

Fig. 7.11 Um exemplo de um processo que se aproxima do processo reversível.

7.4 FATORES QUE TORNAM PROCESSOS IRREVERSÍVEIS

Existem muitos fatores que fazem com que os processos sejam irreversíveis. Quatro desses fatores — atrito, expansão não-resistida, transferência de calor com diferença finita de temperatura e mistura de duas substâncias diferentes — serão considerados nesta seção.

Atrito

É óbvio que o atrito torna um processo irreversível, mas uma breve ilustração pode evidenciar esse fato ainda mais. Sejam um bloco e um plano inclinado constituindo um sistema, como na Fig. 7.12, e considere o bloco sendo puxado para cima no plano inclinado pelos pesos que descem. Uma certa quantidade de trabalho é necessária para fazer isso. Uma parte desse trabalho é requerida para vencer o atrito entre o bloco e o plano, e a outra parte é requerida para aumentar a energia potencial do bloco. O bloco pode ser reconduzido à sua posição inicial pela remoção de alguns pesos, permitindo assim que o bloco deslize para baixo no plano inclinado. Sem dúvida, alguma transferência de calor do sistema para o meio será necessária para que o bloco retorne à sua temperatura inicial. Como o meio não retorna ao seu estado inicial no fim do processo inverso, concluímos que o atrito tornou o processo irreversível. Outro tipo de efeito de atrito é aquele associado ao escoamento de fluidos viscosos em tubos e canais, e ao movimento de corpos através de fluidos viscosos.

Expansão Não-resistida

O exemplo clássico de expansão não-resistida, conforme mostrado na Fig. 7.13, é um gás separado do vácuo por uma membrana. Considere o que acontece quando a membrana se rompe e o gás ocupa todo o recipiente. Pode ser mostrado que esse é um processo irreversível, considerando o que seria necessário para restaurar o sistema ao seu estado original. O gás deveria ser comprimido e calor deveria ser transferido do gás até que o seu estado inicial fosse alcançado. Como trabalho e transferência de calor envolvem uma mudança no meio ambiente, este não retorna ao seu estado inicial, indicando que a expansão não-resistida é um processo irreversível. O processo descrito na Fig. 7.10 é, também, um exemplo de expansão não-resistida.

Na expansão reversível de um gás deve haver apenas uma diferença infinitesimal entre a força exercida pelo gás e a força resistente, de modo que a velocidade com que a fronteira se move será infinitesimal. De acordo com nossa definição anterior, esse é um processo de quase-equilíbrio. Entretanto, sistemas reais envolvem diferenças finitas de forças, que causam taxas finitas de movimento da fronteira e, portanto, são irreversíveis em certo grau.

Transferência de Calor com Diferença Finita de Temperatura

Considere como um sistema um corpo de alta temperatura e outro de baixa temperatura, e deixe que ocorra uma transferência de

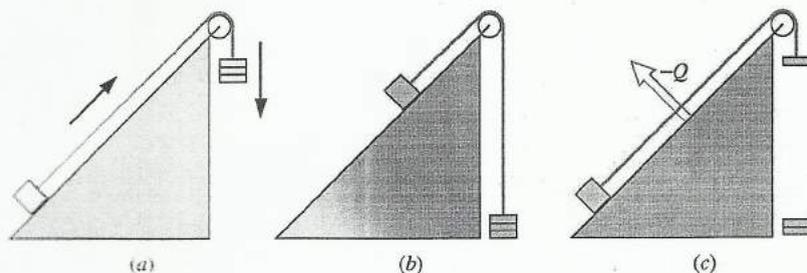


Fig. 7.12 Demonstração de que o atrito torna processos irreversíveis.

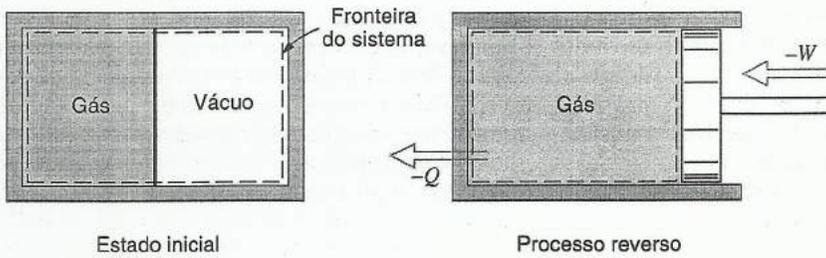


Fig. 7.13 Demonstração de que uma expansão não-resistida torna processos irreversíveis.

calor do corpo de alta temperatura para o corpo de baixa temperatura. A única maneira pela qual o sistema pode retornar ao seu estado inicial é por refrigeração, que requer trabalho do meio e, também, alguma transferência de calor para o meio. Por causa da transferência de calor e do trabalho, o meio não retorna ao seu estado original, indicando que o processo é irreversível.

