62
2	3	430,14
3	3	300
4s	12	445,80
4	12	471,53
5	12	
6	12	1450
7s	3	975,78
7	3	999,49
8	3	1450
9s	1	1059,37
9	1	1078,90
10	1	

- Ponto 5

A efetividade indica a razão entre o calor trocado e a máxima quantidade de calor possível de ser trocado, que será em função das temperaturas de entrada. Assim:

$$\epsilon = \frac{h_5 - h_4}{h_9 - h_4} \quad (17.18)$$

Logo, $h_5 = \epsilon(h_9 - h_4) + h_4$. Como $h = c_p \cdot T$:

$$T_5 = \epsilon(T_9 - T_4) + T_4 \quad (17.19)$$

$$T_5 = 0,8(1078,90 - 471,53) + 471,53 = 957,43 \quad (17.20)$$

Atualizando a tabela dos estados:

Estado	P[bar]	T[K]
1	1	300
2s	3	410,62
2	3	430,14
3	3	300
4s	12	445,80
4	12	471,53
5	12	957,43
6	12	1450
7s	3	975,78
7	3	999,49
8	3	1450
9s	1	1059,37
9	1	1078,90
10	1	

- Ponto 10

Para o ponto 10, fazemos o balanço de energia no regenerador. Considerando que o regenerador não troca calor com o meio, todo o calor na linha quente é trocado com a linha fria. Fazendo um volume de controle no regenerador, a melhor forma de se fazer o balanço de energia é igualar todas as energias que entram com todas as energias que saem. Assim:

$$\dot{m}h_4 + \dot{m}h_9 = \dot{m}h_5 + \dot{m}h_{10} \rightarrow h_{10} - h_9 = h_4 - h_5 \quad (17.21)$$

Considerando as entalpias de saída menos as de entrada:

$$h_{10} - h_9 = -(h_5 - h_4) \quad (17.22)$$

O calor rejeitado da linha quente e o calor ganho na linha fria têm sinais contrários.

Como $h = c_p \cdot T$, podemos reescrever a equação em função das temperaturas:

$$T_{10} = T_9 + T_4 - T_5 \rightarrow T_{10} = 1078,90 + 471,53 - 957,43 = 593[K] \quad (17.23)$$

Atualizando a tabela dos estados:

Estado	P[bar]	T[K]
1	1	300
2s	3	410,62
2	3	430,14
3	3	300
4s	12	445,80
4	12	471,53
5	12	957,43
6	12	1450
7s	3	975,78
7	3	999,49
8	3	1450
9s	1	1059,37
9	1	1078,90
10	1	593

17.5.1.5 Faça a tabela de calores e trabalhos dos componentes

Para o cálculo das entalpias, sabemos que $h = c_p \cdot T$. Para o ar $c_p = 1,004 [KJ/Kg.K]$. Importante ressaltar que os calores e trabalhos devem ser calculados com as entalpias reais e não as ideais. O regenerador não troca calor com o meio externo, portanto não precisa entrar na tabela dos componentes. Assim:

Componente	q[KJ/Kg]	w[KJ/Kg]
Câmara de combustão 1	$c_p(T_6 - T_5) = 494,54$	0
Turbina 1	0	$c_p(T_7 - T_6) = -452,31$
Câmara de combustão 2	$c_p(T_8 - T_7) = 452,31$	0
Turbina 2	0	$c_p(T_9 - T_8) = -372,58$
Trocador de calor	$c_p(T_1 - T_{10}) = -294,17$	0
Compressor 1	0	$c_p(T_2 - T_1) = 130,66$
Intercooler	$c_p(T_3 - T_2) = -130,14$	0
Compressor 2	0	$c_p(T_4 - T_3) = 172,22$
Σ	$q_{liq} = 522,54$	$w_{liq} = -522,01$

Lembrado que escrevemos a equação da primeira lei como $de = \delta q + \delta w$, o que nos permite calcular todos os calores e trabalhos como as entalpias de saída menos de entrada. Calores positivos indicam calor adicionado da vizinhança no sistema e trabalhos positivos indicam trabalhos realizados da vizinhança no sistema.

- Compare calor e trabalho líquidos

Lembrando que, para um ciclo, a variação de energia será nula, o que nos leva à $\delta q + \delta w = 0$.

- Calcule o rendimento e o bwr

$$\eta = \frac{522,0}{494,54 + 452,31} = 55,13\% \quad (17.24)$$

$$bwr = \frac{130,66 + 172,22}{452,31 + 372,58} = 36,7\% \quad (17.25)$$

A taxa mássica será:

$$\dot{m}.w_{liq} = 10[MW] \rightarrow \dot{m} = \frac{10.10^6[W]}{522,01.10^3[J/Kg]} = 19,15[Kg/s] \quad (17.26)$$

Ciclos combinados

18.1 Objetivos do Capítulo

- Neste capítulo será apresentado o ciclo combinado de potência a vapor e a gás

Ao final deste capítulo, o aluno deve ser capaz de:

1. Identificar um ciclo combinado de potência
2. Apresentar as vantagens e desafios dos ciclos combinados
3. Desenhar os diagramas $P - v$ e $T - s$
4. Fazer balanço de energia em cada componente para calcular trabalhos, calores e rendimento do ciclo

Desenhe os componentes do ciclo

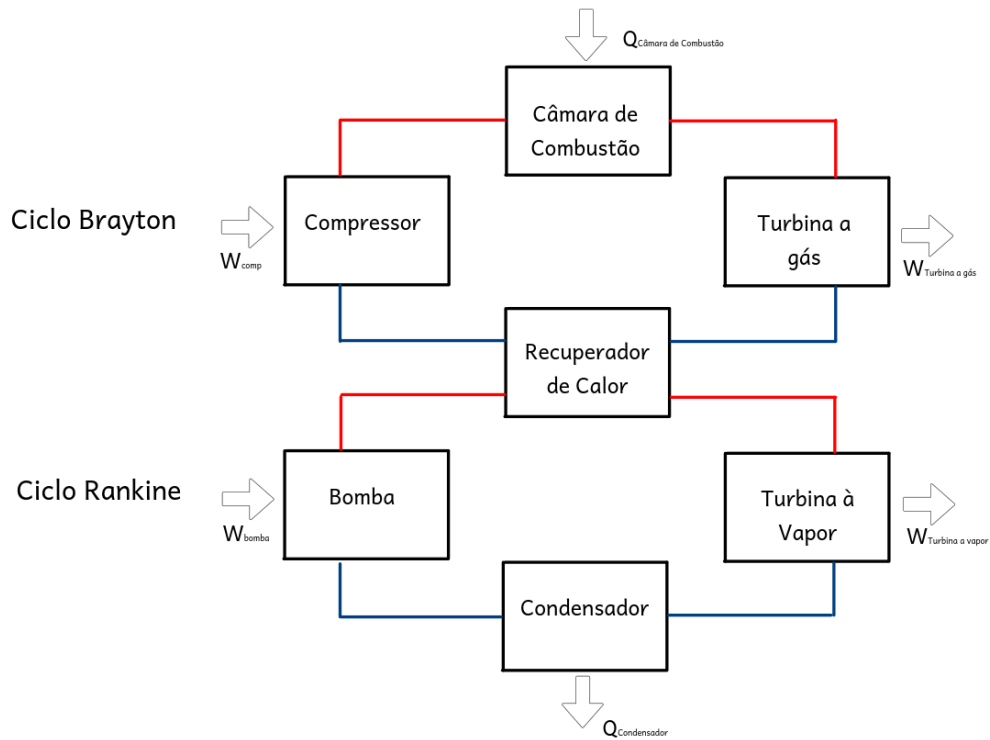


Figura 18.1 – Ciclo Combinado: Brayton + Rankine

Desenhe o diagrama T-s

Introdução aos motores de combustão interna Otto e Diesel

19.1 Objetivos do Capítulo

- Neste capítulo será apresentada uma introdução aos motores de combustão interna, incluindo:
 - suas classificações
 - aplicações
 - componentes principais

Ao final deste capítulo, o aluno deve ser capaz de:

1. Classificar os motores de combustão interna
2. Identificar os componentes principais dos motores de combustão interna

Introdução aos motores de combustão interna Otto e Diesel 2

20.1 Objetivos do Capítulo

- Neste capítulo será dada continuidade à introdução dos motores de combustão interna, incluindo:
 - tipos de ignição
 - sistemas de injeção
 - modificações

Ao final deste capítulo, o aluno deve ser capaz de:

1. Identificar os diferentes tipos de sistemas de combustão, injeção e captura de ar

Motores de Combustão interna ciclo Otto

21.1 Objetivos do Capítulo

- Neste capítulo será apresentado o ciclo Otto para motores de combustão interna

Ao final deste capítulo, o aluno deve ser capaz de:

1. Identificar um ciclo Otto ideal
2. Desenhar os diagramas $P - v$ e $T - s$
3. Fazer balanço de energia em cada processo para calcular trabalhos, calores e rendimento do ciclo

21.2 O ciclo Otto de 4 tempos

Desenhe os componentes do ciclo

Desenhe o diagrama P-v

21.3 Considerações

De maneira semelhante ao ciclo Brayton, a análise a ar padrão considera:

1. quantidade fixa de ar no interior do pistão-cilindro
2. sempre ar (não é convertido em produtos de combustão)
3. sempre gás ideal
4. Processo de combustão substituído por transferência de calor de uma fonte externa à *volume* constante
5. Não há processos de admissão nem exaustão.
6. Processos internamente reversíveis
7. A análise a ar frio considera calores específicos constantes avaliados à temperatura ambiente (298K)

21.4 Processos e 1ª Lei no ciclo otto

Processos:

1. 1-2: Compressão adiabática
2. 2-3: Transferência calor a volume constante (Adição)
3. 3-4: Expansão adiabática
4. 4-1: Transferência calor a volume constante (Rejeição)

1ª Lei:

1. 1-2:
2. 2-3:
3. 3-4:
4. 4-1:

21.5 Volume deslocado

21.6 Pressão efetiva média

Estado	P[KPa]	T[°C]	$v[m^3/Kg]$	R[KJ/Kg.K]
1	P_1	T_1	v_1	R
2	P_2	T_2	v_2	R
3	P_3	T_3	v_3	R
4	P_4	T_4	v_4	R

Processo	q[KJ/Kg]	w[KJ/Kg]
1-2	0	$c_v(T_2 - T_1)$
2-3	$c_v(T_3 - T_2)$	0
3-4	0	$c_v(T_4 - T_3)$
4-1	$c_v(T_1 - T_4)$	0
Σ	q_{liq}	w_{liq}

21.7 Exercício

Um ciclo padrão a ar Otto opera a 300K e 95KPa no início da compressão. A razão de compressão é de 10.5 e a temperatura máxima no ciclo é de 1800K. Considere calores específicos constantes avaliados a 300K. Determine:

- Temperatura no final da compressão
- Pressão máxima
- Adição de calor por ciclo
- trabalho líquido por ciclo
- eficiência térmica do ciclo

21.7.1 Solução

21.7.2 Desenhe os diagramas P-v e T-s

21.7.3 Faça uma tabela dos estados

Estado	P[KPa]	T[°C]
1		
2		
3		
4		

21.7.4 Preencha os valores conhecidos na tabela

Estado	P[KPa]	T[K]	$v[m^3/Kg]$
1	95	300	
2			
3		1800	
4			

21.7.5 Calcule as propriedades restantes

- Estado 1

A pressão e temperatura do ponto já foram fornecidas. Vamos calcular o volume específico com o uso da equação dos gases ideais:

$$P_1 \cdot v_1 = R \cdot T_1 \rightarrow v_1 = \frac{R \cdot T_1}{P_1} = \frac{287 \left[\frac{J}{kg \cdot K} \right] \cdot 300 [K]}{95 \cdot 10^3 [Pa]} = 0,906315789474 [m^3 / Kg] \quad (21.1)$$

Atualizando a tabela dos estados:

Estado	P[KPa]	T[K]	v[m ³ /Kg]
1	95	300	0,90632
2			
3		1800	
4			

- Estado 2

No ciclo Otto a razão de compressão é relativa à razão entre os volumes máximo e mínimo na câmara de combustão, v_2 e v_1 , respectivamente. Assim:

$$\frac{v_1}{v_2} = r \rightarrow v_2 = \frac{v_1}{r} \rightarrow v_2 = \frac{0,906315789474}{10,5} = 0,086315789 [m^3 / Kg] \quad (21.2)$$

O processo 1 a 2 é uma compressão adiabática e reversível (isoentrópica). Dessa forma, podemos utilizar as equações isoentrópicas para gases ideais.

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{1-k} \quad (21.3)$$

$$T_2 = T_1 \cdot \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{1-k} \rightarrow T_2 = 300 \left(\frac{1}{10,5} \right)^{1-1,4} \rightarrow T_2 = 768,417017658 [K] \quad (21.4)$$

$$\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{1-k} \rightarrow \frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{(1-k) \frac{k}{k-1}} \rightarrow \frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{-k} \quad (21.5)$$

$$P_2 = 95 [KPa] \cdot \frac{1}{10,5}^{-1,4} \rightarrow P_2 = 2554,98658371 [KPa] \quad (21.6)$$

Atualizando a tabela dos estados:

Estado	P[KPa]	T[K]	v[m ³ /Kg]
1	95	300	0,90632
2	2554,98	768,417	0,08631
3		1800	
4			

- Estado 3

Nesta etapa ocorre a adição de calor à volume constante. Assim $v_3 = v_2$. Para a pressão no ponto 3, há duas opções:

- Utilizando a equação dos gases ideais no ponto 3:

$$P_3 v_3 = RT_3 \rightarrow P_3 = \frac{RT_3}{v_3} \quad (21.7)$$

$$P_3 = \frac{287[J/Kg.K]1800[K]}{0,08631[m^3/s]} \rightarrow P_3 = 5985,00[KPa] \quad (21.8)$$

- Considerando os processos 2 e 3, a volume constante e utilizando a equação dos gases ideais:

$$\frac{P_3 v_3}{T_3} = \frac{P_2 v_2}{T_2} \rightarrow P_3 = P_2 \frac{T_3}{T_2} \rightarrow P_3 = 2554,98 \frac{1800}{768,417} \rightarrow P_3 = 5984,98[KPa] \quad (21.9)$$

Atualizando a tabela dos estados:

Estado	P[KPa]	T[K]	v[m ³ /Kg]
1	95	300	0,90632
2	2554,98	768,417	0,08631
3	5985,00	1800	0,08631
4			

- Estado 4

Sabemos que $v_4 = v_1$. Além disso, o processo 3 a 4 é uma expansão adiabática e reversível (isoentrópica). Dessa forma, podemos utilizar as equações isoentrópicas para gases ideais.

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{P_4}{P_3}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{v_4}{v_3}\right)^{1-k} \quad (21.10)$$

Logo:

$$T_4 = T_3 \frac{v_4^{1-k}}{v_3^{1-k}} \rightarrow T_4 = 1800(10,5)^{1-1,4} = 702,74341613[K] \quad (21.11)$$

$$\frac{P_4}{P_3} = \left(\frac{v_4}{v_3}\right)^{-k} \rightarrow P_4 = (5985,0)(10,5^{-1,4}) \rightarrow P_4 = 222,535415108[KPa] \quad (21.12)$$

Atualizando a tabela dos estados:

Estado	P[KPa]	T[K]	$v[m^3/Kg]$
1	95	300	0,90632
2	2554,98	768,417	0,08631
3	5985,00	1800	0,08631
4	222,53	702,743	0,9063

Uma forma conveniente para verificar se os cálculos estão corretos é calcular a constante específica R do ar para cada um dos estados: $R = \frac{Pv}{T}$.

