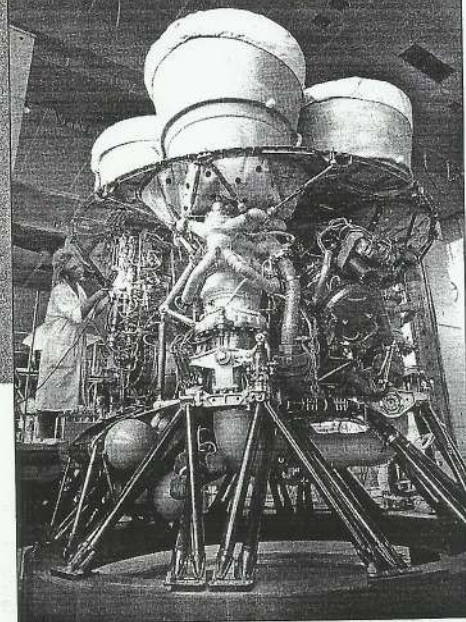


Capítulo 5

A Primeira Lei da Termodinâmica



TÓPICOS ABORDADOS

A PRIMEIRA LEI DA TERMODINÂMICA PARA UMA MASSA DE CONTROLE PERCORRENDO UM CICLO
A PRIMEIRA LEI DA TERMODINÂMICA PARA UMA MUDANÇA NO ESTADO DE UMA MASSA DE CONTROLE
ENERGIA INTERNA — UMA PROPRIEDADE TERMODINÂMICA
TÉCNICA DE ANÁLISE E SOLUÇÃO DE PROBLEMAS
A PROPRIEDADE TERMODINÂMICA ENTALPIA
OS CALORES ESPECÍFICOS A VOLUME CONSTANTE E A PRESSÃO CONSTANTE
A ENERGIA INTERNA, A ENTALPIA E O CALOR ESPECÍFICO DE GASES IDEAIS
A PRIMEIRA LEI COMO UMA EQUAÇÃO DE TAXA
CONSERVAÇÃO DA MASSA

Havendo completado as considerações sobre os conceitos e definições básicas, estamos preparados para proceder à discussão da primeira lei da termodinâmica. Essa lei é frequentemente chamada de lei da conservação de energia e, como veremos posteriormente, isso é essencialmente correto. O

procedimento a ser adotado neste capítulo consiste em estabelecer essa lei para uma massa de controle efetuando um ciclo e, em seguida, para uma mudança de estado de uma massa de controle. A lei da conservação da massa também será considerada neste capítulo.

5.1 A PRIMEIRA LEI DA TERMODINÂMICA PARA UMA MASSA DE CONTROLE PERCORRENDO UM CICLO

A primeira lei da termodinâmica estabelece que, durante qualquer ciclo percorrido por um sistema (massa de controle), a integral cíclica do calor é proporcional à integral cíclica do trabalho.

Para ilustrar essa lei, considere como uma massa de controle o gás no recipiente mostrado na Fig. 5.1. Deixe esse sistema completar um ciclo composto de dois processos. No primeiro, trabalho é fornecido ao sistema pelas pás que giram à medida que o peso desce. No segundo processo, o sistema retorna ao seu estado inicial pela transferência de calor para a vizinhança até que o ciclo tenha sido completado.

Historicamente, trabalho foi medido em unidades mecânicas de força vezes distância, tais como quilograma-força $\times$ metro ou joule, enquanto calor foi medido em unidades térmicas, como o Btu e a caloria. Medidas de trabalho e calor foram efetuadas, durante um ciclo, para uma grande variedade de sistemas e para várias quantidades de trabalho e calor. Quando as quantidades de trabalho e ca-

lor foram comparadas, verificou-se que elas eram sempre proporcionais. Tais observações conduziram à formulação da primeira lei da termodinâmica, que na forma de equação é escrita

$$J \oint \delta Q = \oint \delta W \quad (5.1)$$

O símbolo $\oint \delta Q$, que é chamado integral cíclica do calor transferido, representa o calor líquido transferido durante o ciclo, e $\oint \delta W$, a integral cíclica do trabalho, representa o trabalho líquido durante o ciclo. Nessa equação, J é um fator de proporcionalidade que depende das unidades utilizadas para trabalho e calor.

A base de toda lei da natureza é a evidência experimental e isso também é verdadeiro para a primeira lei da termodinâmica. Várias experiências diferentes têm sido realizadas sobre a primeira lei e, até agora, todas elas a confirmaram, direta ou indiretamente. A primeira lei nunca foi desmentida.

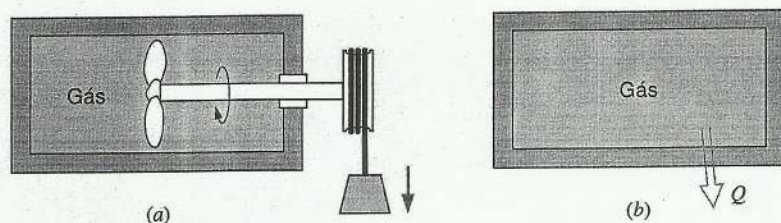


Fig. 5.1 Exemplo de uma massa de controle passando por um ciclo.

Conforme foi discutido no Cap. 4, a unidade para trabalho e calor, assim como para qualquer outra forma de energia, no Sistema Internacional de unidades, é o joule. Portanto, nesse sistema, não necessitamos do fator de proporcionalidade J e podemos escrever a Eq. 5.1 como

$$\oint \delta Q = \oint \delta W \quad (5.2)$$

que pode ser considerada a expressão básica da primeira lei da termodinâmica para ciclos.

5.2 A PRIMEIRA LEI DA TERMODINÂMICA PARA UMA MUDANÇA NO ESTADO DE UMA MASSA DE CONTROLE

A Eq. 5.2 enuncia a primeira lei da termodinâmica para uma massa de controle durante um ciclo. Muitas vezes, entretanto, estamos mais interessados num processo do que num ciclo. Vamos então considerar a primeira lei da termodinâmica para uma massa de controle que passa por uma mudança de estado. Começamos pela introdução de uma nova propriedade, a energia, cujo símbolo é E . Considere um sistema que percorre um ciclo, passando do estado 1 ao estado 2 pelo processo A e voltando do estado 2 ao estado 1 pelo processo B . Esse ciclo é mostrado na Fig. 5.2 sobre um diagrama pressão (ou outra propriedade intensiva)–volume (ou outra propriedade extensiva). Da primeira lei da termodinâmica, Eq. 5.2, temos

$$\oint \delta Q = \oint \delta W$$

Considerando os dois processos separados, temos

$$\int_1^2 \delta Q_A + \int_2^1 \delta Q_B = \int_1^2 \delta W_A + \int_2^1 \delta W_B$$

Considere agora um outro ciclo no qual a massa de controle muda do estado 1 para o estado 2 pelo processo C e retorna ao

estado 1 pelo processo B , como antes. Para esse ciclo, podemos escrever

$$\int_1^2 \delta Q_C + \int_2^1 \delta Q_B = \int_1^2 \delta W_C + \int_2^1 \delta W_B$$

Subtraindo a segunda dessas equações da primeira, obtemos

$$\int_1^2 \delta Q_A - \int_1^2 \delta Q_C = \int_1^2 \delta W_A - \int_1^2 \delta W_C$$

ou, rearranjando,

$$\int_1^2 (\delta Q - \delta W)_A = \int_1^2 (\delta Q - \delta W)_C \quad (5.3)$$

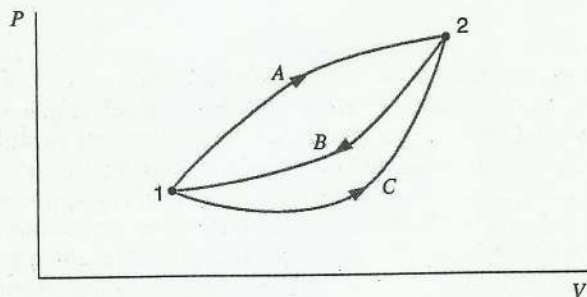
Como A e C representam processos arbitrários entre os estados 1 e 2, a quantidade $\delta Q - \delta W$ é a mesma para todos os processos entre os estados 1 e 2. Então, $\delta Q - \delta W$ depende somente do estado inicial e do estado final e não do caminho percorrido entre os dois estados. Concluímos que $\delta Q - \delta W$ é uma função de ponto e, portanto, é a diferencial de uma propriedade da massa. Essa propriedade é a energia da massa que é representada pelo símbolo E . Deste modo, podemos escrever

$$dE = \delta Q - \delta W \quad (5.4)$$

Sendo E uma propriedade, sua diferencial é escrita como dE . Quando a Eq. 5.4 é integrada de um estado inicial 1 a um estado final 2, temos

$$E_2 - E_1 = {}_1Q_2 - {}_1W_2 \quad (5.5)$$

onde E_1 e E_2 são os valores inicial e final da energia E da massa de controle, ${}_1Q_2$ é o calor transferido para a massa de controle

Fig. 5.2 Demonstração da existência da propriedade termodinâmica E .

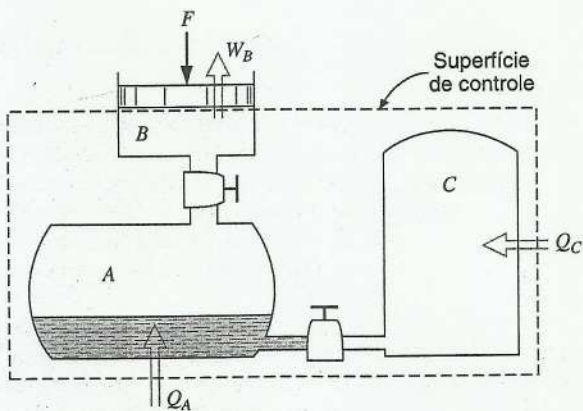


Fig. 5.3 Uma massa de controle com vários subsistemas diferentes.

durante o processo do estado 1 para o estado 2, e ${}_1W_2$ é o trabalho realizado pela massa de controle durante o processo.