Surge agora uma questão interessante. Calor é definido como a energia que é transferida por causa de uma diferença de temperatura. Acabamos de mostrar que a transferência de calor devida a uma diferença de temperatura é um processo irreversível. Então, como podemos ter um processo de transferência de calor reversível? Um processo de transferência de calor aproxima-se de um processo reversível quando a diferença de temperatura entre os dois corpos aproxima-se de zero. Assim, definimos um processo de transferência de calor reversível como aquele em que o calor é transferido por meio de uma diferença infinitesimal de temperatura. Naturalmente, percebemos que, para transferir uma quantidade finita de calor por meio de uma diferença infinitesimal de temperatura, será necessário um tempo infinito ou uma área infinita. Portanto, todos os processos reais de transferência de calor ocorrem através de uma diferença finita de temperatura e, por conseguinte, são irreversíveis, de modo que quanto maior for a diferença de temperatura, maior será a irreversibilidade. Nós veremos, no entanto, que o conceito de transferência de calor reversível é muito útil na descrição de processos ideais.

Mistura de Duas Substâncias Diferentes

A Fig. 7.14 ilustra o processo de mistura de dois gases diferentes separados por uma membrana. Quando a membrana se rompe, uma mistura homogênea de oxigênio e nitrogênio ocupa todo o volume. Esse processo será considerado com mais detalhes no Cap. 10. Podemos dizer que o processo de mistura é um caso

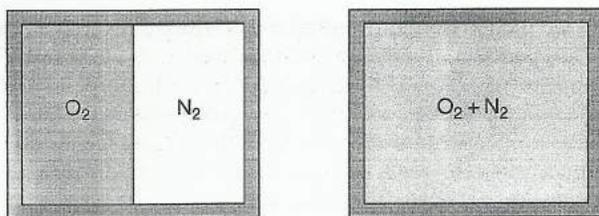


Fig. 7.14 Demonstração de que a mistura de duas substâncias diferentes é um processo irreversível.

especial de expansão não-resistida, se considerarmos que cada gás expande-se sem resistência do outro gás ao ocupar todo o volume. Uma certa quantidade de trabalho será necessária para separar esses gases. Então, para realizar a separação, uma instalação de decomposição do ar, como aquela descrita no Cap. 1, requer trabalho do meio.

Outros Fatores

Existem outros fatores que tornam processos irreversíveis, mas eles não serão considerados em detalhes aqui. Efeitos de histerese e a perda R^2 encontrados em circuitos elétricos são fatores que causam irreversibilidade. Uma combustão ordinária também é um processo irreversível.

É importante saber distinguir entre irreversibilidade interna e irreversibilidade externa. A Fig. 7.15 mostra dois sistemas idênticos, para os quais calor é transferido. Admitindo cada sistema como sendo uma substância pura, a sua temperatura, T , permanece constante durante o processo de transferência de calor, pois há uma mudança de fase a pressão constante. Em um sistema, o calor é transferido de um reservatório a uma temperatura $T + dT$ e, no outro, o reservatório está a uma temperatura muito mais alta, $T + \Delta T$, do que o sistema. O primeiro é um processo reversível de transferência de calor e o segundo é um processo irreversível de transferência de calor. Entretanto, quando apenas o sistema (substância pura) é considerado, ele passa exatamente através dos mesmos estados em ambos os processos de mudança de fase que admitimos ser reversíveis. Podemos dizer então

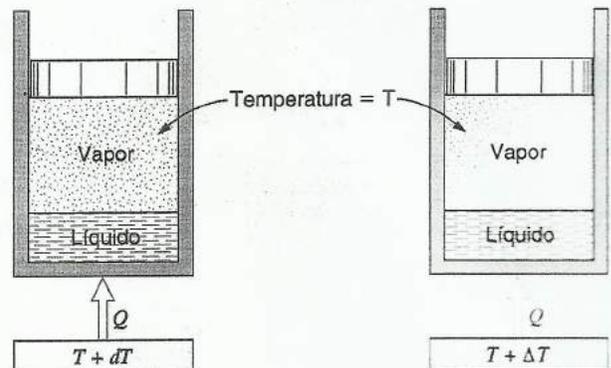


Fig. 7.15 Ilustração da diferença entre processos reversíveis externa e internamente.

que, para o segundo sistema, o processo é internamente reversível, mas externamente irreversível, porque a irreversibilidade ocorre fora do sistema.