Estado	P[KPa]	T[K]	$v[m^3/Kg]$	R[KJ/Kg.K]
1	95	300	0,90632	0,287
2	2554,98	768,417	0,08631	0,287
3	5985,00	1800	0,08631	0,287
4	222,5391	702,743	0,9063	0,287

Observamos que, utilizando três casas decimais, todos os valores de $R = 0,287[KJ/Kg.K]$

21.7.6 Faça a tabela dos calores e trabalhos

Lembrando que no ciclo Otto tanto os calores quanto os trabalhos são calculados com a energia interna: $u = c_v.T$. Para os cálculos, utilizamos os valores da tabela acima e $c_v = 0,718[KJ/Kg.K]$

Processo	q[KJ/Kg]	w[KJ/Kg]
1-2	0	$c_v(T_2 - T_1) = 336,32$
2-3	$c_v(T_3 - T_2) = 740,67$	0
3-4	0	$c_v(T_4 - T_3) = -787,83$
4-1	$c_v(T_1 - T_4) = -289,17$	0
Σ	$q_{liq} = 451,51$	$w_{liq} = -451,51$

21.7.7 Calcule o rendimento e MEP

$$\eta = \frac{451,51}{740,67} = 60,96\% \quad (21.13)$$

Ou

$$\eta = 1 - \frac{1}{r^{k-1}} = 1 - \frac{1}{10,5^{1,4-1}} = 60,96\% \quad (21.14)$$

$$MEP = \frac{w_{liq}}{v_{desl}} = \frac{451,51[KJ/Kg]}{0,90632 - 0,08631[m^3/Kg]} = 550,61[KPa] \quad (21.15)$$

Motores de Combustão interna ciclo Diesel

22.1 Objetivos do Capítulo

- Neste capítulo será apresentado o ciclo Diesel para motores de combustão interna

Ao final deste capítulo, o aluno deve ser capaz de:

1. Identificar um ciclo Diesel e diferencia-lo do ciclo Otto
2. Desenhar os diagramas $P - v$ e $T - s$
3. Fazer balanço de energia em cada etapa para calcular trabalhos, calores e rendimento do ciclo

22.2 O ciclo Diesel

De maneira semelhante ao ciclo Brayton e Otto, a análise a ar padrão considera:

1. quantidade fixa de ar no interior do pistão-cilindro
Não há processos de admissão nem exaustão.
2. sempre ar (não é convertido em produtos de combustão)
3. sempre gás ideal
4. Processo de combustão substituído por transferência de calor de uma fonte externa à *pressão* constante
5. Processos internamente reversíveis
6. A análise a ar frio considera calores específicos constantes avaliados à temperatura ambiente (298K)

Comparação com ciclo Otto:

	Otto	Diesel
1-2	Compressão adiabática	Compressão adiabática
2-3	Adição de calor a volume constante	Adição de calor a pressão constante
3-4	Expansão adiabática	Expansão adiabática
4-1	Rejeição de calor a volume constante	Rejeição de calor a volume constante

Desenhe o diagrama P-v e T-s

22.3 Processos e 1ª Lei no ciclo Diesel

Processos:

1. 1-2: Compressão adiabática

$$q = 0$$

2. 2-3: transferência de calor a pressão constante (Adição)

$$w_{expansao} = -P.dv$$

3. 3-4: Expansão adiabática

$$q = 0$$

4. 4-1: transferência de calor a volume constante (Rejeição)

$$1^a \text{ Lei: } du = \delta q + \delta w$$

- 1-2: $\delta w = du = c_v dT$
- 2-3: $du = \delta q + \delta w \rightarrow du = \delta q - P.dv \rightarrow du + P.dv = \delta q \rightarrow \delta q = dh = c_p.dT$
- 3-4: $\delta w = du = c_v dT$
- 4-1: $\delta q = du = c_v dT$

Processo	q[KJ/Kg]	w[KJ/Kg]
1-2	0	$c_v(T_2 - T_1)$
2-3	$c_p(T_3 - T_2)$	$-P(v_3 - v_2)$
3-4	0	$c_v(T_4 - T_3)$
4-1	$c_v(T_1 - T_4)$	0
Σ	q_{liq}	w_{liq}

22.4 Exercício

Ar a 98KPa e 310K inicia a compressão num ciclo Diesel. A razão de compressão é 20 e $rc = 2,2$. Utilize calores específicos constantes, determine:

- Temperatura no final da compressão
- Pressão máxima
- Temperatura máxima
- calor adicionado no ciclo
- trabalho líquido
- rendimento
- MEP

22.4.1 Solução

Considerações:

- quantidade fixa de ar no interior do pistão-cilindro
Não há processos de admissão nem exaustão.
- sempre ar (não é convertido em produtos de combustão)
- sempre gás ideal
- Processo de combustão substituído por transferência de calor de uma fonte externa à *pressão* constante
- Processos internamente reversíveis
- A análise a ar frio considera calores específicos constantes avaliados à temperatura ambiente (298K)

22.4.2 Desenhe os diagramas P-v e T-s

22.4.3 Faça uma tabela dos estados

Estado	P[KPa]	T[K]
1		
2		
3		
4		

22.4.4 Preencha os valores conhecidos na tabela

Estado	P[KPa]	T[K]	v[m ³ /Kg]
1	98	310	
2			
3			
4			

22.4.5 Calcule as propriedades restantes

- Estado 1

A pressão e temperatura do ponto já foram fornecidas. Vamos calcular o volume específico com o uso da equação dos gases ideais:

$$P_1 \cdot v_1 = R \cdot T_1 \rightarrow v_1 = \frac{R \cdot T_1}{P_1} = \frac{287[\frac{J}{Kg \cdot K}] \cdot 310[K]}{98 \cdot 10^3 [Pa]} = 0,907857142857 [m^3 / Kg] \quad (22.1)$$

Atualizando a tabela dos estados:

Estado	P[KPa]	T[K]	v[m ³ /Kg]
1	98	310	0,90786
2			
3			
4			

- Estado 2

No ciclo Diesel, assim como no Otto, a razão de compressão é relativa à razão entre os volumes máximo e mínimo na câmara de combustão, v_2 e v_1 , respectivamente. Assim:

$$\frac{v_1}{v_2} = r \rightarrow v_2 = \frac{v_1}{r} \rightarrow v_2 = \frac{0,907857142857}{20} = 0,0453928571428 [m^3 / Kg] \quad (22.2)$$

O processo 1 a 2 é uma compressão adiabática e reversível (isoentrópica). Dessa forma, podemos utilizar as equações isoentrópicas para gases ideais.

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{1-k} \quad (22.3)$$

$$T_2 = T_1 \cdot \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{1-k} \rightarrow T_2 = 310 \left(\frac{1}{20}\right)^{1-1,4} \rightarrow T_2 = 1027,48074538 [K] \quad (22.4)$$

$$\left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{1-k} \rightarrow \frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{(1-k) \frac{k}{k-1}} \rightarrow \frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{-k} \quad (22.5)$$

$$P_2 = 98 [KPa] \cdot \frac{1}{20}^{-1,4} \rightarrow P_2 = 6496,32987399 [KPa] \quad (22.6)$$

Atualizando a tabela dos estados:

Estado	P[KPa]	T[K]	v[m ³ /Kg]
1	98	310	0,90786
2	6496,33	1027,48	0,04539
3			
4			

- Estado 3

Nesta etapa ocorre a adição de calor à pressão constante, $P_3 = P_2 = 6496,32987399$. Além disso, $\frac{v_3}{v_2} = r_c$.

$$v_3 = v_2 \cdot r_c \rightarrow v_3 = 0,0453928571428(2,2) \rightarrow v_3 = 0,0998642857142 \quad (22.7)$$

- Utilizando a equação dos gases ideais no ponto 3:

$$P_3 v_3 = RT_3 \rightarrow T_3 = \frac{P_3 v_3}{R} \quad (22.8)$$

$$T_3 = \frac{6496,32987399 \cdot 10^3 [Pa] \cdot 0,0998642857142 [m^3/Kg]}{287 [J/Kg \cdot K]} \rightarrow T_3 = 2260,45763983 [K] \quad (22.9)$$

Ou

$$\frac{P_3 v_3}{T_3} = \frac{P_2 v_2}{T_2} \rightarrow \frac{v_3}{T_3} = \frac{v_2}{T_2} \rightarrow T_3 = T_2 \frac{v_3}{v_2} = 1027,48074538 \cdot 2,2 = 2260,45763984 \quad (22.10)$$

Atualizando a tabela dos estados:

Estado	P[KPa]	T[K]	v[m ³ /Kg]
1	98	310	0,90786
2	6496,33	1027,48	0,04539
3	6496,33	2260,46	0,09986
4			

- Estado 4

Sabemos que $v_4 = v_1 = 0,907857142857$. Além disso, o processo 3 a 4 é uma expansão adiabática e reversível (isoentrópica). Dessa forma, podemos utilizar as equações isoentrópicas para gases ideais.

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{P_4}{P_3}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{v_4}{v_3}\right)^{1-k} \quad (22.11)$$

Logo:

$$T_4 = T_3 \left(\frac{v_4}{v_3} \right)^{1-k} \rightarrow T_4 = 2260,45763983 \left(\frac{0,907857142857}{0,0998642857142} \right)^{1-1,4} = 934,874786362[\text{K}] \quad (22.12)$$

$$\frac{P_4}{P_3} = \left(\frac{v_4}{v_3} \right)^{-k} \quad (22.13)$$

$$P_4 = (6496,32987399) \left(\frac{0,907857142857}{0,0998642857142} \right)^{-1,4} \rightarrow P_4 = 295,541062494[\text{KPa}] \quad (22.14)$$

$$\frac{P_1 v_1}{T_1} = \frac{P_4 v_4}{T_4} \rightarrow P_4 = P_1 \frac{T_4}{T_1} = 295,541061495[\text{KPa}] \quad (22.15)$$

Atualizando a tabela dos estados:

Estado	P[KPa]	T[K]	v[m ³ /Kg]
1	98	310	0,90786
2	6496,33	1027,48	0,04539
3	6496,33	2260,46	0,09986
4	295,54	934,87	0,90786

Uma forma conveniente para verificar se os cálculos estão corretos é calcular a constante específica R do ar para cada um dos estados: $R = \frac{P \cdot v}{T}$.

Estado	P[KPa]	T[K]	v[m ³ /Kg]	R[KJ/Kg.K]
1	98	310	0,90786	0,287
2	6496,33	1027,48	0,04539	0,287
3	6496,33	2260,46	0,09986	0,287
4	295,54	934,87	0,90786	0,287

Observamos que, utilizando três casas decimais, todos os valores de $R = 0,287[\text{KJ}/\text{Kg.K}]$

22.4.6 Faça a tabela dos calores e trabalhos

No ciclo Diesel, diferentemente do ciclo Otto, no processo 2–3 há tanto trabalho (calculado como $w = -Pdv$) quanto calor (calculado como $q = dh$). Para os cálculos, utilizamos os valores da tabela acima para as temperaturas e $c_p = 1,005[\text{KJ}/\text{Kg.K}]$, $c_v = 0,718[\text{KJ}/\text{Kg.K}]$.

Processo	q[KJ/Kg]	w[KJ/Kg]
1-2	0	$c_v(T_2 - T_1) = 515,15$
2-3	$c_p(T_3 - T_2) = 1239,15$	$-P(v_3 - v_2) = -353,86$
3-4	0	$c_v(T_4 - T_3) = -951,77$
4-1	$c_v(T_1 - T_4) = -448,66$	0
Σ	$q_{liq} = 790,5$	$w_{liq} = -790,5$

22.4.7 Calcule o rendimento e MEP

$$\eta = \frac{790,5}{1239,15} = 63,79\% \quad (22.16)$$

$$MEP = \frac{w_{liq}}{v_{desl}} = \frac{790,5[KJ/Kg]}{0,90786 - 0,04539[m^3/Kg]} = 916,55[KPa] \quad (22.17)$$

Propulsão de aeronaves por motores a jato

Motores a jato são usualmente conhecidos como turbinas a jato. Na verdade a turbina é um dos seus componentes. Eles operam segundo o ciclo Brayton aberto.

23.1 Objetivos do Capítulo

- Neste capítulo serão apresentadas os motores a jato para propulsão de aeronaves, incluindo:

Seus componentes

características de funcionamento

modelagem

Ao final deste capítulo, o aluno deve ser capaz de:

1. Identificar os componentes de um motor a jato para propulsão de aeronaves
2. diferenciar motores a jato de turbofan
3. Desenhar os diagramas $P - v$ e $T - s$
4. Fazer balanço de energia em cada componente para calcular trabalhos, calores
5. calcular empuxo gerado

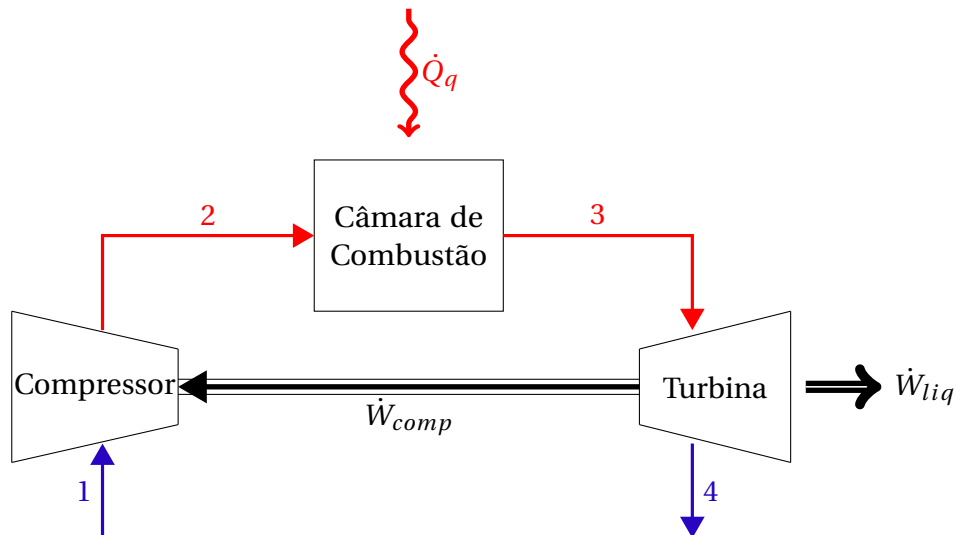


Figura 23.1 – Ciclo Brayton aberto

O principal objetivo é gerar empuxo

- gerado pela alta velocidade de saída
- erro comum: achar que o empuxo é gerado pela alta pressão de saída
alta temperatura de saída

Os motores a jato podem ser de Jato puro, em que todo o empuxo é gerado pelo fluido acelerado na saída da turbina pelo bocal ou turbo-helices, em que parte do fluido passa pelo sistema compressor-câmara de combustão-turbina e parte passa por fora, pela nacele, sendo acelerado pela hélice. Essa parcela de fluido têm velocidade menor mas grande taxa mássica, sendo responsável por 70 a 80 % do empuxo gerado.

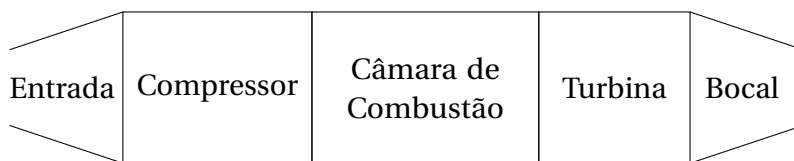


Figura 23.2 – Esquema dos componentes de um motor a jato puro

De forma geral, a sequência dos componentes é:

1. Difusor

Desacelera o fluido, aumentando sua pressão. É considerado um difusor isoentrópico para modelagem

2. Compressor

Objetiva aumentar a pressão

3. Câmara de combustão

É onde ocorre a adição de calor. De forma semelhante aos sistemas de geração de potência a gás e ciclos Otto e Diesel ideais, o processo de combustão é substituído por uma transferência de calor de uma fonte externa.

4. Turbina

Têm a função de expandir o fluido, gerando trabalho na quantidade necessária somente para movimentar o compressor.

5. Bocal

Tem o objetivo de acelerar o fluido, convertendo a energia de pressão em energia cinética. Considera-se um bocal isoentrópico.

Importante salientar que estamos considerando escoamento subsônico.

De maneira semelhante ao ciclo Brayton, Otto e Diesel, a análise a ar padrão considera:

1. sempre ar (não é convertido em produtos de combustão)
2. sempre gás ideal
3. Processo de combustão substituído por transferência de calor de uma fonte externa
4. Processos internamente reversíveis
5. A análise a ar frio considera calores específicos constantes avaliados à temperatura ambiente (298K)

23.1.1 Procedimento de solução

Vamos considerar que os dados de entrada são fornecidos, assim como a razão de compressão. Desta forma, temos que:

- Ponto 1

Na entrada, vamos considerar os dados conhecidos.

Ponto	P [KPa]	T[K]
1	P_1	T_1
2		
3s		
3		
4		
5		
6		

- Ponto 2

O ponto 2 é na saída do difusor, que têm a função de desacelerar o fluido. Essa desaceleração aumenta a pressão, reduzindo o trabalho necessário no compressor. Para entender o processo, consideramos a entalpia de estagnação na saída do difusor.

A entalpia de estagnação h_o em um ponto é a somatória da entalpia mais a energia cinética. Considerando o ponto 1 de entrada e 2 na saída do difusor, estagnado, fazendo um balanço de energia no volume de controle (difusor), temos:

$$h_1 + \frac{V_1^2}{2} = h_2 + \frac{V_2^2}{2} \quad (23.1)$$

Considerando o ponto 2 como estagnado, sua velocidade será nula. $V_2 = 0$. Logo:

$$h_1 + \frac{V_1^2}{2} = h_2 = h_o \quad (23.2)$$

O ponto 2, que foi considerado com velocidade nula, é chamado de estagnado. É comum, na literatura, representar as propriedades estagnadas com o subíndice "o"

Para gases podemos substituir a entalpia pela temperatura e calor específico. Considerando c_p constante:

$$c_p T_2 = c_p T_1 + \frac{V_1^2}{2} \rightarrow T_2 = T_1 + \frac{V_1^2}{2c_p} \quad (23.3)$$

Vamos considerar que tanto o difusor quanto o bocal são isoentrópicos. Desta forma, podemos aplicar as equações isoentrópicas para gases ideais para determinar as propriedades restantes na saída do difusor:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{K-1}{K}} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{1-K} \quad (23.4)$$

Como a temperatura já foi obtida, podemos calcular a pressão:

$$P_2 = P_1 \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{K}{K-1}} \quad (23.5)$$

Ponto	P [KPa]	T[K]
1	P_1	T_1
2	P_2	T_2
3s		
3		
4		
5		
6		

- Ponto 3

Vamos considerar a razão de compressão fornecida, assim como a eficiência isoentrópica do compressor. Desta forma:

$$\frac{P_3}{P_2} = r \rightarrow P_3 = P_2 \cdot r \quad (23.6)$$

Para determinar a temperatura e volume específicos, fazemos uso das equações isoentrópicas para determinar o ponto 3_s, isoentrópico. Depois, com o uso da eficiência isoentrópica, calculamos o ponto 3 real.

$$\frac{T_{3s}}{T_2} = \left(\frac{P_3}{P_2}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} = \left(\frac{v_3}{v_2}\right)^{1-\kappa} \quad (23.7)$$

Com as equações isoentrópicas obtemos T_{3s}. Sabemos que o compressor real consome mais do que o compressor ideal, temos:

$$w_c = \frac{w_c|iso}{\eta} \quad (23.8)$$

como $w = dh$, temos:

$$h_3 - h_2 = \frac{h_{3s} - h_2}{\eta} \rightarrow h_3 = h_2 + \frac{h_{3s} - h_2}{\eta} \quad (23.9)$$

E

$$h_3 = c_p T_3 \rightarrow T_3 = \frac{h_3}{c_p} \quad (23.10)$$

Ponto	P [KPa]	T[K]
1	P_1	T_1
2	P_2	T_2
3s	P_3	T_{3s}
3	P_3	T_3
4		
5		
6		

- Ponto 4

Na saída da câmara de combustão, ou a temperatura é fornecida ou a quantidade de calor adicionada é fornecida, para que se obtenha o valor da temperatura. A pressão é considerada constante e igual à pressão na entrada.