Note que uma massa de controle pode ser constituída de vários subsistemas diferentes, como aqueles mostrados na Fig. 5.3. Nesse caso, cada parte deve ser analisada e tratada separadamente ao se aplicar a primeira lei da termodinâmica, Eq. 5.5. Observe ainda que a Eq. 5.5 é uma expressão da forma geral

$$\Delta \text{Energia} = + \text{entrada} - \text{saída}$$

em termos do padrão de convenções de sinais para calor e trabalho.

O significado físico da propriedade E é que ela representa toda a energia de um sistema no estado dado. Essa energia pode estar presente numa variedade de formas, tais como a energia cinética ou a energia potencial do sistema como um todo em relação ao sistema de coordenadas escolhido, energia associada com o movimento e posição das moléculas, energia associada com a estrutura do átomo, energia química armazenada numa bateria, energia presente num condensador carregado ou em muitas outras formas.

No estudo da termodinâmica, é conveniente separar a energia cinética e a energia potencial totais das outras formas de energia da massa de controle. Essas últimas são incluídas numa propriedade única chamada energia interna, cujo símbolo é U . Assim procedendo, escrevemos

$$E = \text{Energia Interna} + \text{Energia Cinética} + \text{Energia Potencial}$$

ou

$$E = U + EC + EP$$

As energias cinética e potencial da massa de controle estão associadas com o sistema de coordenadas escolhido e podem ser determinadas pelos parâmetros macroscópicos de massa, velocidade e elevação. A energia interna U inclui todas as outras formas de energia da massa de controle e está associada com o estado termodinâmico do sistema.

Como cada uma das parcelas constituintes de E é uma função de ponto, podemos escrever

$$dE = dU + d(EC) + d(EP) \quad (5.6)$$

A primeira lei da termodinâmica para uma mudança de estado pode, então, ser escrita

$$dE = dU + d(EC) + d(EP) = \delta Q - \delta W \quad (5.7)$$

Em palavras, essa equação enuncia que, quando uma massa de controle passa por uma mudança de estado, a energia pode cruzar a fronteira na forma de calor ou trabalho, e cada um desses pode ser positivo ou negativo. A variação líquida na energia do sistema será exatamente igual à transferência líquida de energia que cruza a fronteira do sistema. A energia do sistema pode variar em qualquer um dos três modos — por uma variação na energia interna, na energia cinética ou na energia potencial.

Esta seção será concluída com a dedução de uma expressão para a energia cinética e para a energia potencial de uma massa de controle. Considere uma massa que está inicialmente em repouso em relação à Terra, tomada como referencial. Deixe o sistema ser deslocado por uma força externa F horizontal que move a massa de uma distância dx no sentido da força. Não há, deste modo, variação na energia potencial. Vamos admitir que não haja transferência de calor, nem variação na energia interna. Então, da primeira lei, Eq. 5.7, temos

$$\delta W = -F dx = -dEC$$

Mas

$$F = ma = m \frac{d\mathbf{V}}{dt} = m \frac{dx}{dt} \frac{d\mathbf{V}}{dx} = m\mathbf{V} \frac{d\mathbf{V}}{dx}$$

Então,

$$dEC = F dx = m\mathbf{V} d\mathbf{V}$$

Integrando, obtemos

$$\int_{EC=0}^{EC} dEC = \int_{\mathbf{V}=0}^{\mathbf{V}} m\mathbf{V} d\mathbf{V} \quad (5.8)$$

$$EC = \frac{1}{2} m\mathbf{V}^2$$

Uma expressão para a energia potencial pode ser encontrada de modo semelhante. Considere uma massa de controle que está inicialmente em repouso e a uma certa altura em relação a um nível de referência. Deixe que essa massa seja elevada a uma distância dZ por uma força vertical F , de magnitude tal que a velocidade seja constante. Seja g a aceleração devida à gravidade nesse ponto. Da primeira lei, Eq. 5.7, nós temos

$$\delta W = -F dZ = -dEP$$

$$F = ma = mg$$

Então,

$$dEP = F dZ = mg dZ$$

Integrando, dá

$$\int_{EP_1}^{EP_2} dEP = m \int_{Z_1}^{Z_2} g dZ$$

Admitindo que g não varia com Z (o que é razoável para variações moderadas na elevação), obtemos

$$EP_2 - EP_1 = mg(Z_2 - Z_1) \quad (5.9)$$

Substituindo as expressões para as energias cinética e potencial na Eq. 5.6, resulta

$$dE = dU + m\mathbf{V}d\mathbf{V} + mg dZ$$

Integrando para uma mudança do estado 1 até o estado 2, com g constante, obtemos

$$E_2 - E_1 = U_2 - U_1 + \frac{m\mathbf{V}_2^2}{2} - \frac{m\mathbf{V}_1^2}{2} + mgZ_2 - mgZ_1$$

Substituindo aquelas expressões da energia cinética e potencial na Eq. 5.7, obtemos

$$dE = dU + \frac{d(m\mathbf{V}^2)}{2} + d(mgZ) = \delta Q - \delta W \quad (5.10)$$

Admitindo que g é uma constante, obtemos a seguinte forma integrada da Eq. 5.10

$$U_2 - U_1 + \frac{m(\mathbf{V}_2^2 - \mathbf{V}_1^2)}{2} + mg(Z_2 - Z_1) = {}_1Q_2 - {}_1W_2 \quad (5.11)$$

Três observações devem ser feitas com respeito a essa equação. A primeira observação é que a propriedade E , a energia da massa de controle, realmente existe e nós pudemos escrever a primeira lei para uma mudança de estado usando a Eq. 5.5. Entretanto, em vez de lidar com a propriedade E , vimos que é mais conveniente considerar a energia interna e as energias cinética e potencial da massa. Em geral, esse será o procedimento seguido no resto deste livro.

A segunda observação é que as Eqs. 5.10 e 5.11 são, de fato, um enunciado da conservação de energia. A variação líquida da energia da massa de controle é sempre igual à transferência líquida de energia através da fronteira como calor e trabalho. Isto é, de certa forma, análogo a uma conta conjunta de marido e mulher. Existem dois modos pelos quais os depósitos e as retiradas podem ser feitos — pelo marido ou pela mulher — e o saldo sempre refletirá a importância líquida da transação. Analogamente, existem dois modos pelos quais a energia pode atravessar a fronteira de uma massa de controle — como calor ou como trabalho — e a energia da massa variará na quantidade exata da energia líquida que atravessa a fronteira do sistema. O conceito de energia e a lei da conservação de energia são básicos na termodinâmica.

A terceira observação é que as Eqs. 5.10 e 5.11 podem fornecer apenas variações na energia interna, energia cinética e energia potencial. Nunca conseguimos obter os valores absolutos dessas quantidades através dessas equações. Se quisermos atribuir valores à energia interna, energia cinética e energia potencial, precisamos admitir estados de referência e atribuir um valor para cada entidade nesses estados de referência. Admite-se que a energia cinética de um corpo imóvel em relação à Terra é zero. De modo semelhante, admite-se que o valor da energia potencial é igual a zero quando o corpo está a uma certa elevação de referência. Com a energia interna, da mesma forma, devemos admitir um estado de referência se desejarmos atribuir valores para essa propriedade. Esse assunto será considerado na próxima seção.

Exemplo 5.1

Um fluido em um tanque é agitado por uma pá rotativa. O trabalho fornecido pela pá é de 5090 kJ. O calor transferido para o tanque é 1500 kJ. Considere o tanque e o fluido dentro de uma superfície de controle e determine a variação na energia interna dessa massa de controle.

A primeira lei da termodinâmica é (Eq. 5.11)

$$U_2 - U_1 + \frac{1}{2}m(\mathbf{V}_2^2 - \mathbf{V}_1^2) + mg(Z_2 - Z_1) = {}_1Q_2 - {}_1W_2$$

Uma vez que não existem variações na energia cinética e potencial, essa equação reduz-se a

$$U_2 - U_1 = {}_1Q_2 - {}_1W_2$$

$$U_2 - U_1 = -1500 - (-5090) = 3590 \text{ kJ}$$

Exemplo 5.2

Considere uma pedra tendo massa de 10 kg e uma caçamba contendo 100 kg de água. Inicialmente a pedra está a 10,2 m aci-

ma da água e tanto a pedra como a água estão à mesma temperatura, sendo esse o estado 1. A pedra é então solta e cai na água.

Exemplo 5.2 (continuação)

Determine ΔU , ΔEC , ΔEP , Q e W para as seguintes mudanças de estado, admitindo aceleração da gravidade padrão de $9,80665 \text{ m/s}^2$.

- A pedra está a ponto de penetrar na água, estado 2.
- A pedra acabou de entrar em repouso na caçamba, estado 3.
- Calor foi transferido para a vizinhança em quantidade tal que a pedra e a água estão à mesma temperatura, T_1 , estado 4.

Análise e Solução

A primeira lei para qualquer um dos processos é

$$Q = \Delta U + \Delta EC + \Delta EP + W$$

e cada termo pode ser identificado para cada uma das mudanças de estado.

- A pedra caiu de Z_1 para Z_2 e vamos admitir que não houve troca de calor enquanto ela caía. A água não mudou de estado; então

$$\Delta U = 0, \quad {}_1Q_2 = 0, \quad {}_1W_2 = 0$$

e a primeira lei reduz-se a

$$\Delta EC + \Delta EP = 0$$

$$\begin{aligned} \Delta EC &= -\Delta EP = -mg(Z_2 - Z_1) \\ &= -10 \text{ kg} \times 9,80665 \text{ m/s}^2 \times (-10,2 \text{ m}) \\ &= 1000 \text{ J} = 1 \text{ kJ} \end{aligned}$$

Isto é, para o processo do estado 1 para o estado 2,

$$\Delta EC = 1 \text{ kJ} \quad \text{e} \quad \Delta EP = -1 \text{ kJ}$$

- Para o processo do estado 2 para o estado 3 com energia cinética nula, temos

$$\Delta EP = 0, \quad {}_2Q_3 = 0, \quad {}_2W_3 = 0$$

Então,

$$\begin{aligned} \Delta U + \Delta EC &= 0 \\ \Delta U &= -\Delta EC = 1 \text{ kJ} \end{aligned}$$

- No estado final, não há energia cinética nem potencial e a energia interna é a mesma do estado 1.

$$\begin{aligned} \Delta U &= -1 \text{ kJ}, \quad \Delta EC = 0, \quad \Delta EP = 0, \quad {}_3W_4 = 0 \\ {}_3Q_4 &= \Delta U = -1 \text{ kJ} \end{aligned}$$

5.3 ENERGIA INTERNA — UMA PROPRIEDADE TERMODINÂMICA

A energia interna é uma propriedade extensiva porque ela depende da massa do sistema. Da mesma forma, as energias cinética e potencial são propriedades extensivas.