Devemos observar também a inter-relação geral de reversibilidade, equilíbrio e tempo. Num processo reversível, o desvio do equilíbrio é infinitesimal e, portanto, ele ocorre numa velocidade infinitesimal. Visto que é desejável que os processos reais

ocorram numa velocidade finita, o afastamento do equilíbrio deve ser finito e, portanto, os processos reais são irreversíveis em determinado grau. Quanto maior o afastamento do equilíbrio, maior é a irreversibilidade e mais rapidamente o processo ocorrerá. Deve-se notar, também, que o processo de quase-equilíbrio, que foi descrito no Cap. 2, é um processo reversível e, daqui por diante, o termo processo reversível será usado.

7.5 O CICLO DE CARNOT

Tendo definido o processo reversível e considerado alguns fatores que tornam processos irreversíveis, vamos colocar novamente a questão levantada na Seção 7.3. Se o rendimento de todo motor térmico é inferior a 100%, qual é o ciclo mais eficiente que podemos ter? Vamos responder a essa questão para um motor térmico que recebe calor de um reservatório térmico de alta temperatura e rejeita calor para um reservatório de baixa temperatura. Como estamos lidando com reservatórios térmicos, ambas as temperaturas, alta e baixa, são constantes e assim permanecem, independente da quantidade de calor transferida.

Vamos admitir que esse motor térmico, que opera entre os dois reservatórios térmicos dados, tenha um ciclo no qual todos os processos são reversíveis. Se cada processo é reversível, o ciclo é também reversível; se o ciclo for revertido, o motor térmico torna-se um refrigerador. Na próxima seção, mostraremos que esse é o ciclo mais eficiente que pode operar entre dois reservatórios de temperaturas constantes. Ele é chamado de ciclo de Carnot em homenagem ao engenheiro francês Nicolas Leonard Sadi Carnot (1796-1832), que estabeleceu os fundamentos da segunda lei da termodinâmica em 1824.

Voltemos a nossa atenção agora para o ciclo de Carnot. A Fig. 7.16 mostra uma planta de potência que é semelhante, em muitos

aspectos, a uma usina termelétrica a vapor simples. Vamos admitir que essa instalação opera num ciclo de Carnot e que o fluido de trabalho é uma substância pura, tal como a água. Calor é transferido do reservatório térmico de alta temperatura para a água (vapor) na caldeira. Para que esse processo seja uma transferência de calor reversível, a temperatura da água (vapor) deve ser apenas um infinitésimo menor do que a temperatura do reservatório. Isso também significa que a temperatura da água deve permanecer constante, posto que a temperatura do reservatório térmico é constante. Portanto, o primeiro processo do ciclo de Carnot é um processo isotérmico reversível, no qual calor é transferido do reservatório de alta temperatura para o fluido de trabalho. A mudança de fase de líquido para vapor a pressão constante é, certamente, um processo isotérmico para uma substância pura.

O processo seguinte ocorre na turbina sem transferência de calor e é, portanto, adiabático. Como todos os processos do ciclo de Carnot são reversíveis, esse deve ser um processo adiabático reversível, durante o qual a temperatura do fluido de trabalho diminui desde a temperatura do reservatório de alta temperatura até aquela do reservatório de baixa temperatura.

No processo seguinte, calor é rejeitado do fluido de trabalho para o reservatório de baixa temperatura. Esse processo deve ser um processo isotérmico reversível, no qual a temperatura do fluido de trabalho é um infinitésimo maior do que aquela do reservatório de baixa temperatura. Durante esse processo isotérmico, parte do vapor d'água é condensado.

O processo final, que completa o ciclo, é um processo adiabático reversível, no qual a temperatura do fluido de trabalho aumenta desde a temperatura mais baixa até a temperatura mais alta. Se esse processo fosse realizado usando a água (vapor) como fluido de trabalho, seria necessário comprimir uma mistura de líquido e vapor saindo do condensador. (Na prática, essa operação seria muito inconveniente e, por isso, em todas as plantas de potência reais, o fluido de trabalho é condensado completamente no condensador. As bombas trabalham apenas com a fase líquida.)