Ponto	P [KPa]	T[K]
1	P_1	T_1
2	P_2	T_2
3s	P_3	T_{3s}
3	P_3	T_3
4	$P_4 = P_3$	T_4
5		
6		

- Ponto 5s e 5

Na saída da turbina, devemos considerar que a expansão é realizada na medida necessária para que o trabalho da turbina movimente o compressor. Assim:

$$w_T = w_C \rightarrow h_5 - h_4 = h_3 - h_2 \rightarrow h_5 = h_4 + (h_3 - h_2) \quad (23.11)$$

Obtemos $T_5 = h_5/c_p$

Observem que tanto na turbina quanto no compressor estamos utilizando os valores reais no ponto. Com o valor da temperatura e da eficiência isoentrópica da turbina, temos condições de calcular o valor da temperatura isoentrópica T_{5s} , lembrando que a turbina real gera menos energia do que a turbina ideal:

$$w_t = \eta_T w_{ts} \rightarrow h_5 - h_4 = \eta(h_{5s} - h_4) \rightarrow h_{5s} = \frac{h_5 - h_4}{\eta} + h_4 \quad (23.12)$$

Obtemos, assim, a temperatura isoentrópica no ponto 5s: $T_{5s} = \frac{h_{5s}}{c_p}$. Podemos fazer uso das equações isoentrópicas para calcular a pressão necessária na saída da turbina, uma vez que consideramos $P_{5s} = P_5$. Logo:

$$\frac{T_{5s}}{T_4} = \left(\frac{P_5}{P_4} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \quad (23.13)$$

Ponto	P [KPa]	T[K]
1	P_1	T_1
2	P_2	T_2
3s	P_3	T_{3s}
3	P_3	T_3
4	$P_4 = P_3$	T_4
5	P_5	T_5
6		

- Ponto 6

Na saída do bocal, consideramos uma expansão isoentrópica e $P_6 = P_1$. Logo:

$$\frac{T_6}{T_5} = \left(\frac{P_6}{P_5} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \quad (23.14)$$

Com a temperatura no ponto 6, podemos calcular a velocidade do ponto 6 pelo balanço de energia, desprezando a velocidade no ponto 5:

$$h_6 + \frac{V_6^2}{2} = h_5 + \frac{V_5^2}{2} \rightarrow h_6 + \frac{V_6^2}{2} = h_5 \rightarrow V_6 = \sqrt{2(h_5 - h_6)} = \sqrt{2c_P(T_5 - T_6)} \quad (23.15)$$

- Empuxo

O empuxo é calculado por:

$$E = \dot{m}(V_6 - V_1) \left[\frac{Kg}{s} \right] \left[\frac{m}{s} \right] \quad (23.16)$$

As unidades são: $\frac{Kg}{s} \cdot \frac{m}{s} = \frac{Kg \cdot m}{s^2} = N$

23.2 Exercício

Ar entra num motor turbojato a 26KPa, 230K, $v=220\text{m/s}$, $\dot{m} = 25[\text{Kg/s}]$, sendo desacelerado no difusor. A razão de pressão através do compressor é 11 e a queda de pressão é desprezível através do combustor. A temperatura na entrada da turbina é de 1400K. A eficiência isoentrópica do compressor e turbina são de 85% e 90%, respectivamente. O trabalho desenvolvido pela turbina é igual ao trabalho requerido pelo compressor. Os processos no difusor e bocal são isoentrópicos e a operação é em regime permanente. Energia cinética é desprezível com excessão na entrada e saída do motor. Realize uma análise a ar padrão, considerando calores específicos constantes, determine:

- a) Velocidade na saída do bocal
- b) Empuxo gerado

23.2.1 Solução

1. Desenhe os componentes do ciclo e identifique-os

2. Desenhe o diagrama T-s

3. Faça uma tabela dos estados

Estado	P[KPa]	T[K]	h [KJ/Kg]
1			
2			
3s			
3			
5s			
5			
6			

4. Preencha os valores conhecidos na tabela
5. Calcule as propriedades restantes
espaço disponível em *memória de cálculo*
6. Faça a tabela de calores e trabalhos dos componentes:

Componente	q[KJ/Kg]	w[KJ/Kg]
Compressor		
Câmara de combustão		
Turbina		

7. Calcule os parâmetros desejados

Memória de Cálculo

Memória de Cálculo

História da refrigeração

24.1 Objetivos do Capítulo

- Neste capítulo será apresentado um histórico da refrigeração

Ao final deste capítulo, o aluno deve ser capaz de:

1. Compreender a evolução da refrigeração residencial e industrial
2. Identificar os principais componentes de um ciclo de refrigeração

Ciclo de Refrigeração de Carnot

25.1 Objetivos do Capítulo

- Neste capítulo será apresentado o ciclo de Refrigeração de Carnot

Ao final deste capítulo, o aluno deve ser capaz de:

1. Identificar um ciclo de refrigeração de Carnot
 - Desenhar esquematicamente o ciclo
 - Desenhar os diagramas T-s e P-v
2. Realizar balanço de massa e energia para cálculo dos calores e trabalhos.
3. Calcular a capacidade de refrigeração

25.2 Componentes do ciclo de refrigeração de Carnot

Ciclo de Carnot - desenhar componentes

- 4 estados termodinâmicos
- 4 Componentes
 - Evaporador: fluido evapora → mudança de fase
 - Compressor: aumenta a pressão. Saída → vapor saturado

Condensador: saída → líquido saturado

Turbina:

reduz pressão

expansão do refrigerante

não existe na prática

- Considera componentes perfeitos $\sigma_T = 0$, $\sigma_C = 0$

25.3 Coeficiente de performance para ciclo de refrigeração

$$COP_R = \frac{\dot{Q}_L}{\dot{Q}_H - \dot{Q}_L} \quad (25.1)$$

$$COP_R = \frac{T_L}{T_H - T_L} \quad (25.2)$$

25.4 Tonelada de refrigeração (TR)

O que é tonelada de refrigeração?

- É uma taxa de refrigeração: [KJ/min] ou [BTU/min]
- sua origem é ligada à produção de gelo

Quantidade de energia gasta para transformar 2000 lb de água a 32°F de líquido saturado para sólido saturado num intervalo de 24 horas.

- $2000\text{lb} = 907,1847\text{Kg}$
- $32^\circ\text{F} = 0^\circ\text{C}$

Assim:

$$1[\text{TR}] = 200 \left[\frac{\text{BTU}}{\text{min}} \right] = 211 \left[\frac{\text{KJ}}{\text{min}} \right] \quad (25.3)$$

25.5 Exercício

R134a é o fluido de trabalho num ciclo de refrigeração de Carnot. A temperatura do evaporador é 5°C. Vapor saturado entra no condensador a 55°C e líquido saturado sai a 55°C. O fluxo de massa é de 5Kg/min. Determine:

- Taxa de transferência de calor no refrigerante passando pelo evaporador
- Potência líquida de entrada no ciclo
- COP

25.5.1 Solução

1. Desenhe os componentes do ciclo e identifique-os

2. Desenhe o diagrama T-s

3. Faça uma tabela dos estados

Estado	P[KPa]	T[°C]	x	v[m ³ /Kg]	h[KJ/Kg]	s[KJ/Kg.K]
1						
2						
3						
4						

4. Preencha os valores conhecidos na tabela

5. Calcule as propriedades restantes

espaço disponível em *memória de cálculo*

6. Faça a tabela de calores e trabalhos dos componentes

Componente	q[KJ/Kg]	w[KJ/Kg]
Compressor		
Condensador		
Turbina		
Evaporador		
Σ	q_{liq}	w_{liq}

7. Compare trabalho e calores líquidos

8. Calcule COP_R e rendimento

Memória de Cálculo

Memória de Cálculo

Ciclo de refrigeração por compressão de vapor

26.1 Objetivos do Capítulo

- Neste capítulo será apresentado o ciclo de refrigeração por compressão de vapor e suas diferenças em relação ao ciclo de Carnot.

Ao final deste capítulo, o aluno deve ser capaz de:

1. Identificar um ciclo de refrigeração por compressão de vapor
2. Desenhar esquematicamente o ciclo
3. Desenhar os diagramas T-s e P-v
4. Diferenciar os ciclos de Carnot do Ciclo por compressão de vapor
5. Realizar balanço de massa e energia para cálculo dos calores e trabalhos.
6. Calcular capacidade de refrigeração

26.2 O ciclo real

O ciclo de Carnot não é prático, pois:

1. Compressor
 - Duas fases
 - Solução: vapor saturado ou superaquecido
2. Turbina
 - Líquido saturado → mistura a baixa pressão
 - Não existe
 - Substituir por válvula de expansão

Ciclo de Carnot x Ciclo por compressão de vapor

Diferenças:

1. Substitui turbina por válvula de expansão, que possui irreversibilidade
2. Entrada do compressor: vapor saturado
3. Nem todo calor trocado (rejeitado) está à T_H

26.3 Exercício

R134a é o fluido de trabalho num ciclo de refrigeração por compressão de vapor ideal. A temperatura do evaporador é 5°C e na saída do condensador é de 55°C . Vapor saturado sai do evaporador. O fluxo de massa é de $5\text{Kg}/\text{min}$.

Determine:

- a) Taxa de transferência de calor no refrigerante passando pelo evaporador
- b) Potência líquida de entrada no ciclo
- c) COP

26.4 Exercício

R134a é o fluido de trabalho num ciclo de refrigeração por compressão de vapor. A pressão no evaporador é 337,65KPa, no condensador é de 1385,1KPa. Vapor saturado sai do evaporador e líquido saturado sai do condensador. O fluxo de massa de refrigerante é de 5Kg/min. Determine:

- Taxa de transferência de calor no refrigerante passando pelo evaporador
- Potência líquida de entrada no ciclo
- COP

26.4.1 Solução

1. Desenhe os componentes do ciclo e identifique-os

2. Desenhe o diagrama T-s

3. Faça uma tabela dos estados

Estado	P[KPa]	T[°C]	x	$v[m^3/Kg]$	$h[KJ/Kg]$	$s[KJ/Kg.K]$
1						
2						
3						
4						

4. Preencha os valores conhecidos na tabela

5. Calcule as propriedades restantes
espaço disponível em *memória de cálculo*
6. Faça a tabela de calores e trabalhos dos componentes

Componente	q[KJ/Kg]	w[KJ/Kg]
Compressor		
Condensador		
Evaporador		
Σ	q_{liq}	w_{liq}

7. Compare trabalho e calores líquidos
8. Calcule COP_R e rendimento

Memória de Cálculo

Memória de Cálculo

Ciclo de refrigeração por compressão de vapor com irreversibilidades

27.1 Objetivos do Capítulo

- Neste capítulo será apresentado o ciclo de refrigeração por compressão de vapor com irreversibilidades

Ao final deste capítulo, o aluno deve ser capaz de:

1. Identificar um ciclo de refrigeração por compressão de vapor com irreversibilidades
2. identificar as principais irreversibilidades
3. Desenhar esquematicamente o ciclo
4. Desenhar os diagramas T-s e P-v
5. Realizar balanço de massa e energia para cálculo das frações mássicas.

27.2 Exercício

R134a é o fluido de trabalho num ar condicionado de janela, que fornece $23[m^3/min]$ de ar a 14°C , 100KPa para uma sala a 22°C , 100KPa . Líquido saturado sai do condensador a 900KPa . Vapor entra no compressor a 400KPa , 10°C . O compressor possui eficiência isoentrópica de 70%. Determine:

- Capacidade de refrigeração
- Transferência mássica de refrigerante no evaporador
- Potência requerida pelo compressor
- COP

27.2.1 Solução

1. Desenhe os componentes do ciclo e identifique-os

2. Desenhe o diagrama T-s

3. Faça uma tabela dos estados

Estado	P[KPa]	T[°C]	x	v[m ³ /Kg]	h[KJ/Kg]	s[KJ/Kg.K]
1						
2s						
2						
3						
4						

4. Preencha os valores conhecidos na tabela

5. Calcule as propriedades restantes
espaço disponível em *memória de cálculo*
6. Faça a tabela de calores e trabalhos dos componentes

Componente	q[KJ/Kg]	w[KJ/Kg]
Compressor		
Condensador		
Evaporador		
Σ	q_{liq}	w_{liq}

7. Compare trabalho e calores líquidos
8. Calcule COP_R e rendimento

Memória de Cálculo

Memória de Cálculo

Ciclo de refrigeração por compressão de vapor com subresfriamento

28.1 Objetivos do Capítulo

- Neste capítulo será apresentado o ciclo de refrigeração por compressão de vapor com subresfriamento

Ao final deste capítulo, o aluno deve ser capaz de:

1. Identificar um ciclo de refrigeração por compressão de vapor com subresfriamento
2. Desenhar esquematicamente o ciclo
3. Desenhar os diagramas T-s e P-v
4. Realizar balanço de massa e energia para cálculo das cargas térmicas

28.2 Exercício

R134a é o fluido de trabalho num ciclo de refrigeração por compressão de vapor. A pressão no evaporador é 1,85Bar e vapor superaquecido sai do evaporador a -10°C . A eficiência isoentrópica do compressor é de 88%. A pressão no condensador é de 8,62Bar e líquido subresfriado sai a 31°C . O fluxo de massa de refrigerante é de $5[\text{Kg}/\text{min}]$. Determine:

- Taxa de transferência de calor no refrigerante passando pelo evaporador
- Potência líquida de entrada no ciclo
- COP

28.2.1 Solução

1. Desenhe os componentes do ciclo e identifique-os

2. Desenhe o diagrama T-s

3. Faça uma tabela dos estados:

Estado	P[KPa]	T[$^{\circ}\text{C}$]	x	v[m ³ /Kg]	h[KJ/Kg]	s[KJ/Kg.K]
1						
2s						
2						
3						
4						

4. Preencha os valores conhecidos na tabela
5. Calcule as propriedades restantes
espaço disponível em *memória de cálculo*
6. Faça a tabela de calores e trabalhos dos componentes

Componente	q[KJ/Kg]	w[KJ/Kg]
Compressor		
Condensador		
Evaporador		
Σ	q_{liq}	w_{liq}

7. Compare trabalho e calores líquidos
8. Calcule COP_R e rendimento

Memória de Cálculo

Memória de Cálculo

Linhas de sucção, de líquido, de descarga e de distribuição

29.1 Objetivos do Capítulo

- Neste capítulo serão apresentadas as linhas de sucção, de líquido, de descarga e de distribuição em um ciclo de refrigeração por compressão a vapor

Ao final deste capítulo, o aluno deve ser capaz de:

1. Identificar e diferenciar as linhas de sucção, líquido, descarga e distribuição

29.2 Segmentos

Desenhe os componentes e identifique os segmentos longo e curto

- Linha de Sucção: entrada do compressor. ρ_{vap}
- Linha de líquido: saída do condensador. ρ_{liq}
- Linha de descarga: do compressor para o condensador: $\dot{m} = \rho AV = \frac{A \cdot V}{v}$
- Linha de Distribuição: saída da válvula de expansão. $\rho_{liq} > \rho_{vap}$
- Diâmetro da linha de sucção é maior do que a linha de líquido!

29.3 Linhas de refrigerantes

Duas linhas longas para sistemas residenciais.

- Entrada pela linha de líquido → vai para a válvula de expansão e depois evaporador.
- Saída pela linha de vapor → vai para compressor.
- Linhas Longas?
 - Evaporador para compressor
 - Condensador para válvula de expansão
- Linhas curtas?
 - Válvula de expansão para evaporador.
 - Compressor para condensador.
- Linhas quentes?
 - Linha de líquido; linha de descarga
- Linhas frias?
 - Linha de sucção
- Qual é a linha isolada?
 - Linha de sucção: fria e molhada.
 - Evitar líquido na entrada do compressor.
 - Ajuda no resfriamento do compressor.

Efeitos da variação de pressão e irreversibilidades no ciclo de refrigeração por compressão de vapor

30.1 Objetivos do Capítulo

- Neste capítulo serão apresentados os efeitos das variações de pressões e das irreversibilidades no ciclo de refrigeração de compressão a vapor

Ao final deste capítulo, o aluno deve ser capaz de:

1. Identificar os efeitos das variações de pressão e irreversibilidades em um ciclo de refrigeração por compressão de vapor
2. Desenhar esquematicamente o ciclo com estes efeitos
3. Desenhar os diagramas T-s e P-v

30.2 Variação de pressão

Qual o efeito de:

1. Aumentar a pressão no condensador?
2. Reduzir a pressão no evaporador?

Desenhar diagramas T-s e P-h

É necessário aumentar a pressão no condensador quando se quer rejeitar calor em áreas quentes!

- Reduzir pressão no evaporador:

x_4 aumenta;

s_1 aumenta;

T_2 aumenta;

Menor capacidade de refrigeração, devido ao aumento no título: $(1 - x_4)h_{LV}$

30.3 Efeitos das irreversibilidades no compressor

Desenhar diagramas T-s e P-h

Temperatura na linha de descarga do compressor aumenta.