O símbolo U designa a energia interna de uma dada massa de uma substância. Seguindo a convenção usada para as outras propriedades extensivas, o símbolo u designa a energia interna por unidade de massa. Podemos dizer que u é a energia interna específica, conforme fizemos com o volume específico. Contudo, usaremos simplesmente o termo energia interna para nos referir à energia interna por unidade de massa e à energia interna total, porque o contexto geralmente deixará claro sobre qual delas estaremos falando, u ou U .

No Cap. 3, observamos que na ausência de movimento, gravidade, superfície, eletricidade ou outros efeitos, o estado de uma substância pura é especificado por duas propriedades independentes. É importante notar que, com essas restrições, a energia interna pode ser uma das propriedades independentes de uma substância pura. Isso significa, por exemplo, que, se especificarmos a pressão e a energia interna (com referência a uma base arbitrária) do vapor superaquecido, a temperatura também estará especificada.

Deste modo, numa tabela de propriedades termodinâmicas, como as tabelas de vapor de água, os valores de energia interna podem ser tabelados juntamente com as outras proprie-

dades termodinâmicas. As Tabelas 1 e 2 das tabelas de vapor (Tabelas B.1.1 e B.1.2) listam a energia interna para estados saturados. Elas incluem as energias internas do líquido saturado u_f , do vapor saturado u_g , e a diferença entre as energias internas do líquido saturado e do vapor saturado u_{fg} . Os valores são dados em relação a um estado de referência arbitrário que, para as tabelas de vapor de água, é tomado como zero para o líquido saturado na temperatura do ponto triplo, $0,01^\circ\text{C}$. Todos os valores de energia interna nas tabelas de vapor são então calculados relativos a essa referência (note que o estado de referência é cancelado quando calculamos a diferença entre dois estados quaisquer). Valores para a energia interna são determinados, nas tabelas de vapor d'água, do mesmo modo que para o volume específico. Na região de saturação líquido-vapor,

$$U = U_{\text{liq}} + U_{\text{vap}}$$

ou

$$mu = m_{\text{liq}} u_f + m_{\text{vap}} u_g$$

Dividindo por m e introduzindo o título x , resulta

$$u = (1 - x)u_l + xu_v$$

$$u = u_l + xu_{lv}$$

Como um exemplo, a energia interna específica do vapor d'água saturado tendo uma pressão de 0,6 MPa e um título de 95% pode ser calculada por

$$u = u_l + xu_{lv} = 669,9 + 0,95(1897,5) = 2472,5 \text{ kJ/kg}$$

Valores para u na região de vapor superaquecido estão listados na Tabela B.1.3, para líquido comprimido na Tabela B.1.4 e para sólido-vapor na Tabela B.1.5.

Exemplo 5.3

Determine as propriedades que faltam (P , T ou x) e também v para a água em cada um dos seguintes estados:

1. $T = 300^\circ\text{C}$, $u = 2780 \text{ kJ/kg}$
2. $P = 2000 \text{ kPa}$, $u = 2000 \text{ kJ/kg}$

Para cada caso, as duas propriedades dadas são propriedades independentes e, portanto, fixam os estados. Para cada caso, devemos primeiro determinar a fase pela comparação da informação dada com valores limites das fases.

1. A 300°C , da Tabela B.1.1, $u_v = 2563,0 \text{ kJ/kg}$. Como $u > u_v$, conclui-se que o estado está na região de vapor superaquecido em alguma pressão P menor que P_v , que é 8581 kPa . Procurando na Tabela B.1.3 a 300°C , verificamos que o valor $u = 2780 \text{ kJ/kg}$ está entre valores de u a 1600 kPa ($2781,0$) e 1800 kPa ($2776,8$). Interpolando linearmente, obtemos

$$P = 1648 \text{ kPa.}$$

Note que o título não é definido na região de vapor superaquecido. Nessa pressão, por interpolação linear, temos $v = 0,1542 \text{ m}^3/\text{kg}$.

2. Para $P = 2000 \text{ kPa}$, da Tabela B.1.2, o valor dado de u de 2000 kJ/kg é maior que u_l ($906,4$) porém menor que u_v ($2600,3$). Portanto, esse estado está na região bifásica com $T = T_v = 212,4^\circ\text{C}$ e

$$u = 2000 = 906,4 + 1693,8x; \quad x = 0,6456$$

Então,

$$v = 0,001177 + 0,6456 \times 0,09845 = 0,06474 \text{ m}^3/\text{kg}.$$

5.4 TÉCNICA DE ANÁLISE E SOLUÇÃO DE PROBLEMAS

Neste ponto do nosso estudo da termodinâmica, já progredimos bastante, adquirindo importantes ferramentas de trabalho, de modo que é conveniente desenvolver uma técnica ou procedimento formal para análise e solução de problemas termodinâmicos. No momento pode parecer desnecessário usar um procedimento rigoroso para muitos dos nossos problemas, porém, à medida que adquirirmos mais conhecimento da termodinâmica e de suas ferramentas analíticas, os problemas com os quais lidaremos tornar-se-ão muito mais complexos. Assim, é apropriado introduzir essa técnica agora de forma a nos prepararmos para esses futuros problemas.

A técnica de análise e solução de problemas é baseada no seguinte conjunto de questões que devem ser respondidas ordenadamente no processo de solução de um problema de termodinâmica.

1. Trata-se de massa de controle ou de volume de controle? Pode ser útil, ou necessário, escolher mais de um? Neste momento, é interessante desenhar um esboço do sistema ilustrando todos os fluxos de calor e trabalho e indicando forças tais como aquelas das pressões externas e da gravidade.
2. O que nós conhecemos sobre o estado inicial (isto é, que propriedades são conhecidas)?
3. O que conhecemos sobre o estado final?

4. O que conhecemos sobre o processo em questão? Alguma grandeza é constante ou nula? Existe alguma relação funcional conhecida entre duas propriedades?
5. É útil desenhar um diagrama das informações levantadas nas etapas 2 a 4 (por exemplo um diagrama $T-v$ ou $P-v$)?
6. Qual é o nosso modelo termodinâmico para a previsão do comportamento da substância (por exemplo, tabelas de vapor, gás perfeito, algum outro)?
7. Qual é a nossa análise do problema (isto é, examinamos as superfícies de controle para os vários modos de trabalho, usamos a primeira lei ou a conservação da massa)?
8. Qual é a nossa técnica de solução? Em outras palavras, a partir daquilo que foi feito nas etapas de 1 a 7, como procederemos para obter o que é desejado? É necessária uma solução de tentativa e erro?

Nem sempre é necessário explicitar todas essas etapas e, na maioria dos exemplos deste livro, não o faremos. Entretanto, diante de um problema novo e não familiar, o estudante deve sempre considerar esse conjunto de questões. Esse procedimento desenvolve no aluno a habilidade para resolver problemas cada vez mais desafiadores. Na solução do próximo exemplo, usaremos essa técnica em detalhes.

Exemplo 5.4

Um recipiente, com volume de 5 m^3 , contém $0,05 \text{ m}^3$ de água líquida saturada e $4,95 \text{ m}^3$ de vapor d'água saturado a $0,1 \text{ MPa}$. Calor é transferido para o recipiente até que ele contenha apenas vapor saturado. Determine o calor transferido nesse processo.

Massa de controle: Toda a água contida no recipiente.

Esboço: Fig. 5.4.

Estado inicial: Pressão, volume de líquido, volume de vapor; portanto, o estado 1 está fixado.

Estado final: Algum ponto sobre a curva de vapor saturado; a água foi aquecida, portanto, $P_2 > P_1$.

Processo: Volume e massa constantes; portanto, o volume específico é constante.

Diagrama: Fig. 5.5.

Modelo: Tabelas de vapor d'água.

Análise

Da primeira lei, temos

$${}_1Q_2 = U_2 - U_1 + m \frac{V_2^2 - V_1^2}{2} + mg(Z_2 - Z_1) + {}_1W_2$$

A partir do exame da superfície de controle para os vários modos de trabalho, concluímos que o trabalho para esse processo é zero. Além disso, o sistema não está se movendo, de modo que não há variação de energia cinética. Há uma pequena mudança do centro de massa do sistema, mas admitiremos que a variação de energia potencial resultante é desprezível. Portanto,

$${}_1Q_2 = U_2 - U_1$$

Solução

O calor transferido será determinado a partir da primeira lei. O estado 1 é conhecido, logo, U_1 pode ser encontrado. O volume específico do estado 2 também é conhecido (a partir do

estado 1 e do processo). Posto que o estado 2 é vapor saturado, ele está fixado, conforme visto na Fig. 5.5. Então, U_2 também pode ser determinado.