Como o ciclo do motor térmico de Carnot é reversível, cada processo pode ser revertido e, assim procedendo, ele se transforma num refrigerador. O refrigerador é mostrado pelas linhas tracejadas e parênteses na Fig. 7.16. A temperatura do fluido de trabalho no evaporador deve ser um infinitésimo menor do que a temperatura do reservatório de baixa temperatura e, no condensador, ela é um infinitésimo maior do que aquela do reservatório de alta temperatura.

Deve-se salientar que o ciclo de Carnot pode ser executado de várias maneiras diferentes. Diversas substâncias de tra-

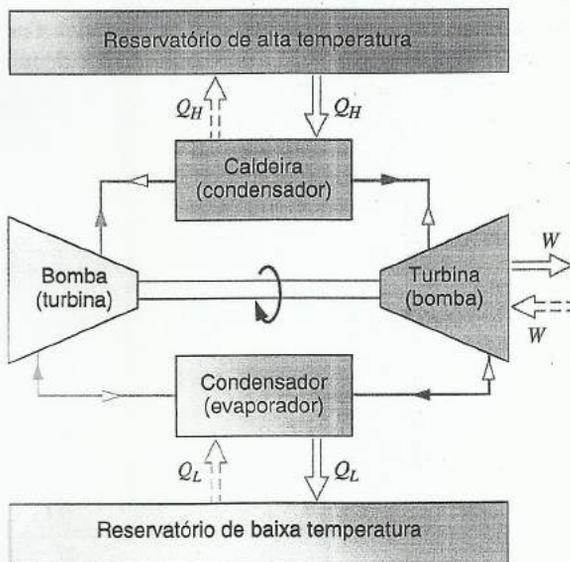


Fig. 7.16 Exemplo de um motor térmico que opera segundo um ciclo de Carnot.

balho podem ser utilizadas, tais como um gás ou um dispositivo termelétrico como aquele descrito no Cap. 1. Existem também vários arranjos possíveis para o conjunto de equipamentos do ciclo. Por exemplo, um ciclo de Carnot pode ser imaginado ocorrendo totalmente no interior de um cilindro e utilizando um gás como substância de trabalho, conforme mostrado na Fig. 7.17.

O ponto importante a ser destacado aqui é que o ciclo de Carnot, qualquer que seja a substância de trabalho, tem sempre os mesmos quatro processos básicos. São eles:

1. Um processo isotérmico reversível, no qual calor é transferido para ou do reservatório de alta temperatura.
2. Um processo adiabático reversível, no qual a temperatura do fluido de trabalho diminui da temperatura mais alta até a temperatura mais baixa.
3. Um processo isotérmico reversível, no qual calor é transferido para ou do reservatório de baixa temperatura.
4. Um processo adiabático reversível, no qual a temperatura do fluido de trabalho aumenta da temperatura mais baixa até a temperatura mais alta.

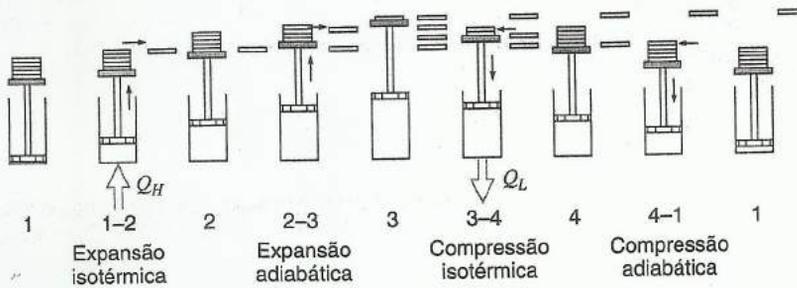


Fig. 7.17 Exemplo de um sistema gasoso operando segundo um ciclo de Carnot.

7.6 DOIS TEOREMAS SOBRE O RENDIMENTO DO CICLO DE CARNOT

Existem dois teoremas importantes relativos ao rendimento térmico de um ciclo de Carnot.

Primeiro Teorema

É impossível construir um motor que opere entre dois reservatórios térmicos dados e que tenha rendimento maior do que um motor reversível operando entre os mesmos dois reservatórios.

A demonstração desse teorema envolve uma “experiência mental”. Uma hipótese inicial é feita e, em seguida, mostra-se

que essa hipótese conduz a conclusões impossíveis. A única conclusão possível é que a hipótese inicial era incorreta.