30.4 Efeito da dispersão de calor pela carcaça do compressor

O compressor dispersa calor para o ambiente.

Desenhar diagramas T-s e P-h

- Reduz a entropia s_2 .
- Reduz a entalpia h_2

O compressor não é um trocador de calor, sendo resfriado primariamente pelo fluido refrigerante.

30.5 Efeito da queda de pressão e dispersão de calor na linha de líquido

Ao longo da tubulação os efeitos de atrito resultam em queda de pressão; além disso não se consegue isolamento perfeito, o que resulta em troca de calor com o ambiente.

Desenhar diagramas T-s e P-h

- T_3 se move para linha de menor pressão. Portanto, será menor.
- x_4 menor \rightarrow mais líquido pronto para prover resfriamento.

30.6 Resumo dos efeitos

Desenhar diagrama T-s

1. Rejeição de calor pelo compressor: $2 \rightarrow 2^1$;
2. Queda de pressão e rejeição de calor na linha de descarga: 2^2 ;
3. Queda de pressão no condensador: 3^1 ;
4. Saída do condensador subresfriado: 3^2 ;
5. Queda de pressão e rejeição de calor na linha de líquido: 3^3 ;
6. Queda de pressão na linha de distribuição do Evaporador: $x_4 \downarrow$;
7. Queda de pressão no evaporador: $1^1 \rightarrow T_1 \downarrow$;
8. Saída do evaporador superaquecido: 1^2 ;
9. Queda de pressão e rejeição de calor na linha de sucção: 1^3 .

Refrigeração em cascata

31.1 Objetivos do Capítulo

- Neste capítulo será apresentado o ciclo de refrigeração por compressão de vapor em cascata

Ao final deste capítulo, o aluno deve ser capaz de:

1. Identificar um ciclo de refrigeração por compressão de vapor em cascata
2. Desenhar esquematicamente o ciclo
3. Desenhar os diagramas T-s e P-v
4. Realizar balanço de massa e energia para cálculo dos calores, trabalhos e capacidade de refrigeração.

Desenhar esquematicamente o ciclo

- Trocador de calor se comporta como:
Evaporador para ciclo B;
Condensador para ciclo A.
- Volume de controle no trocador: balanço de energia

$$\dot{Q}_{out,A} = \dot{Q}_{in,B}$$

$$\dot{m}_A(h_3 - h_2) = \dot{m}_B(h_5 - h_8)$$

- $COP_R = \frac{\dot{Q}_E}{\dot{W}_{C,A} + \dot{W}_{C,B}}$
 $\dot{W}_{C,A} = \dot{m}_A(h_2 - h_1)$
 $\dot{W}_{C,B} = \dot{m}_B(h_6 - h_5)$

31.2 Procedimento de solução

1. Desenhar os componentes do ciclo
2. Fazer os diagramas $P - h$ e $T - s$
3. Fazer uma tabela das propriedades
4. Fazer uma tabela dos calores e trabalhos de cada componente
5. Calcular rendimento e bwr

Ciclo de refrigeração por compressão de vapor multiestágio com intercooler

32.1 Objetivos do Capítulo

- Neste capítulo será apresentado o ciclo de refrigeração por compressão de vapor multiestágio com intercooler

Ao final deste capítulo, o aluno deve ser capaz de:

1. Identificar um ciclo de refrigeração por compressão de vapor multiestágio com intercooler
2. Desenhar esquematicamente o ciclo
3. Desenhar os diagramas T-s e P-h
4. Realizar balanço de massa e energia para cálculo dos calores, trabalhos e capacidade de refrigeração.

Desenhar esquematicamente o ciclo

32.2 Balanço de energia e de massa na câmara de mistura

Do balanço de energia na câmara de mistura, temos:

$$h_3 \dot{m}_3 = h_9 \dot{m}_9 + h_2 \dot{m}_2 \quad (32.1)$$

Da câmara flash, a quantidade de vapor em sua saída pode ser determinada por:

$$x_6 = \frac{\dot{m}_9}{\dot{m}_6} \quad (32.2)$$

E da conservação de massa, temos:

$$\dot{m}_6 = \dot{m}_5 = \dot{m}_4 = \dot{m}_3 \quad (32.3)$$

Logo:

$$x_6 = \frac{\dot{m}_9}{\dot{m}_3} \quad (32.4)$$

Também devido à conservação de massa, temos:

$$\dot{m}_2 = \dot{m}_1 = \dot{m}_8 = \dot{m}_7 \quad (32.5)$$

E a quantidade de líquido que sai da câmara flash é:

$$\frac{\dot{m}_7}{\dot{m}_6} = 1 - x_6 \quad (32.6)$$

Logo:

$$1 - x_6 = \frac{\dot{m}_2}{\dot{m}_6} \quad (32.7)$$

Dividindo a Eq.(32.1) por \dot{m}_3 :

$$h_3 \frac{\dot{m}_3}{\dot{m}_3} = h_9 \frac{\dot{m}_9}{\dot{m}_3} + h_2 \frac{\dot{m}_2}{\dot{m}_3} \quad (32.8)$$

Assim:

$$h_3 = h_9 x_6 + h_2 (1 - x_6) \quad (32.9)$$

32.3 Exercício

R134a é o fluido de trabalho num ciclo de refrigeração por compressão de vapor multiestágio com câmara flash. A temperatura do evaporador é de -25°C . Líquido saturado sai do condensador a 1100KPa e passa através da primeira válvula de expansão a 400KPa. Vapor saturado sai da câmara de flash e é misturado com o refrigerante entre os dois compressores. A capacidade de refrigeração é de 15Tons. Determine:

- Fluxo de massa de refrigerante no evaporador [Kg/s]
- Potência de entrada em cada compressor
- COP

32.3.1 Solução

1. Desenhe os componentes do ciclo e identifique-os

2. Desenhe o diagrama T-s e P-h

3. Faça uma tabela dos estados:

Estado	P[KPa]	T[$^{\circ}\text{C}$]	x	v[m ³ /Kg]	h[KJ/Kg]	s[KJ/Kg.K]
1						
2						
3						
4						
5						
6						
7						
8						
9						

4. Preencha os valores conhecidos na tabela
5. Calcule as propriedades restantes
espaço disponível em *memória de cálculo*
6. Faça a tabela de calores e trabalhos dos componentes

Componente	q[KJ/Kg]	w[KJ/Kg]
Compressor 1		
Compressor 2		
Condensador		
Evaporador		
Σ	q_{liq}	w_{liq}

7. Compare trabalho e calores líquidos
8. Calcule COP_R e rendimento

Memória de Cálculo

Memória de Cálculo

Ciclo de refrigeração por compressão de vapor com dois evaporadores

33.1 Objetivos do Capítulo

- Neste capítulo será apresentado o ciclo de refrigeração por compressão de vapor com dois evaporadores

Ao final deste capítulo, o aluno deve ser capaz de:

1. Identificar um ciclo de refrigeração por compressão de vapor com dois evaporadores
2. Desenhar esquematicamente o ciclo
3. Desenhar os diagramas T-s e P-h
4. Realizar balanço de massa e energia para cálculo dos calores, trabalhos e capacidade de refrigeração.

Desenhar esquematicamente o ciclo

33.2 Exercício

R134a é o fluido de trabalho num ciclo de refrigeração por compressão de vapor com dois evaporadores. Líquido saturado sai do condensador a 34°C. O refrigerante nos evaporadores estão a 0°C e -20°C. Vapor saturado sai de cada evaporador. O 1º evaporador possui capacidade de refrigeração de 0,9 tons e o 2º 0,8 tons. Determine:

- Fluxo mássico de refrigerante através de cada evaporador [Kg/s]
- Potência líquida de entrada no ciclo [kW]

33.2.1 Solução

1. Desenhe os componentes do ciclo e identifique-os

2. Desenhe o diagrama T-s e P-h

3. Faça uma tabela dos estados:

Estado	P[KPa]	T[°C]	x	v[m ³ /Kg]	h[KJ/Kg]	s[KJ/Kg.K]
1						
2						
3						
4						
5						
6						
7						
8						

4. Preencha os valores conhecidos na tabela
5. Calcule as propriedades restantes
espaço disponível em *memória de cálculo*
6. Faça a tabela de calores e trabalhos dos componentes:

Componente	q[KJ/Kg]	w[KJ/Kg]
Compressor 1		
Compressor 2		
Condensador		
Evaporador		
Σ	q_{liq}	w_{liq}

7. Compare trabalho e calores líquidos
8. Calcule COP_R e rendimento

Memória de Cálculo

Memória de Cálculo

Bombas de Calor e refrigeração a gás

34.1 Objetivos do Capítulo

- Neste capítulo serão apresentadas as bombas de calor e a refrigeração a gás

Ao final deste capítulo, o aluno deve ser capaz de:

1. identificar as características e diferenças das bombas de calor
2. Identificar um ciclo de refrigeração a gás

34.2 Bombas de calor

Desenhar esquematicamente o ciclo

Determinação do COP da bomba de calor:

$$COP_{BC} = \frac{\dot{Q}_H}{\dot{W}_C} = \frac{\dot{W}_C + \dot{Q}_L}{\dot{W}_C} = 1 + \frac{\dot{Q}_L}{\dot{W}_C} = 1 + COP_R \quad (34.1)$$

34.3 Refrigeração a gás

Pode-se dizer que é o ciclo Brayton ao contrário.

Desenhar esquematicamente o ciclo

Desenhar o diagrama T-s

- Refrigeração Brayton padrão:

$$\eta_C = 100\%$$

$$\eta_T = 100\%$$

E se a turbina for substituída por uma válvula de expansão? Não funciona!

Ciclo de refrigeração por absorção

35.1 Objetivos do Capítulo

- Neste capítulo será apresentado o ciclo de refrigeração por absorção de amônia

Ao final deste capítulo, o aluno deve ser capaz de:

1. Identificar um ciclo de refrigeração por absorção
2. Desenhar esquematicamente o ciclo
3. Diferenciar os ciclos por compressão de vapor e de absorção

35.2 Refrigeração por absorção

Desenhar esquematicamente o ciclo

- Reduzir consumo de energia:
compressor = muita energia
bomba = pouca energia

35.3 Refrigeração por absorção de amônia-água

Desenhar esquematicamente o ciclo

Mistura de Gases ideais: introdução à Psicrometria

36.1 Objetivos do Capítulo

- Neste capítulo serão apresentados conceitos fundamentais da Psicrometria para o dimensionamento de sistemas de refrigeração, entre eles: pressão e volume parciais; frações molares; frações mássicas.

Ao final deste capítulo, o aluno deve ser capaz de:

1. Entender o que é fração molar de uma mistura
2. Entender o que é fração mássica de uma mistura
3. Explicar o conceito de pressões e volumes parciais
4. Calcular as propriedades de uma mistura para sistema fechado e aberto

36.2 Psicrometria

*Do grego *psykhros*, «frio» + *métron*, «medida» + *-ia**

Psicrometria é o estudo das misturas de ar e vapor de água.

- O ar atmosférico é uma mistura de ar seco mais água no estado vapor.

O processo de condicionamento de ar envolve não somente o ajuste da temperatura, como também de sua umidade. Enquanto funcionário da Buffalo Forge Company, Willis Carrier foi incumbido de desenvolver um projeto para controle de umidade na empresa Sackett & Lithography and Printing Company no Brooklyn, Nova York, que vinha tendo problemas na qualidade das impressões realizadas devido à excessiva umidade. O projeto foi submetido em 17 de Julho de 1902 e instalado no verão do mesmo ano. A primeira unidade moderna de ar condicionado, que permitiu a impressão com qualidade. Uma das primeiras revistas a ser impressa com o sistema de ar condicionado para controle da umidade foi a revista Judge.

Se for considerado apenas ar seco, podemos utilizar as equações de gases ideais e a consideração de variação de energia interna como $du = c_v dT$ e de entalpia como $dh = c_p dT$. Entretanto, a presença da umidade altera, e de maneira significativa, a quantidade de calor que deve ser removida para reduzir a temperatura do ambiente. Dessa forma, sem o entendimento da psicrometria, seu sistema de refrigeração não atenderá o objetivo almejado.

36.3 A equação dos gases ideais

36.3.1 Em função da massa

Relembrando a equação dos gases ideais:

$$P.V = m.R.T \quad (36.1)$$

Sendo

- P : Pressão [KPa]
- V : volume [m^3]
- m : massa [Kg]
- T : temperatura [K]
- R : constante específica do gás [KJ/Kg.K]

36.3.2 Em função da massa molar

A constante específica R do gás se relaciona com a constante universal \bar{R} através de sua massa molar M :

$$R = \frac{\bar{R}}{M} \quad (36.2)$$

sendo: $\bar{R} = 8314 \left[\frac{J}{Kmol.K} \right]$ e $M = \frac{m}{n}$ a massa molar $\left[\frac{Kg}{Kmol} \right]$

Substituindo a constante específica R do gás pela constante universal \bar{R} na Eq. 36.1, temos:

$$P.V = m \frac{\bar{R}}{M} . T \quad (36.3)$$

mas $M = \frac{m}{n} \rightarrow m = M.n$. Logo:

$$P.V = (M.n) \left(\frac{\bar{R}}{M} \right) . T \rightarrow P.V = n.\bar{R}.T \quad (36.4)$$

36.4 Fração Molar y_i

Uma mistura é formada por múltiplos componentes. Por exemplo, o ar pode ser caracterizado por uma mistura de Oxigênio, Nitrogênio, gás carbônico, água. O número total de mols dessa mistura será a somatória do número de mols de cada componente. Assim:

$$n = n_1 + n_2 + n_3 + \dots \quad (36.5)$$

sendo n_i o número de mols do componente "i" na mistura. Do nosso exemplo, n_1 é o número de mols de Oxigênio, n_2 o número de mols de Nitrogênio, n_3 o número de mols de gás carbônico e n_4 o número de mols de água.

Se dividirmos a equação pelo número de mols total da mistura, temos:

$$1 = \frac{n_1}{n} + \frac{n_2}{n} + \frac{n_3}{n} + \dots \quad (36.6)$$

À razão entre o número de mols de determinado componente na mistura e o número de mols total, chamamos de fração molar y_i

$$y_i = \frac{n_i}{n} \quad (36.7)$$

Assim, a Eq. 36.6 pode ser reescrita como:

$$1 = y_1 + y_2 + y_3 + \dots \quad (36.8)$$

36.5 Fração mássica m_f

De forma semelhante, a massa total da mistura será a somatória da massa de cada componente "i" na mistura:

$$m = m_1 + m_2 + m_3 + \dots \quad (36.9)$$

Dividindo o lado direito e esquerdo pela massa m :

$$1 = \frac{m_1}{m} + \frac{m_2}{m} + \frac{m_3}{m} + \dots \quad (36.10)$$

À razão entre a massa do componente e a massa total da mistura chamamos de fração mássica " m_f ".

$$m_{fi} = \frac{m_i}{m} \quad (36.11)$$

$$1 = m_{f1} + y_{f2} + y_{f3} + \dots \quad (36.12)$$

36.6 Modelo de Amagat: volumes parciais

Uma mistura de vários gases terá o volume total igual à somatória dos volumes dos constituintes considerados individualmente à mesma *Pressão* e *Temperatura* da mistura.

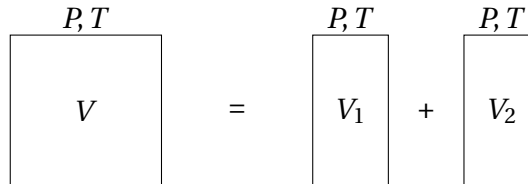


Figura 36.1 – Modelo de Amagat: o volume total de uma mistura de gases ideais é dado pela somatória do volume de cada constituinte, avaliados à pressão e temperatura da mistura.

Considere dois gases, com $P_1 = P_2 = P$ e $T_1 = T_2 = T$. Logo, o volume total V da mistura será:

$$V = V_1 + V_2 \quad (36.13)$$

Dividindo os lados esquerdo e direito pelo volume:

$$1 = \frac{V_1}{V} + \frac{V_2}{V} \quad (36.14)$$

Mas, da equação dos gases ideais, sabemos que: $P \cdot V = n \bar{R} T$. Logo:

$$V_1 = \frac{n_1 \bar{R} T_1}{P_1} \quad (36.15)$$

$$V_2 = \frac{n_2 \bar{R} T_2}{P_2} \quad (36.16)$$

$$V = \frac{n \bar{R} T}{P} \quad (36.17)$$

Como cada componente está à mesma pressão e temperatura da mistura, temos:

- $P_1 = P_2 = P$
- $T_1 = T_2 = T$

Assim:

$$\frac{V_1}{V} = \frac{\frac{n_1 \bar{R} T}{P}}{\frac{n \bar{R} T}{P}} \rightarrow \frac{V_1}{V} = \frac{n_1}{n} = y_1 \quad (36.18)$$

$$\frac{V_2}{V} = \frac{\frac{n_2 \bar{R}T}{P}}{\frac{n \bar{R}T}{P}} \rightarrow \frac{V_2}{V} = \frac{n_2}{n} = y_2 \quad (36.19)$$

Observamos que o volume parcial de cada componente V_i se relaciona com o volume total através de sua fração molar y_i :

$$V_i = y_i V \quad (36.20)$$

36.7 Modelo de Dalton: pressões parciais

Uma mistura de vários gases terá a Pressão total igual à somatória das Pressões dos constituintes considerados individualmente à mesma *Temperatura* e *Volume* da mistura.