A solução é obtida da seguinte maneira:

$$m_{1\text{liq}} = \frac{V_{\text{liq}}}{v_l} = \frac{0,05}{0,001\,043} = 47,94 \text{ kg}$$

$$m_{1\text{vap}} = \frac{V_{\text{vap}}}{v_v} = \frac{4,95}{1,6940} = 2,92 \text{ kg}$$

Então,

$$\begin{aligned} U_1 &= m_{1\text{liq}} u_{1\text{liq}} + m_{1\text{vap}} u_{1\text{vap}} \\ &= 47,94(417,36) + 2,92(2506,1) = 27.326 \text{ kJ} \end{aligned}$$

Para determinar u_2 , precisamos conhecer duas propriedades independentes, visto que elas determinam o estado final. As propriedades conhecidas são o título, $x = 100\%$ e v_2 , o volume específico final, que pode ser prontamente determinado.

$$m = m_{1\text{liq}} + m_{1\text{vap}} = 47,94 + 2,92 = 50,86 \text{ kg}$$

$$v_2 = \frac{V}{m} = \frac{5,0}{50,86} = 0,098\,31 \text{ m}^3/\text{kg}$$

Na Tabela B.1.2, determinamos por interpolação que, na pressão de $2,03 \text{ MPa}$, o volume específico do vapor saturado é $v_v = 0,09831 \text{ m}^3/\text{kg}$. A pressão final do vapor é, então, $2,03 \text{ MPa}$. Por conseguinte,

$$u_2 = 2600,5 \text{ kJ/kg}$$

$$U_2 = mu_2 = 50,86(2600,5) = 132\,261 \text{ kJ}$$

$${}_1Q_2 = U_2 - U_1 = 132\,261 - 27\,326 = 104.935 \text{ kJ}$$

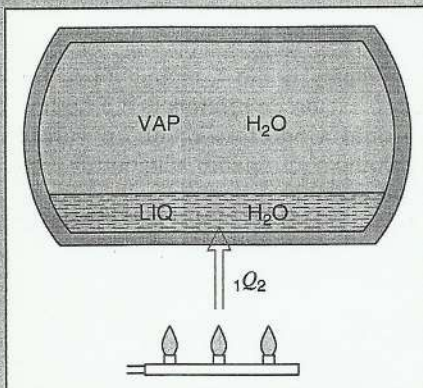


Fig. 5.4 Esquema para o Exemplo 5.4.

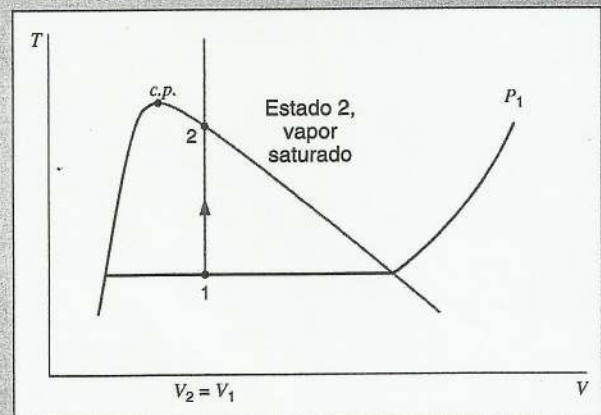


Fig. 5.5 Diagrama para o Exemplo 5.4.

5.5 A PROPRIEDADE TERMODINÂMICA ENTALPIA

Na análise de tipos específicos de processos freqüentemente encontramos certas combinações de propriedades termodinâmicas as quais são também, no caso, propriedades da substância que passa pela mudança de estado. Para mostrar uma situação dessa, consideremos um sistema que passa por um processo de quase-equilíbrio a pressão constante, como mostrado na Fig. 5.6. Suponhamos que não haja variações nas energias cinética ou potencial e que o único trabalho realizado durante o processo seja aquele associado com o movimento de fronteira. Escolhendo o gás como nossa massa de controle e aplicando a primeira lei da termodinâmica, Eq. 5.11, obtemos, em termos de Q ,

$${}_1Q_2 = U_2 - U_1 + {}_1W_2$$

O trabalho pode ser calculado a partir da expressão

$${}_1W_2 = \int_1^2 P dV$$

Como a pressão é constante,

$${}_1W_2 = P \int_1^2 dV = P(V_2 - V_1)$$

Portanto,

$$\begin{aligned} {}_1Q_2 &= U_2 - U_1 + P_2V_2 - P_1V_1 \\ &= (U_2 + P_2V_2) - (U_1 + P_1V_1) \end{aligned}$$

Verificamos que, nesse caso bastante restrito, a transferência de calor durante o processo é igual à variação da quantidade $U + PV$ entre os estados inicial e final. Como todas essas quantidades são propriedades termodinâmicas, isto é, funções apenas do estado do sistema, a combinação delas deve também apresentar essas mesmas características. Por isso, achamos conveniente definir uma nova propriedade extensiva, a entalpia,

$$H \equiv U + PV \quad (5.12)$$

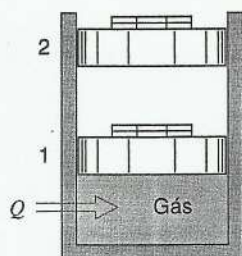


Fig. 5.6 O processo de quase-equilíbrio a pressão constante.

ou, por unidade de massa,

$$h \equiv u + Pv \quad (5.13)$$

Assim como para energia interna, podemos falar de entalpia específica, h , e entalpia total, H . No entanto, vamos nos referir a ambas como entalpia, já que o contexto esclarecerá sobre qual delas estaremos falando.

A transferência de calor a pressão constante em um processo de quase-equilíbrio é igual à variação de entalpia, a qual inclui a variação de energia interna e o trabalho para esse processo particular. Este não é, de modo algum, um resultado geral. Ele é válido apenas para esse caso especial, porque o trabalho realizado durante o processo é igual à diferença do produto PV entre os estados final e inicial. Isso não seria verdadeiro, se a pressão não tivesse permanecido constante durante o processo.

O significado e o uso da entalpia não estão restritos ao processo especial descrito anteriormente. Outros casos, nos quais a mesma combinação de propriedades $u + Pv$ aparece, serão desenvolvidos mais tarde, principalmente no Cap. 6, onde discutiremos a análise do volume de controle. A razão para introduzirmos a entalpia neste momento é que enquanto as tabelas no Apêndice B fornecem valores de energia interna, muitas outras tabelas e diagramas de propriedades termodinâmicas fornecem valores de entalpia e não de energia interna. Nesses casos, é necessário calcular a energia interna a partir do valor da entalpia e da Eq. 5.13:

$$u = h - Pv$$

Os estudantes, em geral, ficam confusos acerca da validade desse cálculo ao analisar processos de sistemas que não ocorrem a pressão constante, onde a entalpia não tem significado físico. Devemos ter em mente que a entalpia, sendo uma propriedade, é uma função de estado ou de ponto e o seu uso no cálculo da energia interna não está relacionado nem depende de qualquer processo que possa estar ocorrendo.

Os valores tabelados de entalpia, tais como os incluídos nas Tabelas B.1 a B.6, são todos relativos a uma base arbitrária. Nas tabelas de vapor d'água, o líquido saturado a $0,01^\circ\text{C}$ é o estado de referência, no qual a energia interna recebe o valor zero. Para fluidos refrigerantes, como a amônia e os clorofluorcarbonos R-12 e R-22, o estado de referência é o do líquido saturado a -40°C , no qual a entalpia recebe o valor zero. Fluidos criogênicos, como o nitrogênio, têm outros estados de referência arbitrários escolhidos para os valores de entalpia listados em suas tabelas. Pelo motivo de cada estado de referência ser arbitrário, é sempre possível existir valores negativos para a entalpia, como para a água sólida saturada na Tabela B.1.5. Quando a entalpia e a energia interna recebem valores relativos ao mesmo estado de referência, como em praticamente todas as tabelas termodinâmicas, a diferença entre a energia interna e a entalpia no estado de referência é igual a Pv . Como o volume específico do líquido é muito pequeno, o produto pode ser desprezado diante dos algarismos significativos das tabe-

las, mas o princípio deve ser entendido, pois em certos casos esse produto é significativo.

Em muitas tabelas de termodinâmica, os valores da energia interna específica, u , não são dados. Conforme já mencionamos, esses valores podem ser rapidamente calculados pela expressão $u = h - Pv$, tomando o devido cuidado com as unidades. Como exemplo, vamos calcular a energia interna u do refrigerante R-134a superaquecido a 0,4 MPa e 70°C.

$$\begin{aligned} u &= h - Pv \\ &= 460,545 - 400 \times 0,066484 \\ &= 433,951 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

A entalpia de uma substância em um estado de saturação e

com um dado título é determinada do mesmo modo que o volume específico e a energia interna. A entalpia do líquido saturado tem o símbolo h_f , a entalpia do vapor saturado tem o símbolo h_g , e o aumento na entalpia durante a vaporização é representado por h_{fg} . Para um estado de saturação, a entalpia pode ser calculada por uma das seguintes relações:

$$h = (1 - x)h_f + xh_g$$

$$h = h_f + xh_{fg}$$

A entalpia da água líquida comprimida pode ser obtida da Tabela B.1.4. Para substâncias para as quais não se dispõe de tabelas de líquido comprimido, a entalpia do líquido comprimido é tomada como aquela do líquido saturado à mesma temperatura.

Exemplo 5.5

Um cilindro provido de pistão tem um volume de 0,1 m³ e contém 0,5 kg de vapor de água a 0,4 MPa. Calor é transferido ao vapor até que a temperatura atinja 300°C, enquanto a pressão permanece constante.

Determine o calor transferido e o trabalho realizado nesse processo.

Massa de controle: Água dentro do cilindro.

Estado inicial: P_1 , V_1 , m ; portanto, v_1 é conhecido e o estado 1 está fixado (com P_1 e v_1 , verifique as tabelas de água — região de duas fases).

Estado final: P_2 , T_2 ; portanto, o estado 2 está fixado (vapor superaquecido).

Processo: Pressão constante.

Diagrama: Fig. 5.7.

Modelo: Tabelas de vapor d'água.