Admitamos que exista um motor irreversível operando entre dois reservatórios térmicos e que tenha um rendimento térmico maior que o de um motor reversível operando entre os mesmos dois reservatórios. Seja Q_H o calor transferido ao motor irreversível, Q'_L o calor rejeitado e W_{IRR} o trabalho (que é igual a $Q_H - Q'_L$), como mostrado na Fig. 7.18. Admitamos ainda que o motor reversível opere como um refrigerador (isto é possível, pois os processos são reversíveis). Por fim, seja Q_L o calor transferido com o reservatório de baixa temperatura, Q_H o calor transferido

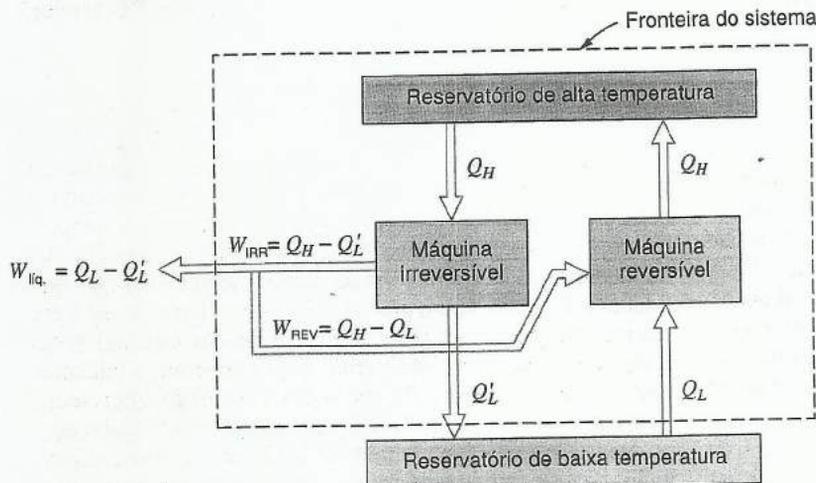


Fig. 7.18 Demonstração de que o ciclo de Carnot é o mais eficiente dos ciclos operando entre dois reservatórios de temperatura fixa.

com o reservatório de alta temperatura e W_{REV} o trabalho requerido (que é igual a $Q_H - Q_L$).

Como a hipótese inicial foi a de que o motor irreversível é mais eficiente, segue que $Q'_L < Q_L$ e $W_{\text{IRR}} > W_{\text{REV}}$ (pois Q_H é o mesmo para ambas as máquinas). Então, o motor irreversível pode movimentar o motor reversível e ainda produzir o trabalho líquido $W_{\text{liq.}}$, que é igual a $W_{\text{IRR}} - W_{\text{REV}} = Q_L - Q'_L$. Se consideramos as duas máquinas e o reservatório de alta temperatura como o sistema, conforme indicado na Fig. 7.18, teremos um dispositivo, que opera num ciclo, troca calor com um único reservatório e produz uma determinada quantidade de trabalho. Ora, isso constitui uma violação da segunda lei da termodinâmica e concluímos que a nossa hipótese inicial (aquela de que o motor irreversível é mais eficiente que o motor reversível) está incorreta. Portanto, não podemos ter um motor irreversível que apresente rendimento térmico maior do que aquele de um motor reversível que opere entre os mesmos reservatórios térmicos.

Segundo Teorema

Todos os motores que operam segundo o ciclo de Carnot e entre dois reservatórios térmicos têm o mesmo rendimento térmico. A demonstração desse teorema é similar àquela que acabamos de delinear, mas agora com a hipótese inicial de que existe um ciclo de Carnot que é mais eficiente do que um outro ciclo de Carnot operando entre os mesmos reservatórios térmicos. Fazemos com que o ciclo de Carnot com o rendimento maior substitua o ciclo irreversível da demonstração anterior e deixemos que o ciclo de Carnot com menor rendimento opere como o refrigerador. A demonstração segue a mesma linha de raciocínio do primeiro teorema. Os detalhes ficam como exercício para o estudante.