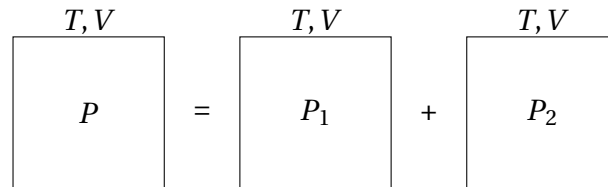


Figura 36.2 – Modelo de Dalton: a pressão total de uma mistura de gases ideais é dada pela somatória das pressões de cada constituinte, avaliados na temperatura e volume da mistura.

Considere dois gases, com $T_1 = T_2 = T$ e $V_1 = V_2 = V$. Logo, o volume total V da mistura será:

$$P = P_1 + P_2 \quad (36.21)$$

Dividindo os lados esquerdo e direito pela pressão:

$$1 = \frac{P_1}{P} + \frac{P_2}{P} \quad (36.22)$$

Mas, da equação dos gases ideais, sabemos que: $P.V = n\bar{R}T$. Logo:

$$P_1 = \frac{n_1 \bar{R}T_1}{V_1} \quad (36.23)$$

$$P_2 = \frac{n_2 \bar{R}T_2}{V_2} \quad (36.24)$$

$$P = \frac{n \bar{R}T}{V} \quad (36.25)$$

Como cada componente está à mesma pressão e temperatura da mistura, temos:

- $V_1 = V_2 = V$
- $T_1 = T_2 = T$

Assim:

$$\frac{P_1}{P} = \frac{\frac{n_1 \bar{R}T}{V}}{\frac{n \bar{R}T}{V}} \rightarrow \frac{P_1}{P} = \frac{n_1}{n} = y_1 \quad (36.26)$$

$$\frac{P_2}{P} = \frac{\frac{n_2 \bar{R}T}{V}}{\frac{n \bar{R}T}{V}} \rightarrow \frac{P_2}{P} = \frac{n_2}{n} = y_2 \quad (36.27)$$

Observamos que a pressão parcial de cada componente P_i se relaciona com a pressão total através de sua fração molar y_i :

$$P_i = y_i P \quad (36.28)$$

36.7.1 Análise molar e mássica de uma mistura

A composição do ar seco na atmosfera que respiramos é de 78% de nitrogênio, 21% de oxigênio, 0,9% de argônio, 0,03% de gás Dióxido de carbono e diversos outros gases nobres. Para efeitos de cálculo, considere uma mistura de 1.8[Kmol] composta por 78% de Nitrogênio, 21% de Oxigênio, 0,9% Argônio e 0,1% de Gás Carbônico, à pressão de 100 [KPa] e temperatura de 25°C. Para esse gás, determine:

- A massa molar da mistura
- As frações mássicas da mistura e sua massa total
- A pressão parcial do Gás Carbônico
- O volume ocupado pela mistura
- O volume parcial de Nitrogênio
- O número de mols e o volume ocupado por 50[Kg] da mistura.

Inicialmente precisamos da massa molar (M) de cada um dos gases indicados, que podem ser obtidas de tabelas de propriedades. As frações molares foram fornecidas no enunciado. Assim:

Gás	$M \left[\frac{KJ}{Kmol.K} \right]$	y_i
N ₂	28,013	0,78
O ₂	31,999	0,21
Argônio	39,948	0,009
Dióxido de Carbono	44,01	0,001

Com o número de mols da mistura e a fração molar de cada gás, pode-se calcular o número de mols de cada componente:

$$y_i = \frac{n_i}{n} \rightarrow n_i = y_i \cdot n$$

Gás	$M [\frac{KJ}{Kmol.K}]$	y_i	$n_i [Kmol]$
N2	28,013	0,78	$0,78 \times 1,8[Kmol] = 1,404$
O2	31,999	0,21	$0,21 \times 1,8[Kmol] = 0,378$
Argônio	39,948	0,009	$0,009 \times 1,8[Kmol] = 0,0162$
Dióxido de Carbono	44,01	0,001	$0,001 \times 1,8[Kmol] = 0,0018$

A massa de cada componente pode ser determinada por:

$$M = \frac{m}{n} \rightarrow m = M \cdot n$$

Logo:

Gás	$M [\frac{KJ}{Kmol.K}]$	y_i	n_i	Massa [Kg] ($m = n_i \cdot M$)
N2	28,013	0,78	1,404	39,3302
O2	31,999	0,21	0,378	12,095
Argônio	39,948	0,009	0,0162	0,6472
Dióxido de Carbono	44,01	0,001	0,0018	0,0792
			Σ	52,1522

Com a massa total, a fração mássica de cada componente pode ser calculada por

$$m_f = \frac{m_i}{m_{mistura}}$$

Assim:

Gás	$M [\frac{KJ}{Kmol.K}]$	y_i	n_i	Massa [Kg] ($m = n_i \cdot M$)	m_f
N2	28,013	0,78	1,404	39,3302	0,7541
O2	31,999	0,21	0,378	12,095	0,2319
Argônio	39,948	0,009	0,0162	0,6472	0,0124
Dióxido de Carbono	44,01	0,001	0,0018	0,0792	0,0152
			Σ	52,1522	

Podemos observar que as frações mássicas são bem diferentes das frações molares.

Com a massa total da mistura e o número de mols, é possível calcular a massa molar M da mistura:

$$M = \frac{m_{mistura}}{n_{mistura}} = \frac{52,1522[\text{Kg}]}{1,8[\text{Kmol}]}$$

$$M = 28,9734[\text{Kg/Kmol}]$$

A pressão parcial de cada um dos gases pode ser calculada com base na pressão total e na fração molar:

$$P_i = y_i \cdot P$$

Gás	y_i	$P_i = y_i \cdot 100$ [KPa]
N ₂	0,78	78
O ₂	0,21	21
Argônio	0,009	0,9
Dióxido de Carbono	0,001	0,1

O volume total da mistura pode ser calculado com a equação dos gases ideais:

$$P \cdot V = n \cdot \bar{R} \cdot T$$

$$V = \frac{n \cdot \bar{R} \cdot T}{P}$$

$$V = \frac{1,8[\text{Kmol}] \cdot 8314[\text{J/Kmol.K}] \cdot (25 + 273,16)[\text{K}]}{100 \cdot 10^3[\text{Pa}]}$$

$$V = 44,62[\text{m}^3]$$

Ou

$$R = \frac{\bar{R}}{M} = \frac{8314[\text{J/Kmol.K}]}{28,9734[\text{Kg/Kmol}]} = 286,9528[\text{J/Kg.K}]$$

$$P \cdot V = m \cdot R \cdot T$$

$$V = \frac{m \cdot R \cdot T}{P}$$

$$V = \frac{52,1522[\text{Kmol}] \cdot 286,9528[\text{J/Kmol.K}] \cdot (25 + 273,16)[\text{K}]}{100 \cdot 10^3[\text{Pa}]}$$

$$V = 44,62[\text{m}^3]$$

O volume parcial de cada um dos gases pode ser calculado com base no volume total e na fração molar:

$$V_i = y_i \cdot V$$

Gás	y_i	$V_i = y_i \cdot V [m^3]$
N2	0,78	34,8036
O2	0,21	9,3702
Argônio	0,009	0,4016
Dióxido de Carbono	0,001	0,04462

Para volume ocupado por 50Kg da mistura, temos:

$$P.V = m.R.T$$

$$V = \frac{50[\text{Kg}] \cdot 8314[\text{J/Kg.K}] / 28,9734[\text{Kg/Kmol}] \cdot (25 + 273,16)[\text{K}]}{100 \cdot 10^3[\text{Pa}]} = 42,78\text{m}^3$$

E o número de mols é:

$$P.V = n \cdot \bar{R} \cdot T$$

$$n = \frac{P.V}{\bar{R} \cdot T}$$

$$n = \frac{100 \cdot 10^3[\text{Pa}] \cdot 42,78[\text{m}^3]}{8314[\text{J/Kmol.K}] \cdot (25 + 273,16)[\text{K}]}$$

$$n = 1,73[\text{Kmol}]$$

Mistura de Gases ideais: cálculo da variação de energia e entropia de uma mistura

37.1 Objetivos do Capítulo

- Neste capítulo serão calculadas as variações de energia e geração de entropia em uma mistura para sistemas fechado e aberto

Ao final deste capítulo, o aluno deve ser capaz de:

1. calcular variação de energia para mistura de gases ideais em sistema fechado
2. calcular variação de energia para mistura de gases ideais em sistema aberto
3. calcular a geração de entropia numa mistura de gases ideais para sistema fechado e aberto

37.2 Massa e número de mols total da mistura

Para uma mistura de gases ideais, a massa total da mistura m_{mist} será a somatória das massas de cada um dos componentes. Para N componentes:

$$m_{mist} = \sum_{i=1}^N m_i \quad (37.1)$$

De forma semelhante, o número total de mols da mistura n_{mist} será a somatória dos mols de cada um dos componentes:

$$n_{mist} = \sum_{i=1}^N n_i \quad (37.2)$$

37.3 Variação da energia interna da mistura

A variação da energia interna entre os estados 1 e 2 será dada pela somatória das variações das energias internas de cada um dos componentes da mistura. Para N componentes da mistura, podemos escrever:

- Base mássica

$$U_2 - U_1 = \sum_{i=1}^N m_i (u_2 - u_1)_i \quad (37.3)$$

- Base molar

$$U_2 - U_1 = \sum_{i=1}^N n_i (\bar{u}_2 - \bar{u}_1)_i \quad (37.4)$$

sendo \bar{u} a energia interna na base molar, em unidades de $\frac{KJ}{Kmol}$

Para o caso de calores específicos constantes: $du = c_v \cdot dT$. Assim:

- Base mássica

$$U_2 - U_1 = \sum_{i=1}^N m_i \cdot c_{vi} \cdot (T_2 - T_1)_i \quad (37.5)$$

- Base molar

$$U_2 - U_1 = \sum_{i=1}^N n_i \cdot \bar{c}_{vi} \cdot (T_2 - T_1)_i \quad (37.6)$$

sendo \bar{c}_v o calor específico na base molar, em unidades de $\frac{KJ}{Kmol \cdot K}$

- Importante salientar que não existe o conceito de temperaturas parciais. Os componentes podem iniciar em temperaturas diferentes e terminar em temperaturas iguais.

37.4 Variação da entalpia da mistura

De forma similar, a entalpia total de uma mistura com N componentes será dada pela somatória das entalpias de cada um dos componentes:

- Base mássica

$$H_2 - H_1 = \sum_{i=1}^N m_i \cdot (h_2 - h_1)_i \quad (37.7)$$

Utilizando o calor específico, lembrando que $dh = c_p \cdot dT$:

$$H_2 - H_1 = \sum_{i=1}^N m_i \cdot c_{pi} \cdot (T_2 - T_1)_i \quad (37.8)$$

- Base molar

$$H_2 - H_1 = \sum_{i=1}^N n_i \cdot (\bar{h}_2 - \bar{h}_1)_i \quad (37.9)$$

$$H_2 - H_1 = \sum_{i=1}^N n_i \cdot \bar{c}_{p_i} \cdot (T_2 - T_1)_i \quad (37.10)$$

37.5 Variação da entropia da mistura

A entropia pode ser calculada pelas equações de Gibbs:

$$s_2 - s_1 = du + P \cdot dv \quad (37.11)$$

$$s_2 - s_1 = dh - v \cdot dP \quad (37.12)$$

Para gases ideais:

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right) - R \ln \left(\frac{P_2}{P_1} \right) \quad (37.13)$$

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right) + R \ln \left(\frac{V_2}{V_1} \right) \quad (37.14)$$

Para uma mistura de gases ideais:

$$S_2 - S_1 = \sum_{i=1}^N m_i \left[c_{p_i} \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right)_i - R_i \ln \left(\frac{P_2}{P_1} \right)_i \right] \quad (37.15)$$

$$S_2 - S_1 = \sum_{i=1}^N n_i \left[\bar{c}_{p_i} \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right)_i - \bar{R}_i \ln \left(\frac{P_2}{P_1} \right)_i \right] \quad (37.16)$$

37.6 Exercício: sistema fechado

Um tanque rígido e bem isolado contém 0,36Kmol de Nitrogênio a 500K e 300KPa e está conectado a um segundo tanque, também rígido e bem isolado, contendo 0,14Kmol de Hidrogênio a 300K e 70KPa. Uma válvula é aberta e os gases se misturam para obter um estado de equilíbrio final. Determine:

1. A temperatura final da mistura
2. Geração de entropia durante a mistura

Tabela 37.1 – Propriedades

Gás	c_p [KJ/Kg.K]	c_v [KJ/Kg.K]	M [Kg/Kmol]
N_2	1,052	0,7551	28,013
H_2	14,45	10,33	2,013

37.6.1 Solução

Para o cálculo da temperatura final de equilíbrio, devemos considerar que os tanques no estado final compreendem um sistema fechado. Aplicando a primeira lei da termodinâmica ao sistema, temos:

$$dE = \delta Q + \delta W$$

- Ambos os tanques são bem isolados, dessa forma $\delta Q = 0$.
- Ambos os tanques são rígidos, dessa forma a variação de volume é nula e consequentemente $\delta W = 0$
- Podemos desprezar os termos de energia cinética e pontencial. Logo: $dE = dU$
- Para gases ideais, temos que: $dU = c_V \cdot dT$
- Vamos identificar o estado final como o estado 2 e o estado inicial como 1.

Assim:

$$dU = 0$$

$$dU_{N_2} + dU_{H_2} = 0$$

A variação de energia será:

- Para o Nitrogênio

$$dU_{N_2} = m_{N_2} \cdot [c_V(T_2 - T_1)]_{N_2}$$

- Para o Hidrogênio

$$dU_{H_2} = m_{H_2} \cdot [c_V(T_2 - T_1)]_{H_2}$$

- Para a mistura

$$dU = 0$$

$$dU_{N_2} + dU_{H_2} = 0$$

As temperaturas iniciais de cada gás são conhecidas. As massas de cada gás podem ser calculadas com o número de mols e suas respectivas massas molares:

$$M = \frac{m}{n}$$

$$m_{N_2} = n_{N_2} \cdot M_{N_2}$$

$$m_{N_2} = 0,36[Kmol] \cdot 28,013[Kg/Kmol]$$

$$m_{N_2} = 10,085[Kg]$$

$$\begin{aligned}
 m_{H_2} &= n_{H_2} \cdot M_{H_2} \\
 m_{H_2} &= 0,14[\text{K mol}] \cdot 2,016[\text{Kg/K mol}] \\
 m_{H_2} &= 0,28224[\text{Kg}]
 \end{aligned}$$

A massa total da mistura será: $m_{mist} = m_{N_2} + m_{H_2} = 10,367[\text{Kg}]$. Da Eq.37.6.1:

$$m_{N_2} \cdot [c_V(T_2 - T_1)]_{N_2} + m_{H_2} \cdot [c_V(T_2 - T_1)]_{H_2} = 0$$

$$T_2 = \frac{m_{N_2} \cdot [c_V \cdot T_1]_{N_2} + m_{H_2} \cdot [c_V \cdot T_1]_{H_2}}{m_{N_2} \cdot c_V|_{N_2} + m_{H_2} \cdot c_V|_{H_2}}$$

$$\begin{aligned}
 T_2 &= \frac{10,08468[\text{Kg}] \cdot 0,7551[\text{KJ/Kg.K}] \cdot 500[\text{K}] + 2,156[\text{Kg}] \cdot 19,33[\text{KJ/Kg.K}] \cdot 300[\text{K}]}{10,08468[\text{Kg}] \cdot 0,7551[\text{KJ/Kg.K}] + 2,156[\text{Kg}] \cdot 19,33[\text{KJ/Kg.K}]} \\
 T_2 &= 444,63[\text{K}]
 \end{aligned}$$

Para o cálculo da geração de entropia, temos que:

$$dS = \int \frac{\delta Q}{T} + \sigma \quad (37.17)$$

Como os tanques são adiabáticos:

$$\begin{aligned}
 \sigma &= dS \\
 \sigma &= m_{N_2} \left[c_P \cdot \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) - R \cdot \ln\left(\frac{P_2}{P_1}\right) \right]_{N_2} + m_{H_2} \left[c_P \cdot \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) - R \cdot \ln\left(\frac{P_2}{P_1}\right) \right]_{H_2}
 \end{aligned}$$

As temperaturas iniciais e as pressões iniciais de cada um dos gases são conhecidas. Um ponto importante é a pressão final P_2 de cada um dos gases na mistura. Devemos considerar as pressões parciais, com base na pressão total e nas frações molares y_i . As frações molares são:

- Para Nitrogênio

$$\begin{aligned}
 y_{N_2} &= \frac{0,36}{0,36 + 0,14} \\
 y_{N_2} &= 0,72
 \end{aligned}$$

- Para Hidrogênio

$$y_{H_2} = \frac{0,14}{0,36 + 0,14}$$

$$y_{H_2} = 0,28$$

A pressão final da mistura pode ser calculada com a equação dos gases ideais:

$$P_{mist} \cdot V_{mist} = n_{mist} \cdot \bar{R} \cdot T_{mist}$$

O volume total V_{mist} é a somatória do volume de cada tanque.