Análise

Não há variação na energia cinética ou na energia potencial. O trabalho é feito pelo movimento de fronteira. Admitamos que o pro-

cesso seja de quase-equilíbrio. Então, como a pressão é constante, temos

$$\begin{aligned} {}_1W_2 &= \int_1^2 P dV = P \int_1^2 dV = P(V_2 - V_1) = \\ &= m(P_2v_2 - P_1v_1) \end{aligned}$$

Deste modo, a primeira lei da termodinâmica, em termos de Q , é

$$\begin{aligned} {}_1Q_2 &= m(u_2 - u_1) + {}_1W_2 \\ &= m(u_2 - u_1) + m(P_2v_2 - P_1v_1) = m(h_2 - h_1) \end{aligned}$$

Solução

Existem vários procedimentos que podem ser seguidos. O estado 1 é conhecido, assim v_1 e h_1 (ou u_1) podem ser determinados. O estado 2 também é conhecido, assim, v_2 e h_2 (ou u_2)

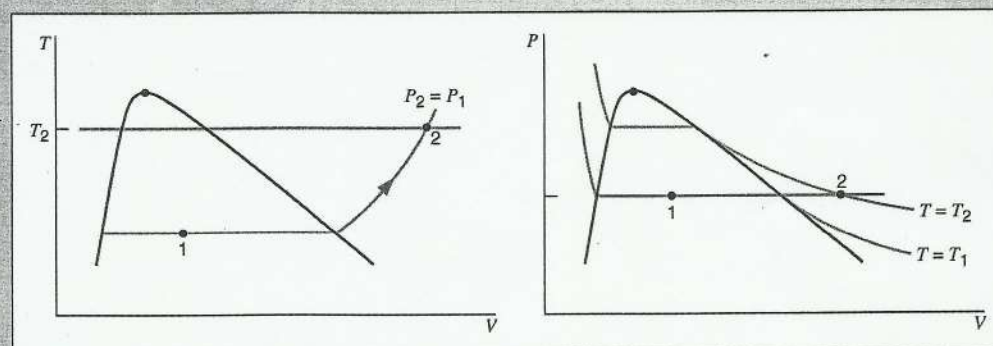


Fig. 5.7 O processo de quase-equilíbrio a pressão constante.

Exemplo 5.5 (continuação)

podem ser obtidos. Utilizando a primeira lei e a equação do trabalho, podemos calcular o calor transferido e o trabalho. Usando as entalpias, temos

$$v_1 = \frac{V_1}{m} = \frac{0,1}{0,5} = 0,2 = 0,001\,084 + x_1 0,4614$$

$$x_1 = \frac{0,1989}{0,4614} = 0,4311$$

$$h_1 = h_l + x_1 h_{lv} \\ = 604,74 + 0,4311 \times 2133,8 = 1524,7$$

$$h_2 = 3066,8$$

$${}_1Q_2 = 0,5(3066,8 - 1524,7) = 771,1 \text{ kJ}$$

$${}_1W_2 = mP(v_2 - v_1) = 0,5 \times 400(0,06548 - 0,2) = 91,0 \text{ kJ}$$

Portanto,

$$U_2 - U_1 = {}_1Q_2 - {}_1W_2 = 771,1 - 91,0 = 680,1 \text{ kJ}$$

O calor transferido poderia também ser encontrado a partir de u_1 e u_2 :

$$u_1 = u_l + x_1 u_{lv} \\ = 604,31 + 0,4311 \times 1949,3 = 1444,7$$

$$u_2 = 2804,8$$

e

$${}_1Q_2 = U_2 - U_1 + {}_1W_2 \\ = 0,5(2804,8 - 1444,7) + 91,0 = 771,1 \text{ kJ}$$

5.6 OS CALORES ESPECÍFICOS A VOLUME CONSTANTE E A PRESSÃO CONSTANTE

Nesta seção, consideraremos uma fase homogênea de uma substância de composição constante. Essa fase pode ser um sólido, um líquido ou um gás, porém não há mudança de fase. Definiremos então uma variável, denominada calor específico, como a quantidade de calor necessária para elevar de um grau a temperatura de uma unidade de massa. Como será de interesse examinar a relação entre o calor específico e outras variáveis termodinâmicas, vamos primeiro observar que o calor transferido é dado pela Eq. 5.10. Desprezando variações de energias cinética e potencial, e admitindo substância compressível simples e processo de quase-equilíbrio, para o qual o trabalho na Eq. 5.10 é dado pela Eq. 4.2, temos

$$\delta Q = dU + \delta W = dU + P dv$$

Verificamos que essa expressão pode ser avaliada para dois casos especiais distintos:

1. Volume constante, para o qual o termo de trabalho ($P dv$) é zero, de modo que o calor específico (a volume constante) é

$$C_v = \frac{1}{m} \left(\frac{\delta Q}{\delta T} \right)_v = \frac{1}{m} \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v \quad (5.14)$$

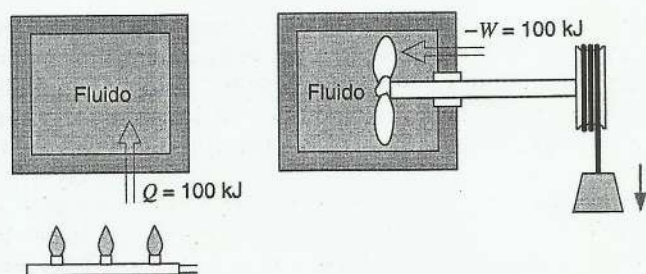
2. Pressão constante, para o qual o termo de trabalho pode ser integrado e os termos PV resultantes nos estados inicial e final podem ser associados com os termos da energia interna, como na Seção 5.5, levando à conclusão de que o calor transferido pode ser expresso em termos da variação de entalpia. O calor específico correspondente (a pressão constante) é

$$C_p = \frac{1}{m} \left(\frac{\delta Q}{\delta T} \right)_p = \frac{1}{m} \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_p = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p \quad (5.15)$$

Note que, para cada um desses casos especiais, a expressão resultante, Eq. 5.14 ou 5.15, contém somente propriedades termodinâmicas, de onde se conclui que os calores específicos a volume e a pressão constantes devem ser também propriedades termodinâmicas. Isso significa que, embora tenhamos iniciado esta discussão considerando a quantidade de calor necessária para causar a variação de uma unidade de temperatura e de termos prosseguido com um desenvolvimento muito específico para chegar à Eq. 5.14 (ou 5.15), o resultado final expressa uma relação entre um conjunto de propriedades termodinâmicas e, portanto, constitui uma definição que é independente do processo particular que conduziu a esse resultado (do mesmo modo que, como visto na seção anterior, a definição de entalpia é independente do processo escolhido para ilustrar uma situação na qual esta propriedade é útil numa análise termodinâmica). Como exemplo, considere as duas massas fluidas idênticas mostradas na Fig. 5.8. O primeiro sistema recebe 100 kJ de calor e o segundo, 100 kJ de trabalho. Deste modo, a variação de energia interna é a mesma em cada um dos sistemas e, por conseguinte, o estado final e a temperatura final coincidem para os dois sistemas. Portanto, de acordo com a Eq. 5.14, devemos obter exatamente o mesmo valor do calor específico médio, a volume constante, da massa fluida para os dois processos, mesmo que os dois processos tenham sido muito diferentes no que se refere à transferência de calor.

Sólidos e Líquidos

Como um caso especial, considere um sólido ou um líquido. Uma vez que essas fases são, ambas, praticamente incompressíveis,

Fig. 5.8 Esquema mostrando dois modos pelos quais um dado ΔU pode ser obtido.

$$dh = du + d(Pv) \approx du + v dP \quad (5.16)$$

Também, para ambas as fases, o volume específico é muito pequeno, de modo que, em muitos casos, podemos escrever

5.7 A ENERGIA INTERNA, A ENTALPIA E O CALOR ESPECÍFICO DE GASES IDEAIS

Para qualquer substância, em geral, a energia interna, u , depende de duas propriedades independentes que especificam o estado. Contudo, para um gás de massa específica muito baixa, u depende essencialmente de T e muito pouco da segunda propriedade, P ou v . Por exemplo, considere alguns valores para vapor superaquecido retirados da Tabela B.1.3 e mostrados na Tabela 5.1. Para esses valores, é evidente que u depende fortemente de T , mas não muito de P . Notamos, também, que a dependência de u com P é pequena a baixa pressão e ainda muito menor a alta temperatura, ou seja, a dependência de u com P (ou v) decresce com a redução da massa específica. É, portanto, razoável extrapolar esse comportamento para massas específicas muito baixas e admitir que, quando a massa específica do gás é baixa o suficiente para tornar apropriado o uso do modelo de gás ideal, a energia interna não depende da pressão e é uma função apenas da temperatura. Assim, para um gás ideal,

$$Pv = RT \quad \text{e} \quad u = f(T) \quad \text{somente} \quad (5.19)$$

A relação entre a energia interna u e a temperatura pode ser estabelecida pelo uso da definição de calor específico a volume constante, dada pela Eq. 5.14:

$$C_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v$$

Tabela 5.1 Energia Interna para Vapor d'Água Superaquecido

$T, ^\circ\text{C}$	P, kPa			
	10	100	500	1000
200	2661,3	2658,1	2642,9	2621,9
700	3479,6	3479,2	3477,5	3475,4
1200	4467,9	4467,7	4466,8	4465,6

$$dh \approx du \approx C dT \quad (5.17)$$

onde C é o calor específico a volume constante ou a pressão constante, pois os dois valores serão muito próximos. Em muitos processos envolvendo um sólido ou um líquido, podemos admitir também que o calor específico na Eq. 5.17 é constante (a menos que o processo ocorra a baixa temperatura ou numa grande faixa de temperatura). Integrando a Eq. 5.17, obtemos

$$h_2 - h_1 \approx u_2 - u_1 \approx C(T_2 - T_1) \quad (5.18)$$

Calores específicos para vários sólidos e líquidos estão listados nas Tabelas A.3 e A.4.

Em outros processos, para os quais não é possível admitir calor específico constante, pode existir uma relação funcional para C como uma função da temperatura. Neste caso, a Eq. 5.17 poderia ser integrada.