7.7 A ESCALA DE TEMPERATURA DE GÁS IDEAL

Nesta seção, vamos reconsiderar em detalhes a escala de temperatura de gás ideal introduzida na Seção 3.6. Essa escala é baseada no fato de que à medida que a pressão de um gás real tende a zero, a sua equação de estado aproxima-se daquela de um gás ideal:

$$Pv = RT$$

Mostraremos que a escala de temperatura de gás ideal satisfaz a definição de temperatura termodinâmica dada na seção precedente pela Eq. 7.4, mas primeiramente vamos verificar como um gás ideal pode ser usado para medir temperatura em um termômetro de gás de volume constante, mostrado esquematicamente na Fig. 7.19.

Considere que o bulbo de gás esteja colocado no local onde a temperatura deve ser medida e que a coluna de mercúrio é ajustada de maneira que o nível de mercúrio fique na marca de referência A. Assim, o volume do gás permanece constante. Admita que o gás no tubo capilar está na mesma temperatura do gás no bulbo. Então, a pressão do gás, que é indicada pela altura L da coluna de mercúrio, é uma medida da temperatura.

No parágrafo precedente, nós destacamos que o rendimento de um ciclo de Carnot é independente da substância de trabalho e depende apenas da temperatura. Esse fato fornece a base para uma escala absoluta de temperatura, chamada de escala termodinâmica. Uma vez que o rendimento do ciclo de Carnot é função apenas da temperatura, segue que

$$\eta_{\text{térmico}} = 1 - \frac{Q_L}{Q_H} = 1 - \psi(T_L, T_H) \quad (7.3)$$

onde ψ designa uma relação funcional.

Existem muitas funções matemáticas que poderiam ser escolhidas para satisfazer a relação dada na Eq. 7.3. Por simplicidade, a escala termodinâmica é definida como

$$\frac{Q_H}{Q_L} = \frac{T_H}{T_L} \quad (7.4)$$

A substituição dessa definição na Eq. 7.3 resulta na seguinte relação entre o rendimento térmico de um ciclo de Carnot e a temperatura absoluta dos dois reservatórios:

$$\eta_{\text{térmico}} = 1 - \frac{Q_L}{Q_H} = 1 - \frac{T_L}{T_H} \quad (7.5)$$

Deve-se notar, contudo, que a definição da Eq. 7.4 não é completa, uma vez que ela não especifica a magnitude do grau da temperatura ou o valor de um ponto de referência fixo. Na próxima seção, discutiremos com mais detalhes a temperatura absoluta de gás ideal, previamente introduzida na Seção 3.6, e mostraremos que essa escala satisfaz a relação definida pela Eq. 7.4.

Vamos medir também a pressão associada com a temperatura do ponto triplo da água (273,16 K) e designá-la por $P_{\text{p.t.}}$. Então, utilizando a definição de gás ideal, qualquer outra temperatura T pode ser determinada a partir da medida da pressão P pela relação

$$T = 273,16 \left(\frac{P}{P_{\text{p.t.}}} \right)$$

Do ponto de vista prático, temos o problema de que nenhum gás se comporta exatamente como um gás ideal. Entretanto, sabemos que, quando a pressão se aproxima de zero, o comportamento de todos os gases se aproxima daquele de um gás ideal. Suponha, então, que uma série de medidas sejam feitas com quantidades diferentes de um gás no bulbo. Isso significa que a pressão medida no ponto triplo e também a pressão medida em outra temperatura qualquer irão variar. Se a temperatura indicada T_i (obtida com a hipótese de que o gás é ideal) for representada graficamente como uma função da pressão, com o bulbo de gás no ponto triplo da água, obtém-se uma curva como a mostrada na Fig. 7.20. Quando essa curva é extrapolada até a pressão zero,

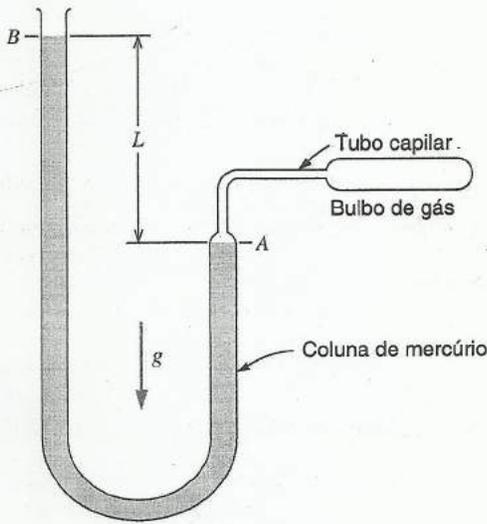


Fig. 7.19 Diagrama esquemático de um termômetro de gás de volume constante.

a temperatura correta de gás ideal é obtida. Se gases diferentes forem utilizados, curvas diferentes serão obtidas, porém todas elas indicarão a mesma temperatura na pressão zero.