- Da equação dos gases ideais:

$$V = \frac{n \cdot \bar{R} \cdot T}{P}$$

- Para o tanque de Nitrogênio

$$V_{N_2} = \frac{0,36[Kmol] \cdot 8314[J/Kmol.K] \cdot 500[K]}{300 \cdot 10^3[Pa]}$$

$$V_{N_2} = 4,9884[m^3]$$

- Para o tanque de Hidrogênio

$$V_{H_2} = \frac{0,14[Kmol] \cdot 8314[J/Kmol.K] \cdot 300[K]}{70 \cdot 10^3[Pa]}$$

$$V_{N_2} = 4,9884[m^3]$$

- O volume total é $V = 9,9768[m^3]$
- A pressão final da mistura é:

$$P_{mist} = \frac{n_{mist} \cdot \bar{R} \cdot T_{mist}}{V_{mist}}$$

$$P_{mist} = \frac{0,5[Kmol] \cdot 8314[J/Kmol.K] \cdot 444,63[K]}{9,9768[m^3]}$$

$$P_{mist} = 185,26[KPa]$$

- A pressão parcial do Nitrogênio na mistura final será:

$$P_{N_2}|_{mist} = 0,72 \cdot 185,2625[KPa] = 133,39[KPa]$$

- A pressão parcial do Hidrogênio na mistura final será:

$$P_{H_2}|_{mist} = 0,28 \cdot 185,2625[KPa] = 51,873[KPa]$$

- A geração de entropia será:

$$\sigma = 10,0[\text{Kg}] \cdot \left[1,052 \left[\frac{\text{KJ}}{\text{Kg.K}} \right] \cdot \ln \left(\frac{444,63}{500} \right) - \frac{8,314 \left[\frac{\text{KJ}}{\text{Kmol.K}} \right]}{28,013 \left[\frac{\text{Kg}}{\text{Kmol}} \right]} \cdot \ln \left(\frac{133,39}{300} \right) \right]$$

$$+ 0,28224[\text{Kg}] \cdot \left[14,45 \left[\frac{\text{KJ}}{\text{Kg.K}} \right] \cdot \ln \left(\frac{444,63}{500} \right) - \frac{8,314 \left[\frac{\text{KJ}}{\text{Kmol.K}} \right]}{2,016 \left[\frac{\text{Kg}}{\text{Kmol}} \right]} \cdot \ln \left(\frac{51,873}{70} \right) \right]$$

$$\sigma = 3,1347[\text{KJ/K}]$$

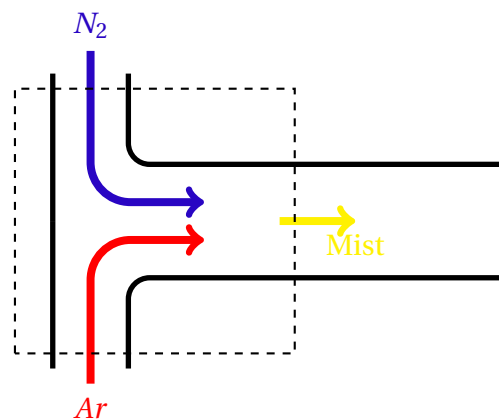
37.7 Exercício: sistema aberto

Nitrogênio a 40[°C], 200[KPa] e vazão de 60 m³/min entra numa câmara de mistura bem isolada e mistura com Argônio entrando a 110[°C], 200KPa e 20[m³/min]. A mistura sai a 200[KPa]. Determine:

1. A temperatura final da mistura
2. A taxa de produção de entropia na mistura

Tabela 37.2 – Propriedades

Gás	c_p [KJ/Kg.K]	c_v [KJ/Kg.K]	M [Kg/Kmol]
N ₂	1,052	0,7551	28,013
Ar	0,52	0,312	39,948



37.7.1 Solução

- Balanço de massa

Considerando que não há reação entre os gases, a taxa mássica da mistura \dot{m}_{mist} será a soma das taxas mássicas de cada um dos gases:

$$\dot{m}_{mist} = \dot{m}_{Ar} + \dot{m}_{N_2}$$

A taxa mássica pode ser calculada por:

$$\dot{m} = \rho \cdot (A \cdot V)$$

Sendo o termo $(A \cdot V)$ a vazão volumétrica já fornecida. A massa específica de cada um dos gases pode ser determinada pela equação dos gases ideais:

$$P = \rho \cdot R \cdot T$$

$$\rho = \frac{P}{R \cdot T}$$

sendo:

$$R_{N_2} = \frac{8,314[KJ/Kg \cdot K]}{28,013[Kg/Kmol]} = 0,29679 \left[\frac{KJ}{Kg \cdot K} \right]$$

e

$$R_{Ar} = \frac{8,314[KJ/Kg \cdot K]}{39,948[Kg/Kmol]} = 0,20812 \left[\frac{KJ}{Kg \cdot K} \right]$$

Logo:

$$\rho_{N_2} = \frac{P_{N_2}}{R_{N_2} \cdot T_{N_2}}$$

$$\rho_{N_2} = \frac{200[KPa]}{0,29679 \cdot (40 + 273,16)}$$

$$\rho_{N_2} = 2,1519[Kg/m^3]$$

$$\rho_{Ar} = \frac{200[KPa]}{0,20812 \cdot (110 + 273,16)}$$

$$\rho_{Ar} = 2,5080[Kg/m^3]$$

As taxas mássicas serão:

$$\dot{m}_{N_2} = 2,1519 \cdot \frac{60[Kg]}{60[s]} = 2,1519[Kg/s]$$

$$\dot{m}_{Ar} = 2,5080 \cdot \frac{20[Kg]}{60[s]} = 0,83601[Kg/s]$$

A taxa mássica da mistura será $\dot{m}_{mist} = \dot{m}_{N_2} + \dot{m}_{ar} = 2.9879[Kg/s]$

- Balanço de energia

Aplicando a primeira lei ao sistema aberto, considerando que não há troca de calor, não há realização de trabalho e desprezando os termos de variações de energias cinética e potencial, têm-se:

$$dE = \delta Q + \delta W$$

$$dH = 0$$

$$dH_{N_2} + dH_{Ar} = 0$$

$$\dot{m}_{N_2} \cdot c_{p|N_2} (T_{mist} - T_{N_2}) + \dot{m}_{Ar} \cdot c_{p|Ar} (T_{mist} - T_{Ar}) = 0$$

$$T_{mist} = \frac{\dot{m}_{N_2} \cdot c_{p|N_2} \cdot T_{N_2} + \dot{m}_{Ar} \cdot c_{p|Ar} \cdot T_{Ar}}{\dot{m}_{N_2} \cdot c_{p|N_2} + \dot{m}_{Ar} \cdot c_{p|Ar}}$$

$$T_{mist} = 324,44[K]$$

- Taxa de produção de entropia será dada por:

$$\dot{\sigma} = \dot{m}_{N_2} \cdot \Delta s_{N_2} + \dot{m}_{Ar} \cdot \Delta s_{Ar}$$

E as variações de entropia são:

$$\Delta s = c_p \cdot \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) - R \cdot \ln\left(\frac{P_2}{P_1}\right)$$

sendo T_1 e P_1 a temperatura e pressão iniciais e T_2 , P_2 temperatura e pressão finais.

A pressão final de cada gás na mistura final deve ser calculada com base no conceito das pressões parciais. A taxa molar de cada um dos gases pode ser calculada pela sua taxa mássica e a massa molar:

$$\dot{n} = \frac{\dot{m}}{M}$$

$$\dot{n}_{N_2} = \frac{2,1519}{28,013} = 0,0768[Kmols/s]$$

$$\dot{n}_{Ar} = \frac{0,83601}{39,948} = 0,0209[Kmols/s]$$

A taxa molar da mistura será: $\dot{n}_{mist} = 0,0977[Kmols/s]$

As frações molares são:

$$y_{N_2} = \frac{0,0768}{0,0977} = 0,786$$

$$y_{Ar} = \frac{0,0209}{0,0977} = 0,214$$

E as pressões parciais na mistura são:

$$P_{N_2} = 0,786.200[KPa] = 157,216[KPa]$$

$$P_{Ar} = 0,214.200[KPa] = 42,784[KPa]$$

Logo, as variações de entropia são:

Para o Nitrogênio:

$$2,1519 \left[1,052 \cdot \ln \left(\frac{324,4}{313,16} \right) - 0,29679 \cdot \ln \left(\frac{157,216}{200} \right) \right] = 0,2335[KW/K]$$

Para o Argônio:

$$0,83601 \left[0,52 \cdot \ln \left(\frac{324,4}{383,16} \right) - 0,20812 \cdot \ln \left(\frac{42,784}{200} \right) \right] = 0,2344[KW/K]$$

E a taxa de produção de entropia total será $0,2335 + 0,2344 = 0,4679[KW/K]$

Psicrometria

38.1 Objetivos do Capítulo

- Neste capítulo serão apresentados conceitos fundamentais da Psicrometria para o dimensionamento de sistemas de refrigeração, entre eles: temperaturas de bulbo seco, de bulbo úmido e de orvalho; umidade relativa; umidade absoluta;

Ao final deste capítulo, o aluno deve ser capaz de:

1. Entender e diferenciar temperaturas de bulbo seco, bulbo úmido e de orvalho
2. Explicar o que é umidade relativa e umidade absoluta
3. Calcular a pressão de vapor em uma mistura de ar+vapor

38.2 Ar seco, Ar saturado e Ar úmido

- Ar seco: não contém água
- Ar saturado: contém a maior quantidade possível de água. Sua pressão será a pressão de saturação da água para a dada temperatura
- Ar úmido: intermediário entre ar seco e saturado. Sua pressão será uma fração da pressão do ar saturado.

38.3 Umidade relativa ϕ

À razão entre o número de mols de água no ar e o número máximo possível de mols de água no ar, chamamos de umidade relativa:

$$\phi = \frac{y_{H_2O}}{y_{max}} \quad (38.1)$$

a fração molar máxima será a de condição de água saturada. Assim: $y_{max} = y_{sat}$

Como, pelo modelo de pressões parciais (Eq. 36.28), $y_i = \frac{P_i}{P}$, temos:

$$\phi = \frac{\frac{P_{H2O}}{P}}{\frac{P_{sat}}{P}} = \frac{P_{H2O}}{P_{sat}} = \frac{\text{pressão parcial do vapor de água}}{\text{pressão de saturação de água pura a mesma temperatura}} \quad (38.2)$$

38.4 Umidade absoluta ω

A umidade absoluta ω é a razão entre a massa de água e a massa de ar seco.

$$\omega = \frac{m_{\text{vapor de água}}}{m_{\text{ar seco}}} \quad (38.3)$$

Para a determinação da umidade absoluta, faz-se uso da equação dos gases ideais. Em aplicações usuais de ar condicionado, tanto o ar quanto o vapor de água podem ser admitidos como gases ideais perfeitos.

Para vapor vamos utilizar o subíndice V e para o ar seco o subíndice As :

$$P_V \cdot V_V = m_V R_V T_V \rightarrow m_V = \frac{P_V V_V}{R_V T_V} \quad (38.4)$$

$$P_{As} V_{As} = m_{As} R_{As} T_{As} \rightarrow m_{As} = \frac{P_{As} V_{As}}{R_{As} T_{As}} \quad (38.5)$$

Logo:

$$\omega = \frac{m_V}{m_{As}} = \frac{\frac{P_V V_V}{R_V T_V}}{\frac{P_{As} V_{As}}{R_{As} T_{As}}} \quad (38.6)$$

Fazendo uso do modelo de Dalton das pressões parciais:

- o volume de cada componente é o volume total da mistura

$$V_V = V_{As} = V$$

- a temperatura de cada componente é a temperatura da mistura

$$T_V = T_{As} = T.$$

Assim:

$$\omega = \frac{m_V}{m_{As}} = \frac{\frac{P_V V}{R_V T}}{\frac{P_{As} V}{R_{As} T}} \rightarrow \frac{P_V}{R_V} \rightarrow \frac{R_{As}}{R_V} \frac{P_V}{P_{As}} \quad (38.7)$$

sendo:

- $R_{As} = 287 [J/Kg.K]$: a constante de gás do ar seco
- $R_V = 461,5 [J/Kg.K]$: a constante de gás do vapor

- $P = P_V + P_{As}$: a pressão atmosférica (barométrica)

$$\omega = 0,622 \frac{P_V}{P_{As}} = 0,622 \frac{P_V}{P - P_V} \quad (38.8)$$

38.5 Temperaturas de bulbo seco e temperatura de orvalho

- Temperatura de bulbo seco é a que o termômetro convencional nos apresenta.
- Temperatura de orvalho é a temperatura que o vapor de água presente no ar irá condensar. É a temperatura de saturação para a pressão que o vapor de água se encontra.

38.6 Exercício: determinação das propriedades num processo de resfriamento

Ar úmido está a 100KPa, 30°C, e 84% de umidade relativa. O ar é resfriado à pressão constante. Calcule:

1. A pressão de vapor na mistura
2. a temperatura de orvalho
3. a pressão de ar seco na mistura
4. a razão de umidade
5. a massa de vapor de água em uma sala de $1m^3$

Solução:

- Item 1

$$\phi = \frac{P_V}{P_{sat}} = 84\% \quad (38.9)$$

Logo:

$$P_V = \phi \cdot P_{sat} \quad (38.10)$$

Das tabelas termodinamicas, para $T = 30\text{°C}$ a pressão de saturação para a água é de 4,246KPa. Logo:

$$P_V = 0,84 \cdot 4,246[\text{KPa}] = 3,567[\text{KPa}] \quad (38.11)$$

Isso significa que, para 100KPa, 30°C e umidade relativa de 84%, o vapor de água está à pressão de 3,567[KPa].

- Item 2

Das tabelas termodinâmicas, a temperatura de saturação para essa pressão é de:

P[KPa]	T[°C]
3	24,08
3,567	T_o
4	28,96

Fazendo a interpolação: $T_o = 26,85\text{[C]}$

- Item 3

$$P = P_{As} + P_V \rightarrow 100[\text{KPa}] = P_{As} + 3,567[\text{KPa}] \rightarrow P_{As} = 100 - 3,567 = 96,433[\text{KPa}] \quad (38.12)$$

- Item 4

$$\omega = 0,622 \frac{P_V}{P_{As}} = 0,622 \frac{3,567}{96,433} = 0,02307[\text{Kg}_V/\text{Kg}_{As}] \quad (38.13)$$

A razão de umidade indica que, para cada 1 Kg de ar seco, há 0,02307[Kg] de água no estado vapor.

- Item 5

Da equação dos gases ideais:

$$P_V V_V = m_V R_V T_V \rightarrow m_V = \frac{P_V V_V}{R_V T_V} \quad (38.14)$$

- $P_V = 3,567[\text{KPa}]$
- $V_V = 1\text{m}^3$
- $R = \bar{R}/M = 8314[\text{J}/\text{Kg}\cdot\text{K}]/18,02[\text{Kg}/\text{Kmol}]$
- $T = 30\text{°C} = 303,15[\text{K}]$

Logo:

$$m_V = \frac{3,567 \times 10^3 [\text{Pa}] 1 [\text{m}^3]}{\frac{8314 [\text{J}/\text{Kg}\cdot\text{K}]}{18,02 [\text{Kg}/\text{Kmol}]} 303,15 [\text{K}]} = 0,0255 [\text{Kg}] \quad (38.15)$$

Forma alternativa para determinar a massa de vapor, à partir da massa de ar seco:

$$m_{As} = \frac{P_{As} V}{R_{As} T} = \frac{96,433 [\text{KPa}] 1 [\text{m}^3]}{0,287 [\text{KJ}/\text{Kg}\cdot\text{K}] (30 + 273,15) [\text{K}]} = 1,1084 [\text{Kg}_{As}] \quad (38.16)$$

$$\text{Logo: } \omega = \frac{m_V}{m_{As}} \rightarrow m_V = 0,02307 \cdot 1,1084 = 0,0255 [\text{Kg}]$$

38.7 Determinação da quantidade de água que irá condensar num processo de resfriamento.

Ar úmido está a 100KPa, 30°C, umidade relativa de 84%. O ar é resfriado à pressão constante. Determine a umidade relativa, temperatura de orvalho e razão de umidade se o ar é resfriado em 1 grau.

Solução:

- Para $T = 30\text{°C}$ a pressão de saturação da água é de 4,246[KPa]. Logo:

$$\phi = \frac{P_V}{P_{sat}} \rightarrow P_V = 0,84 \cdot 4,246 = 3,56664[\text{KPa}] \quad (38.17)$$

Dessa forma, o vapor de água está à pressão de $P = 3,56664[\text{KPa}]$. Para essa pressão, a temperatura de saturação é de:

P[KPa]	T[°C]
3	24,08
3,56664	T_o
4	28,96

Fazendo a interpolação, $T_o = 26,84[\text{°C}]$

A pressão do ar seco é: $P_{As} = P - P_V = 100 - 3,56664 = 96,43336[\text{KPa}]$

A razão de umidade (ou umidade absoluta) é:

$$\omega = 0,622 \frac{P_V}{P_{As}} = 0,622 \frac{3,56664}{100 - 3,56664} = 0,023[\text{Kg}_V/\text{Kg}_{As}] \quad (38.18)$$

- Para $T = 29\text{°C}$ a pressão de saturação da água é:

T[°C]	P[KPa]
25	3,169
29	P_{sat}
30	4,246

Fazendo a interpolação, $P_{sat} = 4,0306[\text{KPa}]$.

A pressão do vapor não mudou, mas a pressão de saturação sim, o que irá ocasionar uma mudança na umidade relativa:

$$\phi = \frac{P_V}{P_{sat}} = \frac{3,56664}{4,0306} = 88,49\% \quad (38.19)$$

Como a pressão do vapor nem a atmosférica mudaram, a pressão de ar seco também não muda. A razão de umidade não sofre variação:

$$\omega = 0,622 \frac{P_V}{P_{As}} = 0,622 \frac{3,56664}{100 - 3,56664} = 0,023 [Kg_V / Kg_{As}] \quad (38.20)$$

Calculamos que a temperatura de orvalho é de $T_o = 26,84[^\circ C]$. O que ocorre se quisermos diminuir a temperatura para um valor menor do que esse? Para reduzir para $T = 25[^\circ C]$, por exemplo:

Primeiro obtemos a pressão de saturação:

P[KPa]	T[°C]
3	24,08
P_{sat}	25
4	28,96

Fazendo a interpolação, $P_{sat} = 3,1885[KPa]$.