Visto que a energia interna de um gás ideal não é função do volume específico, podemos escrever para um gás ideal

$$C_{v0} = \frac{du}{dT} \quad (5.20)$$

$$du = C_{v0} dT$$

onde o índice 0 denota o calor específico de um gás ideal. Para uma dada massa m ,

$$dU = m C_{v0} dT \quad (5.21)$$

Da definição de entalpia e da equação de estado de um gás ideal, segue que

$$h = u + Pv = u + RT \quad (5.22)$$

Como R é uma constante e u é função apenas da temperatura, segue que a entalpia, h , de um gás ideal também é uma função apenas da temperatura, ou seja,

$$h = f(T) \quad (5.23)$$

A relação entre entalpia e temperatura é obtida a partir da definição do calor específico a pressão constante (Eq. 5.15):

$$C_p = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p$$

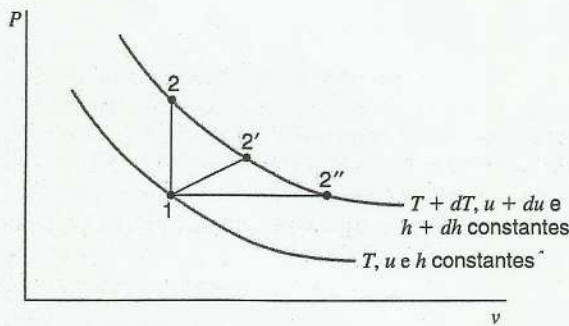


Fig. 5.9 Diagrama pressão-volume para um gás ideal.

Como a entalpia de um gás ideal é função apenas da temperatura e é independente da pressão, segue que

$$C_{p0} = \frac{dh}{dT}$$

$$dh = C_{p0} dT \quad (5.24)$$

Para uma dada massa m ,

$$dH = mC_{p0} dT \quad (5.25)$$

As consequências das Eqs. 5.20 e 5.24 são demonstradas na Fig. 5.9, que mostra duas linhas de temperatura constante. Visto que a energia interna e a entalpia são funções apenas da temperatura, essas linhas de temperatura constante são também linhas de energia interna constante e de entalpia constante. A partir do estado 1, a linha de temperatura mais alta pode ser alcançada por vários caminhos e, em cada caso, o estado final é diferente. No entanto, qualquer que seja o caminho, as variações de energia interna e de entalpia serão as mesmas, pois as linhas de temperatura constante são também linhas de u constante e de h constante.

Como a energia interna e a entalpia de um gás ideal são funções apenas da temperatura, segue que os calores específicos a volume constante e a pressão constante são também funções apenas da temperatura, ou seja

$$C_{v0} = f(T), \quad C_{p0} = f(T) \quad (5.26)$$

Todos os gases apresentam um comportamento próximo daquele do gás ideal quando a pressão tende a zero e, por isso, o calor específico do gás ideal, para uma dada substância, é frequentemente chamado de calor específico a pressão zero. Os símbolos C_{p0} e C_{v0} são usados para denotar, respectivamente, o calor específico a pressão constante e o calor específico a volume constante, na pressão zero. A Fig. 5.10 mostra o calor específico adimensional C_{p0}/R como função da temperatura para várias substâncias diferentes. Esses valores são determinados por técnicas da termodinâmica estatística que não serão discutidas aqui. Uma breve discussão sobre o assunto é apresentada no Apêndice C. O principal fator que causa a variação do calor específico com a temperatura é a

vibração molecular. Moléculas mais complexas apresentam múltiplos modos de vibração e, por conseguinte, uma maior dependência com a temperatura, como é visto na Fig. 5.10. Essa é uma consideração importante na decisão de levar ou não em conta a variação do calor específico em uma aplicação particular.

Uma relação muito importante entre o calor específico a pressão constante e o calor específico a volume constante de um gás perfeito pode ser desenvolvida a partir da definição de entalpia:

$$h = u + Pv = u + RT$$

Diferenciando e substituindo as Eqs. 5.20 e 5.24, obtemos

$$dh = du + R dT$$

$$C_{p0} dT = C_{v0} dT + R dT$$

Portanto,

$$C_{p0} - C_{v0} = R \quad (5.27)$$

Isso nos diz que a diferença entre os calores específicos a pressão constante e a volume constante de um gás ideal é sempre constante, embora ambos sejam funções da temperatura. Dessa forma, precisamos conhecer a dependência da temperatura de um deles apenas, pois a do outro é dada pela Eq. 5.27.

Vamos considerar o calor específico C_{p0} . Existem três possibilidades a examinar. A situação mais simples resulta da hipótese de calor específico constante. Neste caso, é possível integrar diretamente a Eq. 5.24, obtendo-se

$$h_2 - h_1 = C_{p0}(T_2 - T_1) \quad (5.28)$$

As condições sob as quais esse modelo é exato podem ser observadas na Fig. 5.10. Deve-se acrescentar, entretanto, que essa situação pode ser uma aproximação razoável sob outras condições, especialmente se um calor específico médio determinado em uma temperatura particular da faixa é usado na Eq. 5.28. Valores de calor específico a temperatura ambiente e de constante do gás para vários gases são fornecidos na Tabela A.5.

A segunda possibilidade para o calor específico é a utilização de uma equação analítica para C_{p0} em função da temperatura. Como os resultados dos cálculos do calor específico a partir da termodinâmica estatística não conduzem a formas matemáticas convenientes, esses resultados foram aproximados empiricamente. As equações para C_{p0} em função da temperatura são listadas na Tabela A.6 para diversos gases.

A terceira possibilidade é integrar os resultados dos cálculos da termodinâmica estatística desde uma temperatura arbitrária de referência até qualquer outra temperatura T e definir a função

$$h_T = \int_{T_0}^T C_{p0} dT$$

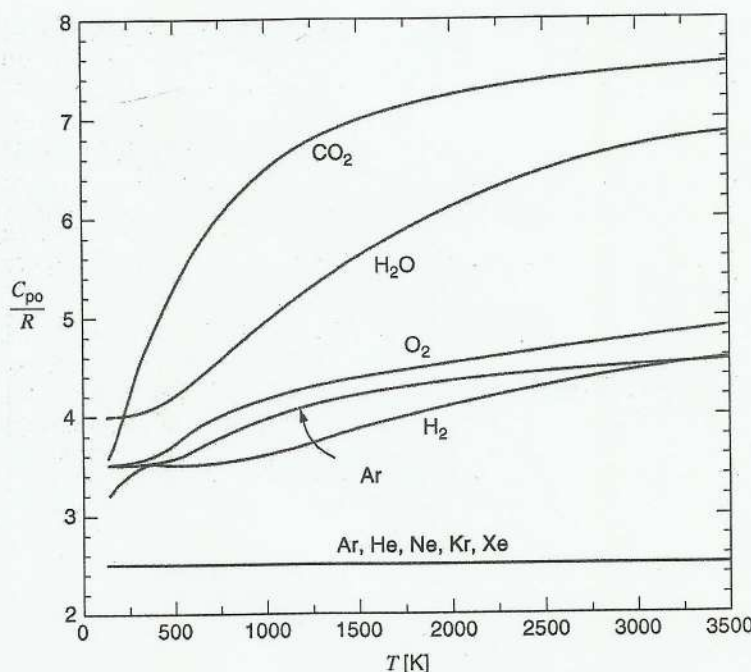


Fig. 5.10 O calor específico adimensional C_{p0}/R como função da temperatura para alguns gases.

Essa função pode então ser apresentada na forma de uma tabela de entrada única (temperatura). Deste modo, entre dois estados quaisquer 1 e 2,

$$h_2 - h_1 = \int_{T_0}^{T_2} C_{p0} dT - \int_{T_0}^{T_1} C_{p0} dT = h_{T_2} - h_{T_1} \quad (5.29)$$

Note que a temperatura de referência se cancela. A função resultante h_T (e uma função similar $u_T = h_T - RT$) é apresentada para o ar na Tabela A.7. Essas funções são listadas para vários outros gases na Tabela A.8.

Para resumir as três possibilidades, observamos que as respostas mais exatas para gases ideais são obtidas com o uso das Tabelas A.7 e A.8, mas as equações da Tabela A.6 dão uma boa aproximação empírica, desde que usadas dentro da faixa de validade. Admitir calor específico constante resulta em respostas menos exatas, exceto para os gases monoatômicos e gases a temperaturas inferiores à do ambiente. Deve ser lembrado que todos esses resultados são uma parte do modelo de gás ideal o que, em muitos dos nossos problemas, não é uma hipótese válida para o comportamento da substância.

Exemplo 5.6

Calcule a variação de entalpia quando 1 kg de oxigênio é aquecido de 300 K a 1500 K. Admita comportamento de gás ideal.

Solução

Para um gás ideal, a variação de entalpia é dada pela Eq. 5.24. Entretanto, precisamos fazer também uma hipótese sobre a dependência do calor específico com a temperatura. Vamos resolver esse problema de diversas maneiras e comparar os resultados.

A nossa resposta mais exata para a variação de entalpia de gás ideal, para o oxigênio entre 300 e 1500 K é obtida com as tabelas de gás ideal, Tabela A.8. O resultado, usando a Eq.

5.29, é

$$h_2 - h_1 = 1540,2 - 273,2 = 1267,0 \text{ kJ/kg}$$

A equação empírica da Tabela A.6 também fornecerá uma boa aproximação para a resposta do problema. Integrando a Eq. 5.24, temos

$$\begin{aligned} h_2 - h_1 &= \int_{T_1}^{T_2} C_{p0} dT = \int_{\theta_1}^{\theta_2} C_{p0}(\theta) \times 1000 d\theta \\ &= 1000 \left[0,88\theta - \frac{0,0001}{2}\theta^2 + \frac{0,54}{3}\theta^3 \right] \end{aligned}$$

Exemplo 5.6 (continuação)

$$-\frac{0,33}{4}\theta^4 \Big|_{\theta_1=0,3}^{\theta_2=1,5}$$

$$= 1241,5 \text{ kJ/kg}$$

que é 2,0% menor que o primeiro resultado.