Discutimos apenas os aspectos e princípios gerais para a medida de temperatura na escala de temperatura de gás ideal. Trabalhos de precisão nesse campo são difíceis e laboriosos, e existem poucos laboratórios no mundo onde tais trabalhos são realizados. A Escala Internacional de Temperatura, que foi mencionada no Cap. 2, aproxima-se muito da escala termodinâmica de temperatura, sendo mais fácil trabalhar com aquela escala em medidas reais de temperatura.

Agora, demonstraremos que a escala de temperatura de gás ideal é, de fato, idêntica à escala de temperatura termodinâmica que foi definida na discussão sobre o ciclo de Carnot e a segunda lei da termodinâmica. Nosso objetivo pode ser alcançado analisando os quatro processos do ciclo de um motor térmico de Carnot, que utiliza um gás ideal como fluido de trabalho. Os quatro pontos dos estados 1, 2, 3 e 4, e os quatro processos po-

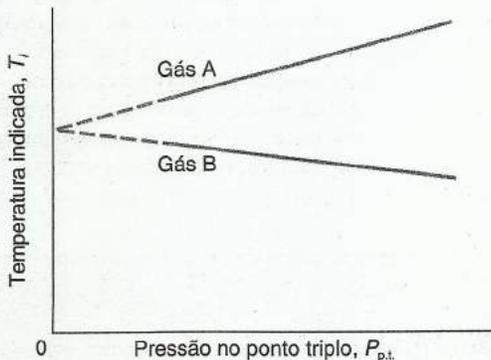


Fig. 7.20 Esquema mostrando como a temperatura de gás ideal é determinada.

dem ser vistos na Fig. 7.21. Por conveniência, vamos considerar uma massa unitária dentro do cilindro. Então, para cada um dos quatro processos, o trabalho reversível devido ao movimento de fronteira é dado pela Eq. 4.2:

$$\delta w = P dv$$

Similarmente, para cada processo, o comportamento do gás dado pela relação de gás ideal, Eq. 3.5, é:

$$Pv = RT$$

e a variação de energia interna, dada pela Eq. 5.20, é

$$du = C_{v0} dT$$

Admitindo que não haja variações nas energias cinética e potencial, a primeira lei, dada pela Eq. 5.7, para uma massa unitária, é

$$\delta q = du + \delta w$$

Substituindo nessa equação as três expressões precedentes, obtemos

$$\delta q = C_{v0} dT + \frac{RT}{v} dv \quad (7.6)$$

A forma dos dois processos isotérmicos mostrados na Fig. 7.21 é conhecido, pois Pv é constante em cada caso. O processo 1-2 é uma expansão a T_H , de modo que v_2 é maior que v_1 . Do mesmo modo, o processo 3-4 é uma compressão a uma temperatura mais baixa, T_L , e v_4 é menor que v_3 . O processo adiabático 2-3 é uma expansão de T_H para T_L , com um aumento no volume específico, enquanto o processo adiabático 4-1 é uma compressão de T_L para T_H , com um decréscimo no volume específico. A área debaixo da linha de cada pro-

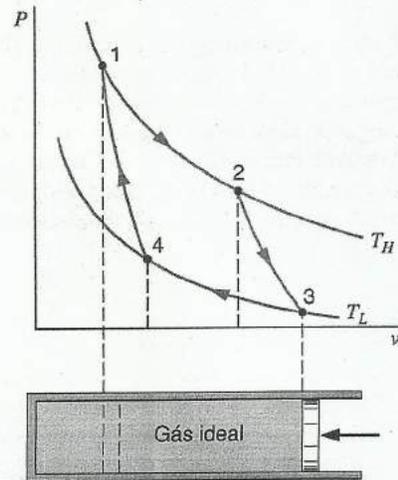


Fig. 7.21 O ciclo de Carnot de gás ideal.

cesso representa o trabalho para aquele processo, como dado pela Eq. 4.2.