Nesse caso, parte da água no estado vapor irá condensar, uma vez que a temperatura final é menor do que a temperatura de orvalho. Precisamos determinar, para a temperatura desejada, quanto de água irá condensar. Para tal, adotamos o seguinte procedimento:

1. Encontre a pressão de vapor para a máxima quantidade de água possível no ar.

Esta condição ocorrerá para o caso de ar saturado, em que a umidade relativa é de $\phi = 100\%$. Assim, a pressão de vapor de água será a própria pressão de saturação na temperatura desejada. Para $T = 25^\circ C$ a pressão de saturação é $P_{sat} = 3,1885[KPa]$.

2. Para essa pressão de vapor, determine a pressão do ar seco

$$P = P_V + P_{sat}. \text{ Logo: } P_{As} = P - P_V = 100 - 3,1885 = 96,811[KPa]$$

3. Determine a umidade absoluta

$$\omega = 0,622 \frac{P_V}{P_{As}} = 0,622 \frac{3,1885}{96,811} = 0,02049 [Kg_V / Kg_{As}]$$

4. Determine a quantidade de água que irá condensar.

Observamos que, inicialmente, a umidade absoluta era de $\omega = 0,023$. Dessa forma, a quantidade de água que passou para o estado líquido será: $\omega_{inicial} - \omega_{final} = 0,023 - 0,02049 = 0,00251 [Kg_V / Kg_{As}]$.

38.8 Energia Interna e Entalpia para o vapor de água

Observamos que para as situações práticas, a pressão do vapor de água na atmosfera é muito baixa. Por exemplo, para pressão atmosférica ($P = 101,325[KPa]$) e temperatura ambiente de $T = 30^\circ C$, a pressão de saturação é de $P_{sat} = 4,246[KPa]$. Essa é a máxima pressão que a água na atmosfera estará sujeita, para o caso de ar saturado ($\phi = 100\%$).

- A energia interna para vapor de água superaquecido à baixas pressões é muito próxima da energia interna de vapor saturado para a dada temperatura.
- A entalpia para vapor de água superaquecido à baixas pressões é muito próxima da entalpia de vapor saturado para a dada temperatura.

Ver diagramas $P - h$ ou Diagrama de Mollier

- Para líquido comprimido, as propriedades do fluido podem ser aproximadas pelas propriedades de líquido saturado à temperatura avaliada
No caso, a entalpia do líquido pode ser aproximada pela entalpia de líquido saturado na temperatura desejada

38.9 Cálculo das energias

Para ar úmido com umidade relativa de 70%, temperatura de 30°C, pressão atmosférica de 100KPa, determine a energia interna e entalpia.

38.9.1 Cálculo pela tabela

Pela tabela para a temperatura $T = 30^{\circ}\text{C}$, temos:

$$u_V = 2416,58[\text{KJ}/\text{Kg}]; h_V = 2556,25[\text{KJ}/\text{Kg}]$$

38.9.2 Cálculo pela aproximação de gás ideal

- $R_{\text{agua}} = 0,4615[\text{KJ}/\text{Kg.K}]$
- 1) Determinar o calor específico

Para água:

$$c_{p0} = C_0 + C_1\theta + C_2\theta^2 + C_3\theta^3 \quad (38.21)$$

sendo:

θ	C_0	C_1	C_2	C_3
$\frac{T[\text{K}]}{1000}$	1,79	0,107	0,586	-0,20

Logo: $c_P = 1,9241$

$$R = c_P - c_V \rightarrow c_V = c_P - R = 1,9241 - 0,4615 = 1,4627 \quad (38.22)$$

- $h = c_P.T = 1,9241(30 + 273,15) = 583,29[\text{KJ}/\text{Kg}]$
- $u = c_V.T = 1,4627(30 + 273,15) = 443,42[\text{KJ}/\text{Kg}]$

Observamos que o valor absoluto é diferente. Isso ocorre pois os valores dependem da referência da tabela. A variação da propriedade é que importa nos processos termodinâmicos.

38.9.3 Variação de energia interna e entalpia de 5[žC] para 50[žC]

- Pela tabela de água saturada

T	u_V	h_V
5	2382,24	2510,54
50	2443,47	2592,06
Variação	61,23	81,52

- Pelo calor específico calculado para gás ideal

$$R = 0,4615[KJ/Kg.K]:$$

$$c_{Po} = C_o + C_1\theta + C_2\theta^2 + C_3\theta^3 \quad (38.23)$$

sendo:

θ	C_o	C_1	C_2	C_3
$T[K]/1000$	1,79	0,107	0,586	-0,2

$T[žC]$	$T[K]$	θ	c_p	$c_V = c_p - R$
5	278.15	0.27815	1.86079540987133	1.39929540987133
10	283.15	0.28315	1.86273871935383	1.40123871935383
15	288.15	0.28815	1.86470283433633	1.40320283433633
20	293.15	0.29315	1.86668760481883	1.40518760481883
25	298.15	0.29815	1.86869288080133	1.40719288080133
30	303.15	0.30315	1.87071851228383	1.40921851228383
35	308.15	0.30815	1.87276434926632	1.41126434926632
40	313.15	0.31315	1.87483024174883	1.41333024174883
45	318.15	0.31815	1.87691603973133	1.41541603973133
50	323.15	0.32315	1.87902159321383	1.41752159321383
55	328.15	0.32815	1.88114675219633	1.41964675219633
60	333.15	0.33315	1.88329136667883	1.42179136667883
65	338.15	0.33815	1.88545528666133	1.42395528666133
70	343.15	0.34315	1.88763836214383	1.42613836214382
75	348.15	0.34815	1.88984044312632	1.42834044312632
80	353.15	0.35315	1.89206137960882	1.43056137960882
85	358.15	0.35815	1.89430102159133	1.43280102159133
90	363.15	0.36315	1.89655921907383	1.43505921907383
		media	1.87823122313924	1.41673122313924

Calor específico	du	dh
Médio (de 5 a 90°C)	63,75	84,52
Médio (de 5 a 55°C)	63,42	84,19
Avaliado na temperatura	68,86	89,63

Pela tabela de gases ideais, sendo $5[^\circ\text{C}]=278,15[\text{K}]$ e $50[^\circ\text{C}]=323,15[\text{K}]$:

T[K]	$u[\text{KJ}/\text{Kg}]$	$h[\text{KJ}/\text{Kg}]$
250	345,98	461,36
278,15		
300	415,87	554,32
323,15		
350	486,37	647,9

Interpolando:

T[K]	$u[\text{KJ}/\text{Kg}]$	$h[\text{KJ}/\text{Kg}]$
278,15	385,33	513,69
323,15	448,52	597,65
variação	63,19	83,96

Comparação dos resultados:

	Método	$du[\text{KJ}/\text{Kg}]$	$dh[\text{KJ}/\text{Kg}]$
1	Tabela vapor	61,23	81,52
2	Gas ideal (calor específico médio entre 5 e 90°C)	63,75	84,52
3	Gas ideal (calor específico médio entre 5 e 55°C)	63,42	84,19
4	Gás ideal (calor específico avaliado na temperatura)	68,86	89,63
5	Tabela gás	63,19	83,96
	Diferença máxima	7,67	8,13
	Diferença máxima (desprezando 4)	2,52	3

Para uma sala de 100m^3 a $T = 300[\text{K}]$ e $\phi = 70\%$, a massa de água na sala será:

Para $T = 300[\text{K}]$ a pressão de saturação é: $3,56749$. Logo:

$$P_V = \phi \cdot P_{sat} = 2,4972[\text{KPa}] \quad (38.24)$$

A pressão de ar seco é: $P_{As} = 100 - 2,4972 = 97,50[\text{KPa}]$

A umidade absoluta é:

$$\omega = 0,622 \frac{P_V}{P_{As}} = 0,622 \frac{2,4972}{97,50} = 0,0159[\text{Kg}_V/\text{Kg}_{As}] \quad (38.25)$$

A massa de água no ambiente será: $m_{vapor} = \omega \cdot m_{As} = 0,0159 \cdot m_{As}$

A massa de ar é calculada pela equação dos gases ideais:

$$PV = mRT \rightarrow m_{As} = \frac{100[\text{KPa}] \cdot V[\text{m}^3]}{0,287[\text{KJ}/\text{Kg} \cdot \text{K}] 300[\text{K}]} = 1,1614V[\text{Kg}_{As}] \quad (38.26)$$

			Dif. valor	Dif. valor
Volume da sala [m^3]	Massa de ar seco [Kg]	Massa de vapor [Kg]	U [KJ]	H [KJ]
100	116,144	1,847	4,65	5,54
1000	1161,44	18,47	46,5	55,4

Carga térmica para um sistema fechado

39.1 Objetivos do Capítulo

- Neste capítulo será calculada a quantidade de calor a ser removida num processo de resfriamento de m sistema fechado

Ao final deste capítulo, o aluno deve ser capaz de:

1. Modelar o processo de refrigeração em um sistema fechado
2. Calcular a variação d energia interna em um sistema fechado
3. Calcular a carga térmica para um sistema fechado

39.2 Determinação da quantidade de calor a ser removida no resfriamento de um sistema fechado

Ar a 40°C , 100KPa , umidade relativa de 75% está contido em um tanque rígido fechado de $2,5\text{m}^3$. O tanque é resfriado. Determine:

1. A transferência de calor, em KJ, para que a temperatura final do tanque seja de 35°C .
2. A transferência de calor, em KJ, para que a temperatura final do tanque seja de 30°C

Solução:

- Item 1
- Considerações

Sistema fechado: cálculo da energia interna

Ar tratado como gás ideal com calores específicos constantes

T_f : temperatura final

T_i : temperatura inicial

$M_{As} = 28,97[KJ/Kmol.K]$, logo $R_{As} = 0,287[KJ/Kg.K]$

$M_V = 18,015[KJ/Kmol.K]$, logo $R_V = 0,4615[KJ/Kg.K]$;

Para o ar $c_v = 0,717[KJ/Kg.K]$

- Determinação das pressões parciais

Vamos determinar as pressões parciais do ar seco e do vapor de água

Para o vapor de água:

$$\phi = \frac{P_v}{P_{sat}} \quad (39.1)$$

Para $T = 40\text{°C} \rightarrow P_{sat} = 7,384[KPa]$. Logo:

$$P_v = \phi \cdot P_{sat} = 0,75 \cdot 7,384 = 5,538[KPa] \quad (39.2)$$

Para o ar seco:

$$P = P_{As} + P_V \rightarrow P_{As} = P - P_V = 100 - 5,538 = 94,462[KPa] \quad (39.3)$$

- Determinação das massas de ar seco e de água

Tanto o ar seco quanto a água serão tratados como gases ideais

$$P_{As} V_{As} = m_{As} R_{As} T_i \rightarrow m_{As} = \frac{94,462[KPa] \cdot 2,5[m^3]}{0,287[KJ/Kg.K] \cdot (40 + 273,15)[K]} \quad (39.4)$$

$$m_{As} = 2,63[Kg]$$

$$P_V V_V = m_V R_V T_i \rightarrow m_V = \frac{5,538[KPa] \cdot 2,5[m^3]}{0,4615[KJ/Kg.K] \cdot (40 + 273,15)[K]} \quad (39.5)$$

$$m_V = 0,096[Kg]$$

Forma alternativa para determinar a massa de vapor:

1. Determinar a pressão de saturação para a temperatura inicial

Para $T = 40\text{°C}$ a pressão de saturação é de $P_{sat} = 7,384[KPa]$.

Como $\phi = 75\%$, a pressão de vapor é de $P = 5,538[KPa]$

2. Determinar a pressão do ar seco inicial

$$P_{As} = P - P_V = 100 - 5,538 = 94,462[KPa]$$

3. Determinar a umidade absoluta inicial

$$\omega = 0,622 \frac{P_V}{P_{As}} = 0,0364[Kg_V/Kg_{As}]$$

Para 2,63Kg de ar seco, a massa de vapor será:

$$m_V = 0,0364[Kg_V/Kg_{As}].2,63[Kg_{As}] = 0,096[Kg_V]$$

- Cálculo da quantidade de calor
Balanço de energia no sistema

$$dU = \delta Q + \delta W \quad (39.6)$$

O sistema não realiza trabalho, portanto a quantidade de calor será a variação de energia interna do sistema. Essa variação será equivalente à variação no ar mais a variação na água. Assim:

$$Q_T = dU_{As} + dU_V \quad (39.7)$$

Sendo:

- dU_{As} a variação de energia no ar seco;
- dU_V a variação de energia no vapor de água;
- Q_T : a quantidade total de calor;

Para o ar:

$$dU_{As} = m_{As}.c_V(T_f - T_i) \quad (39.8)$$

$$dU_{As} = 2,63[Kg].0,717(35 - 40)[K] \rightarrow dU_{As} = -9,43[KJ]$$

Para a água:

- $u_i = u_V(T = 40^\circ C) = 2430,11[KJ/Kg]$
- $u_f = u_V(T = 35^\circ C) = 2423,36[KJ/Kg]$

$$dU_V = m_V.(u_f - u_i) \quad (39.9)$$

$$dU_V = 0,096(2423,36 - 2430,11) = -0,65[KJ]$$

Logo:

$$dU_T = dU_{As} + dU_V = -9,43 - 0,65 \quad (39.10)$$

$$Q_T = -10,08[KJ] \quad (39.11)$$

- forma alternativa para o cálculo da variação de energia no vapor

Se estamos considerando a água como gás ideal para as condições de pressão e temperatura, podemos obter a variação de energia interna como $du = c_V dT$. Para o calor específico, temos que:

$$c_{P0} = C_0 + C_1\theta + C_2\theta^2 + C_3\theta^3 [KJ/Kg.K] \quad (39.12)$$

sendo: $\theta = T[K]/1000$

Água	C_0	C_1	C_2	C_3	Intervalo [K]
	1,79	0,107	0,586	-0,20	50-1200

Para $R_V = 0,4615[kJ/Kg.K]$ e $c_V = c_P - R$, temos:

T	$c_P[KJ/Kg.K]$	$c_V[KJ/Kg.K]$
40	1,8748	1,4133
35	1,8727	1,4113

- Cálculo com c_V avaliado a $T = 40\text{žC}$:

$$dU_V = m_V c_V (T_f - T_i) = -0,68[KJ]. (-0,65^*)$$

$$Q_T = -10,11[KJ] (-10,08^*)$$

- Cálculo com c_V avaliado a $T_i = 40\text{žC}$ e $T_f = 35\text{žC}$:

$$dU_V = m_V c_V T_f - c_V T_i = 434,88 - 442,58 = -0,739[KJ] (-0,65^*)$$

$$Q_T = -10,17[KJ] (-10,08^*)$$

* valor com dados da tabela de vapor

- Item 2

Para esse caso, observamos que a temperatura final será menor do que a temperatura de orvalho. Isso significa que parte do vapor de água irá condensar.

Para o ar, o processo de cálculo não muda. A quantidade de calor a ser extraída será:

$$Q_{As} = dU_{As} = m_{As} c_V \cdot dT = 2,63[Kg] \cdot 0,717(30 - 40)[K] = -18,86[KJ] \quad (39.13)$$

No caso, a quantidade de calor a ser extraída duplicou, de $9,43[KJ]$ para $18,96[KJ]$.

Já para o vapor de água, precisamos determinar a quantidade de água que irá condensar. O ar se encontra no estado saturado.

- Determinar a pressão de saturação para a temperatura final desejada

Para $T = 30\text{žC}$ a pressão de saturação é de $P_{sat} = 4,246[KPa]$. A pressão de vapor é a própria pressão de saturação.

- Determinar a pressão do ar seco

$$P_{As} = P - P_V = 100 - 4,246 = 95,754[KPa]$$

- Determinar a umidade absoluta final

$$\omega = 0,622 \frac{P_V}{P_{As}} = 0,028[Kg_V/Kg_{As}]$$

- Determinar a massa final de vapor:

$$m_V = m_{As} * \omega_f = 2,63 [Kg_V / Kg_{As}] * 0,028 = 0,07364 [Kg_V]$$

- Determinar a quantidade de água que condensará (m_{liq}):

$$\text{Total: } m_{liq} = m_{Vi} - m_{Vf} = 0,02236 [Kg_V]$$

Para determinar a quantidade de calor a ser removida da água, devemos considerar que:

- parte da água termina no estado de vapor: sua energia interna será calculada pela energia de vapor saturado
- parte irá condensar, terminando como líquido: sua energia interna será calculada pela energia de líquido saturado

Assim:

$$Q_V = m_V(u_{V30} - u_{V40}) + m_{liq}(u_{l30} - u_{V40}) \quad (39.14)$$

sendo:

- u_{V30} : energia interna de vapor saturado a 30°C
 $u_V(T = 30^\circ C) = 2416,58 [KJ/Kg]$
- u_{V40} : energia interna de vapor saturado a 40°C
 $u_V(T = 40^\circ C) = 2430,11 [KJ/Kg]$
- u_{l30} : energia interna de líquido saturado a 30°C
 $u_l(T = 30^\circ C) = 125,77 [KJ/Kg]$

Logo:

$$Q_V = 0,07364(2416,58 - 2430,11) + 0,02236(125,77 - 2430,11) = -52,52 [KJ] \quad (39.15)$$

A quantidade de calor total é:

$$Q = Q_V + Q_{As} = -18,86 - 52,52 = -71,38 [KJ] \quad (39.16)$$

Carga térmica para um sistema aberto

Em um sistema de resfriamento, ar úmido na entrada é resfriado, podendo resultar em condensação de parte do vapor de água. Em diversas aplicações o controle da umidade é importante, e pode ser realizada através da adição de água no sistema. A modelagem do problema ocorre através dos balanços de massa e energia.