Se admitirmos calor específico constante, devemos decidir qual o valor a ser utilizado. Utilizando o valor referente a 300 K (Tabela A.5) e a Eq. 5.28, obtemos

$$h_2 - h_1 = C_{p0}(T_2 - T_1) = 0,922 \times 1200 = 1106,4 \text{ kJ/kg}$$

que é 12,7% menor que o primeiro resultado. Vamos agora admitir que o calor específico é constante em seu valor a 900 K (temperatura média do intervalo). Substituindo 900 K na

equação para calor específico da Tabela A.6, obtemos

$$C_{p0} = 0,88 - 0,0001(0,9) + 0,54(0,9)^2 - 0,33(0,9)^3 \\ = 1,0767 \text{ kJ/kg K}$$

Substituindo esse valor na Eq. 5.28, resulta

$$h_2 - h_1 = 1,0767 \times 1200 = 1292,1 \text{ kJ/kg}$$

que é apenas cerca de 2,0% maior que o primeiro resultado, bem mais exato, portanto, do que o resultado obtido usando o calor específico na temperatura ambiente. É interessante lembrar que a escolha do valor do calor específico faz parte do modelo de gás ideal com calor específico constante.

Exemplo 5.7

Um cilindro provido de pistão apresenta volume inicial de 0,1 m³ e contém nitrogênio a 150 kPa e 25°C. Comprime-se o nitrogênio movimentando o pistão até que a pressão seja 1 MPa e a temperatura 150°C. Durante esse processo, calor é transferido do nitrogênio e o trabalho realizado sobre o nitrogênio é 20 kJ. Determine a quantidade de calor transferido.

Massa de controle: Nitrogênio.

Estado inicial: P_1 , T_1 , V_1 ; estado 1 fixado.

Estado final: P_2 , T_2 ; estado 2 fixado.

Processo: Entrada de trabalho conhecida.

Modelo: Gás ideal com calor específico constante avaliado a 300 K, Tabela A.5.

Análise

Da primeira lei, nós temos

$${}_1Q_2 = m(u_2 - u_1) + {}_1W_2$$

Solução

A massa de nitrogênio é obtida a partir da equação de estado com o valor de R dado pela Tabela A.5.

$$m = \frac{PV}{RT} = \frac{150 \times 0,1}{0,2968 \times 298,15} = 0,1695 \text{ kg}$$

Admitindo o calor específico constante dado pela Tabela A.5, temos

$${}_1Q_2 = mC_{v0}(T_2 - T_1) + {}_1W_2 \\ = 0,1695(0,745)(150 - 25) - 20,0 \\ = 15,8 - 20,0 = -4,2 \text{ kJ}$$

É claro que um resultado mais exato seria obtido com o uso da Tabela A.8, em vez de considerar o calor específico constante (avaliado na temperatura ambiente). Porém, em geral, esse aumento na precisão é tão pequeno que não justifica as dificuldades adicionais de interpolação manual nas tabelas.

5.8 A PRIMEIRA LEI COMO UMA EQUAÇÃO DE TAXA

Muitas vezes é vantajoso usar a primeira lei como uma equação de taxa que expressa tanto a taxa média ou instantânea na qual a energia cruza a fronteira do sistema como calor e trabalho quanto a taxa de variação de energia do sistema. Procedendo dessa forma, estamos nos afastando do ponto de vista estritamente clássico, pois a termodinâmica clássica trata de sistemas que estão em equilíbrio e o tempo não é um parâ-

metro relevante em sistemas que estão em equilíbrio. No entanto, uma vez que essas equações de taxa são desenvolvidas a partir de conceitos da termodinâmica clássica e são usadas em muitas aplicações da termodinâmica, elas serão incluídas neste livro. A equação da primeira lei em termos de taxas será utilizada no desenvolvimento da primeira lei para o volume de controle na Seção 6.2 e, naquela forma, a primeira lei en-

contra inúmeras aplicações na termodinâmica, mecânica dos fluidos e transferência de calor.

Considere um intervalo de tempo δt , durante o qual uma quantidade de calor δQ atravessa a fronteira do sistema, um trabalho δW é realizado pelo sistema, a variação da energia interna é ΔU , a variação da energia cinética é ΔEC e a variação da energia potencial é ΔEP . Aplicando a primeira lei, podemos escrever

$$\Delta U + \Delta EC + \Delta EP = \delta Q - \delta W$$

Dividindo por δt , obtemos as taxas médias de transferência de energia como calor e trabalho e de aumento da energia da massa de controle:

$$\frac{\Delta U}{\delta t} + \frac{\Delta EC}{\delta t} + \frac{\Delta EP}{\delta t} = \frac{\delta Q}{\delta t} - \frac{\delta W}{\delta t}$$

Tomando os limites para cada um desses valores quando δt tende a zero, temos

$$\lim_{\delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta U}{\delta t} = \frac{dU}{dt}, \quad \lim_{\delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta(EC)}{\delta t} = \frac{d(EC)}{dt},$$

$$\lim_{\delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta(EP)}{\delta t} = \frac{d(EP)}{dt}$$

$$\lim_{\delta t \rightarrow 0} \frac{\delta Q}{\delta t} = \dot{Q}, \quad \text{a taxa de transferência de calor}$$

$$\lim_{\delta t \rightarrow 0} \frac{\delta W}{\delta t} = \dot{W}, \quad \text{a potência}$$

Portanto, a equação da primeira lei em termos de taxas é

$$\frac{dU}{dt} + \frac{d(EC)}{dt} + \frac{d(EP)}{dt} = \dot{Q} - \dot{W} \quad (5.30)$$

Poderíamos também escrevê-la na forma

$$\frac{dE}{dt} = \dot{Q} - \dot{W} \quad (5.31)$$

Exemplo 5.8

Durante o carregamento de uma bateria, a corrente elétrica i é 20 A e a tensão $\mathcal{E}$ é 12,8 V. A taxa de transferência de calor da bateria é 10 W. Qual é a taxa de aumento da energia interna?

Solução

Como as variações na energia cinética e potencial são insignificantes, a equação da primeira lei da termodinâmica em termos de fluxo pode ser escrita na forma da Eq. 5.31:

$$\frac{dU}{dt} = \dot{Q} - \dot{W}$$

$$\dot{W} = \mathcal{E}i = -12,8 \times 20 = -256 \text{ W} = -256 \text{ J/s}$$

Portanto,

$$\frac{dU}{dt} = \dot{Q} - \dot{W} = -10 - (-256) = 246 \text{ J/s}$$

5.9 CONSERVAÇÃO DA MASSA

Na seção anterior, consideramos a primeira lei da termodinâmica para uma massa de controle que passa por uma mudança de estado. A massa de controle é definida como uma quantidade fixa de massa. A questão que surge agora é: a massa de tal sistema varia quando a sua energia varia? Se afirmativo, a nossa definição de massa de controle não será mais válida quando a energia varia.

Sabemos da teoria da relatividade que a massa e a energia estão relacionadas pela conhecida equação

$$E = mc^2 \quad (5.32)$$

onde c é a velocidade da luz e E a energia. Concluímos dessa equação que a massa de uma massa de controle varia quando a sua energia varia. Vamos calcular, então, a magnitude dessa variação de massa

para um problema típico e determinar se essa variação é significativa.

Considere um recipiente rígido que contém 1 kg de uma mistura estequiométrica de um hidrocarboneto combustível (tal como a gasolina) e ar. Do nosso conhecimento de combustão, sabemos que após a realização desse processo será necessário transferir cerca de 2900 kJ do sistema para que a sua temperatura inicial seja restabelecida. Da primeira lei,

$${}_1Q_2 = U_2 - U_1 + {}_1W_2$$

com ${}_1W_2 = 0$ e ${}_1Q_2 = -2900 \text{ kJ}$, concluímos que a energia interna desse sistema decresce de 2900 kJ durante o processo de transferência de calor. Vamos agora calcular a diminuição na massa durante esse processo usando a Eq. 5.32.

A velocidade da luz, c , é de $2,9979 \times 10^8$ m/s. Portanto,

$$2900 \text{ kJ} = 2\,900\,000 \text{ J} = m \text{ (kg)} \times (2,9979 \times 10^8 \text{ m/s})^2$$

e daí

$$m = 3,23 \times 10^{-11} \text{ kg}$$

Então, a massa diminui $3,23 \times 10^{-11}$ kg quando a energia da massa de controle decresce de 2900 kJ.

Uma variação na massa dessa ordem de grandeza não pode ser detectada nem mesmo pela nossa balança química mais sensível. Certamente, uma variação na massa dessa magnitude não compromete a exatidão requerida em praticamente todos os cálculos de engenharia. Deste modo, se usarmos as leis da conservação de massa e da conservação de energia separadamente, não estaremos introduzindo erros significativos na maioria dos problemas de termodinâmica e nossa definição de uma massa de controle como sendo uma massa fixa pode ser usada mesmo quando a energia varia.

PROBLEMAS

Energias cinética e potencial

5.1 O macaco hidráulico de uma oficina mecânica eleva de 1,8 m um carro com massa igual a 1750 kg. A bomba hidráulica impõe uma pressão constante de 800 kPa sobre o pistão do macaco. Qual é o aumento de energia potencial do automóvel e qual o volume de óleo hidráulico bombeado para realizar o trabalho?

5.2 A decolagem de aviões num porta-aviões é auxiliada por um dispositivo do tipo cilindro-pistão acionado por vapor d'água com uma pressão média de 750 kPa. Um avião, com massa de 3500 kg, deve ser acelerado do repouso até 30 m/s, com 25% da energia necessária sendo fornecida pelo dispositivo cilindro-pistão. Determine o deslocamento de volume requerido do pistão.

5.3 Resolva o Problema 5.2, mas considere agora que a pressão do vapor no cilindro varia linearmente com o volume de 1000 kPa, no início, até 100 kPa no final do processo.

5.4 Um conjunto cilindro-pistão desloca de 1 metro, verticalmente para baixo, o martelo de uma máquina de estampagem. O martelo tem massa de 25 kg e é movimentado do repouso até uma velocidade de 50 m/s. Qual é a variação de energia total do martelo?

5.5 Um pistão de 25 kg está retido sobre um gás no interior de um longo cilindro vertical. O pistão é então liberado do repouso e acelera atingindo o topo do cilindro, 5 metros acima da posição inicial, a uma velocidade de 25 m/s. A pressão do gás diminui durante o processo de tal modo que a pressão média é de 600 kPa com uma pressão atmosférica externa de 100 kPa. Despreze as variações nas energias cinética e potencial do gás e determine a variação requerida no volume do gás.