Vamos agora integrar a Eq. 7.6 para cada um dos quatro processos que compõem o ciclo de Carnot. Para o processo isotérmico de adição de calor 1-2 temos

$$q_H = q_2 = 0 + RT_H \ln \frac{v_2}{v_1} \quad (7.7)$$

Para o processo de expansão adiabática 2-3, temos

$$0 = \int_{T_H}^{T_L} \frac{C_{v0}}{T} dT + R \ln \frac{v_3}{v_2} \quad (7.8)$$

Para o processo isotérmico de rejeição de calor 3-4, temos

$$\begin{aligned} q_L = -q_4 &= -0 - RT_L \ln \frac{v_4}{v_3} \\ &= +RT_L \ln \frac{v_3}{v_4} \end{aligned} \quad (7.9)$$

e para o processo de compressão adiabática 4-1, temos

$$0 = \int_{T_L}^{T_H} \frac{C_{v0}}{T} dT + R \ln \frac{v_1}{v_4} \quad (7.10)$$

Das Eqs. 7.8 e 7.10, obtemos

$$\int_{T_L}^{T_H} \frac{C_{v0}}{T} dT = R \ln \frac{v_3}{v_2} = -R \ln \frac{v_1}{v_4}$$

Por conseguinte,

$$\frac{v_3}{v_2} = \frac{v_4}{v_1}, \quad \text{ou} \quad \frac{v_3}{v_4} = \frac{v_2}{v_1} \quad (7.11)$$

Finalmente, uma manipulação das Eqs. 7.7, 7.9 e 7.11 permite obter

$$\frac{q_H}{q_L} = \frac{RT_H \ln \frac{v_2}{v_1}}{RT_L \ln \frac{v_3}{v_4}} = \frac{T_H}{T_L}$$

que é a Eq. 7.4, a definição da escala termodinâmica de temperatura em conexão com a segunda lei.

7.8 MÁQUINAS REAIS VERSUS IDEAIS

A partir da definição da escala termodinâmica de temperatura dada pela Eq. 7.4, verificou-se que o rendimento de um motor térmico de Carnot é dado pela Eq. 7.5. Conclui-se, também, que um ciclo de Carnot operando como um refrigerador ou uma bomba de calor terá um coeficiente de performance expresso por

$$\beta = \frac{Q_L}{Q_H - Q_L} = \frac{T_L}{T_H - T_L} \quad (7.12)$$

$$\beta' = \frac{Q_H}{Q_H - Q_L} = \frac{T_H}{T_H - T_L} \quad (7.13)$$

Para todos os três rendimentos nas Eqs. 7.5, 7.12 e 7.13, após o primeiro sinal de igualdade vem a definição com o uso da equação da energia que é, portanto, sempre válida. A definição que vem após o segundo sinal de igualdade é válida somente quando o ciclo é reversível, isto é, um ciclo de Carnot. Qualquer motor térmico, refrigerador ou bomba de calor real, será menos eficiente do que uma máquina de Carnot, de modo que

$$\eta_{\text{térmico real}} = 1 - \frac{Q_L}{Q_H} \leq 1 - \frac{T_L}{T_H}$$

$$\beta_{\text{real}} = \frac{Q_L}{Q_H - Q_L} \leq \frac{T_L}{T_H - T_L}$$

$$\beta'_{\text{real}} = \frac{Q_H}{Q_H - Q_L} \leq \frac{T_H}{T_H - T_L}$$

Uma observação final precisa ser feita com respeito ao significado da temperatura de zero absoluto em conexão com a segunda lei e a escala termodinâmica de temperatura. Considere o ciclo de um motor térmico de Carnot que recebe uma dada quantidade de calor de um dado reservatório de alta temperatura. Quando a temperatura, na qual o calor é rejeitado do ciclo, é reduzida, o trabalho líquido produzido aumenta e a quantidade de calor rejeitado diminui. No limite, o calor rejeitado é zero e a temperatura do reservatório que corresponde a esse limite é o zero absoluto.

De maneira semelhante, para um refrigerador de Carnot a quantidade de trabalho requerida para produzir uma dada quantidade de refrigeração aumenta quando a temperatura do espaço refrigerado diminui. O zero absoluto representa o limite de temperatura que pode ser alcançado, e a quantidade de trabalho requerida para produzir uma quantidade finita de refrigeração aproxima-se do infinito quando a temperatura do espaço refrigerado aproxima-se de zero.

Exemplo 7.1

Vamos considerar o motor térmico esquematizado na Fig. 7.22, que recebe uma taxa de transferência de calor de 1 MW a uma

temperatura de 550°C e rejeita energia para o ambiente a 300 K. Trabalho é produzido a uma taxa de 450 kW. Estamos inte-