40.1 Objetivos do Capítulo

- Neste capítulo será calculada a quantidade de calor a ser removida num processo de resfriamento de um sistema aberto.

Ao final deste capítulo, o aluno deve ser capaz de:

1. Modelar o processo de refrigeração em um sistema aberto
2. Calcular a carga térmica para um sistema aberto

40.2 Balanço de massa e energia em um sistema aberto

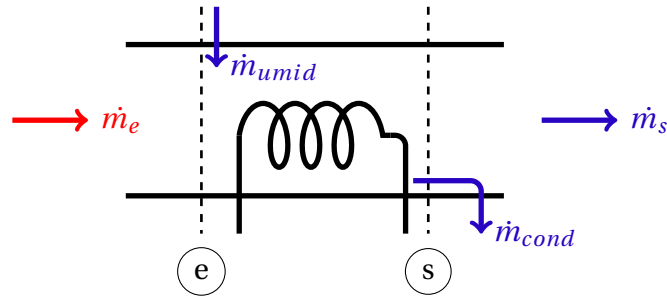


Figura 40.1 – Representação de um sistema de resfriamento com umidificador e saída de líquido condensado. Ar úmido entra no volume de controle e água pode ser adicionada através de um umidificador (\dot{m}_{umid}). A temperatura do ar é reduzida pela serpentina de resfriamento. Se a temperatura de saída for menor do que a temperatura de orvalho, parte do vapor de água irá condensar, saindo na forma de líquido (\dot{m}_{cond})

40.2.1 Balanço de massa para o volume de controle

Antes de realizar o balanço de massa e energia, vamos fazer as seguintes considerações:

1. O escoamento está em regime permanente
2. O vapor de água pode ser tratado como gás ideal, e suas propriedades podem ser aproximadas pelas propriedades de vapor saturado na temperatura avaliada
3. A água que condensa é tratada como líquido comprimido (ou subresfriado) e suas propriedades podem ser aproximadas pelas propriedades de líquido saturado na temperatura avaliada
4. A quantidade de ar seco não varia

Para o balanço de massa em regime permanente, temos:

$$\dot{m}_{ASe} = \dot{m}_{ASs} \quad (40.1)$$

Para o vapor de água, temos que:

$$\dot{m}_{ASe} + \dot{m}_{ve} + \dot{m}_{umid} = \dot{m}_{ASs} + \dot{m}_{vs} + \dot{m}_{cond}$$

sendo:

- \dot{m}_{ve} : a massa de vapor na entrada
- \dot{m}_{vs} : a massa de vapor na saída

Assim:

$$\dot{m}_{ve} + \dot{m}_{umid} = \dot{m}_{vs} + \dot{m}_{cond} \quad (40.2)$$

40.2.2 Balanço de energia para o volume de controle

Da aplicação da primeira lei:

$$dE = \dot{Q} + \dot{W} + \dot{E}_E - \dot{E}_S$$

sendo:

- \dot{E}_E : taxa de energia entrando no volume de controle;
- \dot{E}_S : taxa de energia saindo do volume de controle;
- Para regime permanente: $dE = 0$

O sistema não realiza trabalho, logo $\dot{W} = 0$. As parcelas de energia são: entalpia, energia cinética e potencial:

$$\dot{E} = \dot{H} + \dot{E}_K + \dot{E}_P$$

Desprezando as variações de energia cinética e potencial:

$$\dot{E} = \dot{H}$$

Logo:

$$\begin{aligned} \dot{Q} &= \dot{H}_s - \dot{H}_E \\ \dot{Q} &= \dot{m}_s \cdot h_s + \dot{m}_{cond} \cdot h_{cond} - \dot{m}_e \cdot h_e - \dot{m}_{umid} \cdot h_{umid} \end{aligned}$$

O ar umido na entrada e saída pode ser separado em ar seco e vapor de água. Assim:

$$\dot{Q} = \dot{m}_{vs} \cdot h_{vs} + \dot{m}_{ASs} \cdot h_{ASs} + \dot{m}_{cond} \cdot h_{cond} - \dot{m}_{ve} \cdot h_{ve} - \dot{m}_{ASE} \cdot h_{ASE} - \dot{m}_{umid} \cdot h_{umid}$$

Agrupando os termos:

$$\dot{Q} = \dot{m}_{ASs} \cdot h_{ASs} - \dot{m}_{ASE} \cdot h_{ASE} + \dot{m}_{vs} \cdot h_{vs} - \dot{m}_{ve} \cdot h_{ve} + \dot{m}_{cond} \cdot h_{cond} - \dot{m}_{umid} \cdot h_{umid}$$

Dividindo todos os termos pela taxa mássica de ar seco:

$$\frac{\dot{Q}}{\dot{m}_{AS}} = h_{ASs} - h_{ASE} + \frac{\dot{m}_{vs}}{\dot{m}_{AS}} \cdot h_{vs} - \frac{\dot{m}_{ve}}{\dot{m}_{AS}} \cdot h_{ve} + \frac{\dot{m}_{cond}}{\dot{m}_{AS}} \cdot h_{cond} - \frac{\dot{m}_{umid}}{\dot{m}_{AS}} \cdot h_{umid}$$

sendo:

- $\omega_s = \frac{\dot{m}_{vs}}{\dot{m}_{AS}}$: a umidade absoluta na saída do volume de controle

- $\omega_e = \frac{\dot{m}_{ve}}{\dot{m}_{AS}}$: a umidade absoluta na entrada do volume de controle
- $\omega_e - \omega_s = \frac{\dot{m}_{cond}}{\dot{m}_{AS}}$: a quantidade de água que irá condensar

Caso ocorra condensação, a umidade absoluta na entrada será maior do que a da saída

Logo:

$$\frac{\dot{Q}}{\dot{m}_{AS}} = h_{ASs} - h_{ASe} + \omega_s \cdot h_{vs} - \omega_e \cdot h_{ve} + (\omega_e - \omega_s) \cdot h_{cond} - \frac{\dot{m}_{umid}}{\dot{m}_{AS}} \cdot h_{umid} \quad (40.3)$$

40.3 Determinação da quantidade de calor a ser removida no resfriamento de um sistema aberto

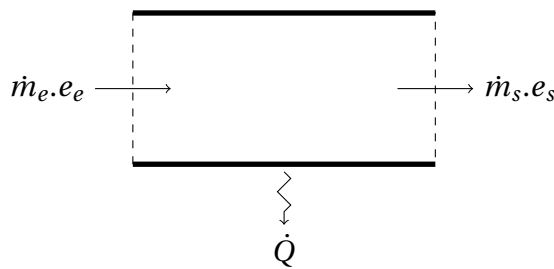
Ar úmido a $T_1 = 35^\circ C$, 1 atm, umidade relativa de 30% entra num trocador de calor operando em regime permanente, com vazão volumétrica de $5[m^3/min]$ e é resfriado à pressão constante até $20[^\circ C]$. Desprezando efeitos cinéticos e potenciais, determine:

- Temperatura de orvalho na entrada
- Umidade relativa na saída
- Taxa de transferência de calor do ar úmido

40.3.1 Solução

O volume de controle é representado, simplificadaamente, pela Fig.40.2

Figura 40.2 – Volume de controle para cálculo



Aplicando o balanço de energia, temos que:

$$\frac{dE}{dt} = \dot{Q} + \dot{W} + \dot{E}_e - \dot{E}_s \quad (40.4)$$

As seguintes considerações podem ser realizadas:

- Regime permanente: $\frac{dE}{dt} = 0$ e $\dot{m}_s = \dot{m}_e = \dot{m}$

- Trabalho nulo: $\dot{W} = 0$
- Desprezando termos de energia cinética e potencial: $e = h$
- 1 atm = 100 KPa
- Para ar seco: $c_p = 1004[J/Kg.K]$; $R = 0,287[KJ/Kg.K]$

Assim:

$$\dot{Q} = \dot{m}(h_s - h_e) \quad (40.5)$$

Para o balanço de massa, separamos o ar úmido na parcela de ar seco e de vapor de água. Não há água sendo adicionada ao sistema, portando:

$$\dot{m}_{ASe} = \dot{m}_{ASs} = \dot{m}_{AS} \quad (40.6)$$

e

$$\dot{m}_{ASe} + \dot{m}_{Ve} = \dot{m}_{ASs} + \dot{m}_{Vs} + \dot{m}_{cond} \quad (40.7)$$

sendo:

- \dot{m}_{ASe} : massa de ar seco na entrada do V.C
- \dot{m}_{ASs} : massa de ar seco na saída do V.C
- \dot{m}_{Ve} : massa de vapor na entrada do V.C
- \dot{m}_{Vs} : massa de vapor na saída do V.C
- \dot{m}_{cond} : massa de água que condensa na saída do V.C

1. Determinação das propriedades termodinâmicas na entrada do V.C:

Para a água, das tabelas termodinâmicas, temos:

T[°C]	P [KPa]	h_L [KJ/Kg]	h_V [KJ/Kg]
35	5,628	146,66	2565,28
20	2,339	83,94	2538,06

Com a umidade relativa fornecida na entrada, é possível calcular as pressões parciais de vapor e do ar seco, a temperatura de orvalho e a umidade absoluta na entrada. Assim:

$$\phi = \frac{P_V}{P} \rightarrow P_V = 0,3.5,628 = 1,6884[KPa] \quad (40.8)$$

Com essa pressão de vapor, a temperatura de saturação (temperatura de orvalho) é:

P [KPa]	T_{sat} [$^{\circ}$ C]
1,2276	10
1,6884	T_{sat}
1,705	15

$$T_{sat} = 14,82[{}^{\circ}\text{C}]$$

A pressão de ar seco é:

$$P_{AS} = 100 - P_V = 100 - 1,6884 = 98,3116 \quad (40.9)$$

E a umidade absoluta:

$$\omega = 0,622 \frac{P_V}{P - P_V} = 0,622 \frac{1,6884}{98,3116} = 1,06822e-2 \quad (40.10)$$

Podemos calcular a taxa mássica de ar seco na entrada através do cálculo da massa específica do ar seco:

$$\rho = \frac{P}{R.T} = \frac{98,3116[\text{KPa}]}{0,287[\text{KJ}/\text{Kg.K}].(35 + 276,16)} = 1,11159[\text{Kg}/\text{m}^3] \quad (40.11)$$

e

$$\dot{m}_{AS} = \rho_{AS} \cdot (A.V) = 1,11159[\text{Kg}/\text{m}^3] \cdot \frac{10\text{m}^3}{60\text{s}} = 0,1853[\text{Kg}/\text{s}] \quad (40.12)$$

A taxa mássica de vapor é:

$$\dot{m}_{Ve} = \omega_e \cdot \dot{m}_{AS} = 0,1853 \cdot 1,06822e-2 = 1,979e-3[\text{Kg}/\text{s}] \quad (40.13)$$

2. Determinação das propriedades termodinâmicas na saída do V.C

A temperatura final (20°C) é maior do que a temperatura de orvalho calculada ($14,82^{\circ}\text{C}$). Dessa forma, não haverá condensação de água. Portanto $\omega_1 = \omega_2$. As pressões do ar seco e do vapor não mudam. Para a umidade relativa na saída, temos:

$$\phi = \frac{P_V}{P_{Sat(20^{\circ}\text{C})}} = \frac{1,6884}{2,339} \quad (40.14)$$

$$\phi_S = 72,18\%$$

E a quantidade de calor removida é:

$$Q = \dot{m}_V(h_{Vs} - h_{Ve}) + \dot{m}_{AS}c_P(T_s - T_e) \quad (40.15)$$

$$Q = 1,979e-3[\text{Kg}/\text{s}](2538,06 - 2565,28)[\text{KJ}/\text{Kg}] + 0,1853[\text{Kg}/\text{s}].1,004[\text{KJ}/\text{Kg.K}](20 - 35)[\text{K}] \quad (40.16)$$

$$Q = -2,84[\text{KW}] \quad (40.17)$$

40.4 Cálculo da carga térmica

Ar umido a 25°C , $101,3[\text{KPa}]$, umidade relativa de 75% escoa através de uma serpentina de resfriamento e sai a 10°C , $101,3[\text{KPa}]$ e umidade relativa de 95%. A vazão volumétrica de ar seco é de $120[\text{m}^3/\text{min}]$. Determine:

- A vazão mássica de ar seco
- A vazão mássica de condensado deixando a serpentina
- A taxa de transferência de calor

40.4.1 Solução

Considerando:

- regime permanente: $\frac{dE}{dt} = 0$
- Ar seco: $R_{AS} = 0,287[\text{KJ}/\text{Kg}\cdot\text{K}]$; $c_p = 1,004[\text{KJ}/\text{Kg}\cdot\text{K}]$
- Vapor: $R_V = 0,4615[\text{KJ}/\text{Kg}\cdot\text{K}]$;

Da tabela de água saturada:

T[$^{\circ}\text{C}$]	P[KPa]	h_L [KJ/Kg]	h_V [KJ/Kg]
25	3,169	104,87	2547,17
10	1,2276	41,99	2519,74

A pressão de vapor na entrada é:

$$\phi = \frac{P_V}{P_{sat}} \rightarrow P_v = 0,75 \cdot 3,169 \rightarrow \boxed{P_V = 2,37675[\text{KPa}]} \quad (40.18)$$

Para essa pressão, a temperatura de orvalho é de:

P[KPa]	T[$^{\circ}\text{C}$]
2,339	20
2,37675	T_{sat}
3,169	25

$$\boxed{T_{sat} = 20,227[^{\circ}\text{C}]}$$

Para a pressão de vapor calculada, obtém-se a umidade absoluta na entrada:

$$\omega_e = 0,622 \cdot \frac{2,37675}{101,3 - 2,37675} \rightarrow \boxed{\omega_e = 0,014944[\text{Kg}_v/\text{Kg}_{AS}]} \quad (40.19)$$

A massa específica do ar seco pode ser calculada pela equação dos gases ideais:

$$\rho_{AS} = \frac{P_{AS}}{R_{AS} \cdot T} = \frac{(101,3 - 2,37675)[\text{KPa}]}{0,287[\text{KJ}/\text{Kg}\cdot\text{K}] \cdot (25 + 273,16)} \rightarrow \rho_{AS} = 1,1560[\text{Kg}/\text{m}^3] \quad (40.20)$$

E a taxa mássica de ar seco é:

$$\dot{m}_{AS} = \rho_{AS} \cdot (A \cdot V) = 1,156[\text{Kg}/\text{m}^3] \cdot 130[\text{m}^3/\text{min}] \rightarrow \boxed{\dot{m}_{AS} = 2,5047[\text{Kg}/\text{s}]} \quad (40.21)$$

A temperatura final é menor do que a temperatura de orvalho, portanto parte do vapor irá condensar. A pressão de vapor para a temperatura de 10°C é:

$$P_{Vs} = \phi_s \cdot P_{sat(10^{\circ}\text{C})} = 0,95 \cdot 1,2276[\text{KPa}] \rightarrow P_v = 1,16622[\text{KPa}] \quad (40.22)$$

A umidade absoluta na saída é, portanto:

$$\omega_s = 0,622 \frac{1,16622}{101,3 - 1,16622} \rightarrow \boxed{\omega_s = 0,007244} \quad (40.23)$$

A quantidade total de água que condensa é:

$$\dot{m}_{cond} = \dot{m}_{AS}(\omega_1 - \omega_2) = 2,5047[\text{Kg}/\text{s}](0,014944 - 0,007244) \rightarrow \boxed{\dot{m}_{cond} = 0,0193[\text{Kg}/\text{s}]} \quad (40.24)$$

A quantidade de calor por taxa mássica de ar seco é:

$$\frac{\dot{Q}}{\dot{m}_{AS}} = c_{pAS}(T_s - T_e) + \omega_s \cdot h_{Vs} - \omega_e \cdot h_{Ve} + (\omega_1 - \omega_2)(h_{Ls}) \quad (40.25)$$

sendo:

- Entalpia de vapor na saída do V.C: $h_{Vs} = 2519,74[\text{KJ}/\text{Kg}]$
- Entalpia de vapor na entrada do V.C: $h_{Ve} = 2547,17[\text{KJ}/\text{Kg}]$
- Entalpia de líquido na saída do V.C: $h_{Ls} = 41,99[\text{KJ}/\text{Kg}]$

Assim:

$$\begin{aligned} \frac{\dot{Q}}{\dot{m}_{AS}} &= 1,004 \left[\frac{\text{KJ}}{\text{Kg} \cdot \text{K}} \right] (10 - 25)[\text{K}] + 0,007244 \cdot (2519,74) \left[\frac{\text{KJ}}{\text{Kg}} \right] - 0,014944 \cdot (2547,17) \left[\frac{\text{KJ}}{\text{Kg}} \right] + \\ &\quad + (0,014944 - 0,007244)(41,99) \left[\frac{\text{KJ}}{\text{Kg}} \right] \\ \frac{\dot{Q}}{\dot{m}_{AS}} &= -15,06 - 19,81 + 0,3233 \\ \frac{\dot{Q}}{\dot{m}_{AS}} &= -34,55[\text{KW}/\text{Kg}] \end{aligned}$$

$$\boxed{\dot{Q} = -86,53[\text{KW}]} \quad (40.26)$$

Referências bibliográficas