5.6 Determine as propriedades indicadas.

- | | | |
|-------------------------|--|-----------------|
| a. H_2O | $T = 250^\circ\text{C}$, $v = 0,02 \text{ m}^3/\text{kg}$ | $P = ?$ $u = ?$ |
| b. N_2 | 120 K , $P = 0,8 \text{ MPa}$ | $x = ?$ $h = ?$ |
| c. H_2O | $T = -2^\circ\text{C}$, $P = 100 \text{ kPa}$ | $u = ?$ $v = ?$ |
| d. R-134a | $P = 200 \text{ kPa}$, $v = 0,12 \text{ m}^3/\text{kg}$ | $u = ?$ $T = ?$ |
| e. NH_3 | $T = 65^\circ\text{C}$, $P = 600 \text{ kPa}$ | $u = ?$ $v = ?$ |

5.7 Determine as propriedades indicadas e a fase da substância.

- | | | |
|-------------------------|---|-------------------------|
| a. H_2O | $u = 2390 \text{ kJ/kg}$, $T = 90^\circ\text{C}$ | $h = ?$ $v = ?$ $x = ?$ |
| b. H_2O | $u = 1200 \text{ kJ/kg}$, $P = 10 \text{ MPa}$ | $T = ?$ $x = ?$ $v = ?$ |
| c. R-12 | $T = -5^\circ\text{C}$, $P = 300 \text{ kPa}$ | $h = ?$ $x = ?$ |
| d. R-134a | $T = 60^\circ\text{C}$, $h = 430 \text{ kJ/kg}$ | $v = ?$ $x = ?$ |
| e. NH_3 | $T = 20^\circ\text{C}$, $P = 100 \text{ kPa}$ | $u = ?$ $v = ?$ $x = ?$ |

5.8

i. Determine a fase assim como as propriedades que faltam entre P , T , v , u e x .

- | | |
|-------------------------|--|
| a. H_2O | a $P = 5000 \text{ kPa}$, $u = 1000 \text{ kJ/kg}$ (referência tabela de vapor) |
| b. Amônia | a $T = 50^\circ\text{C}$, $v = 0,1185 \text{ m}^3/\text{kg}$ |
| c. R-134a | a $T = 20^\circ\text{C}$, $u = 300 \text{ kJ/kg}$ |
| d. N_2 | a 250 K , $P = 250 \text{ kPa}$ |

ii. Mostre os quatro estados como pontos em um diagrama $T-v$ com a posição correta em relação à região de duas fases.

5.9 Determine as propriedades indicadas e a fase da substância:

- | | | |
|-------------------------|---|-------------------------|
| a. H_2O | $T = 120^\circ\text{C}$, $v = 0,5 \text{ m}^3/\text{kg}$ | $u = ?$ $P = ?$ $x = ?$ |
| b. H_2O | $T = 100^\circ\text{C}$, $P = 10 \text{ MPa}$ | $u = ?$ $x = ?$ $v = ?$ |
| c. N_2 | $T = 200 \text{ K}$, $P = 200 \text{ kPa}$ | $v = ?$ $u = ?$ |
| d. NH_3 | $T = 100^\circ\text{C}$, $v = 0,1 \text{ m}^3/\text{kg}$ | $P = ?$ $x = ?$ |
| e. N_2 | $T = 100 \text{ K}$, $x = 0,75$ | $v = ?$ $u = ?$ |

5.10 Determine as propriedades que faltam entre (P, T, v, u, h) , juntamente com o título, se aplicável, e dê a fase da substância:

- | | |
|-------------------------|--|
| a. R-22 | $T = 10^\circ\text{C}$, $u = 200 \text{ kJ/kg}$ |
| b. H_2O | $T = 350^\circ\text{C}$, $h = 3150 \text{ kJ/kg}$ |
| c. R-12 | $P = 500 \text{ kPa}$, $h = 230 \text{ kJ/kg}$ |
| d. R-134a | $T = 40^\circ\text{C}$, $u = 407 \text{ kJ/kg}$ |
| e. NH_3 | $T = 20^\circ\text{C}$, $v = 0,1 \text{ m}^3/\text{kg}$ |

5.11 Água líquida saturada a 20°C é comprimida até uma pressão mais alta em um processo isotérmico. Determine as variações em u e h a partir do estado inicial se a pressão final for:

- a. 500 kPa.
- b. 2000 kPa.
- c. 20.000 kPa.

Equação de energia: processo simples

5.12 Um tanque rígido, com volume de 100 l, contém nitrogênio (N_2) a 900 K e 3 MPa. O tanque é, então, resfriado até que a temperatura atinja 100 K. Determine o trabalho e o calor para esse processo.

5.13 Um tanque de 150 litros, fechado e rígido, contém água a 100°C e título de 90%. A água é então resfriada até -10°C. Determine o calor transferido nesse processo.

5.14 Um arranjo cilindro-pistão de pressão constante contém 0,25 kg de vapor d'água saturado a 200 kPa. A água é então aquecida até que a temperatura atinja 200°C. Determine o calor transferido nesse processo.

5.15 Um cilindro, adaptado com um pistão sem atrito, contém 2 kg de vapor superaquecido de refrigerante R-134a a 100°C e 350 kPa. O conjunto é então resfriado, num processo em que a pressão do refrigerante fica constante, até que o R-134a apresente título igual a 75%. Calcule a transferência de calor nesse processo.

5.16 Um cilindro de teste, fechado e rígido, com volume de 0,1 l contém água no ponto crítico. Ele é resfriado até que a temperatura da água atinja 20°C. Calcule a quantidade de calor transferido da água.

5.17 Um conjunto cilindro-pistão de pressão constante contém 0,2 kg de vapor d'água saturado a 400 kPa. O conjunto é resfriado até que a água ocupe metade de seu volume inicial. Calcule o calor transferido no processo.

5.18 Amônia a 0°C, com título de 60%, está contida em um tanque rígido com volume de 200 l. O tanque e a amônia são então aquecidos até atingir uma pressão final de 1 MPa. Determine o calor transferido para a amônia no processo.

5.19 Um tanque rígido com volume de 10 l contém R-22 a -10°C com título de 80%. Uma corrente elétrica de 10 A (fornecida por uma bateria de 6 V) passa, por 10 minutos, através de uma resistência elétrica de aquecimento no interior do tanque, após o que a temperatura do R-22 atinge 40°C. Qual foi a transferência de calor do ou para o tanque nesse processo?

5.20 Uma garrafa de aço, fechada, contém amônia a -20°C, $x = 20\%$ e o volume é de 0,05 m³. A garrafa possui uma válvula de segurança que abre a uma pressão de 1,4 MPa. Por acidente, a garrafa é aquecida até que a válvula de segurança se abra. Determine o calor total transferido e a temperatura no momento da abertura da válvula.

5.21 Uma massa de 25 kg move-se a 25 m/s. Um sistema de freio pára completamente a massa, com uma desaceleração

constante, num intervalo de 5 s. A energia de frenagem é absorvida por 0,5 kg de água inicialmente a 20°C e 100 kPa. Considere que a massa está a pressão e temperatura constantes. Determine a energia que o freio remove da massa e o aumento de temperatura da água, admitindo que sua pressão seja constante.

5.22 Um dispositivo cilindro-pistão contém 50 kg de água a 200 kPa com um volume de 0,1 m³. São colocados batentes no cilindro com o objetivo de restringir o volume interno a um máximo de 0,5 m³. A água é então aquecida até que o pistão encoste nos batentes. Determine a transferência de calor necessária.

5.23 Dez quilos de água, em um conjunto cilindro-pistão de pressão constante, estão a 450°C e ocupam um volume de 0,633 m³. O sistema é então resfriado até 20°C. Mostre o diagrama $P-v$ e determine o trabalho e a transferência de calor para o processo.

5.24 Um conjunto cilindro-pistão contém 1 kg de água líquida a 20°C e 300 kPa. Existe uma mola linear instalada sobre o pistão de forma que quando a água é aquecida a pressão atinge 3 MPa com um volume de 0,1 m³.

- a. Determine a temperatura final e trace o diagrama $P-v$ para o processo.
- b. Calcule o trabalho e a transferência de calor para o processo.

5.25 Um cilindro, termicamente isolado e dotado de um pistão, contém R-12 a 25°C com um título de 90% e um volume de 45 l. O pistão é liberado e o R-12 expande-se até atingir a condição de vapor saturado. Durante esse processo, o R-12 realiza 7,0 kJ de trabalho sobre o pistão. Determine a temperatura final, considerando que o processo seja adiabático.

5.26 Dois quilos de nitrogênio a 100 K, $x = 0,5$, são aquecidos até 300 K em um processo a pressão constante num conjunto cilindro-pistão. Determine os volumes inicial e final e a transferência de calor total requerida.

5.27 Um arranjo cilindro-pistão contém água a -2°C, pressurizada a 150 kPa pela pressão atmosférica exterior e pela massa do pistão, conforme mostrado na Fig. P5.27. A água é então aquecida até tornar-se vapor saturado. Determine a temperatura final, o trabalho específico e a transferência de calor por unidade de massa para o processo.

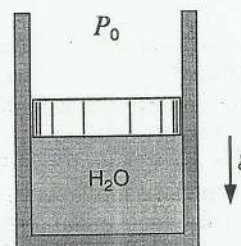


FIGURA P5.27

5.28 Considere o sistema mostrado na Fig. P5.28. O tanque A tem um volume de 100 l e contém vapor saturado de R-134a a 30°C. Quando a válvula é parcialmente aberta, o R-134a escoá lentamente para dentro do cilindro B. O pistão requer uma pressão de 200 kPa no cilindro B para ser levantado. O processo termina quando a pressão no cilindro A tiver baixado para 200 kPa. Durante o processo, calor é trocado com o meio ambiente de forma que o R-134a permanece sempre a 30°C. Determine a transferência de calor para o processo.

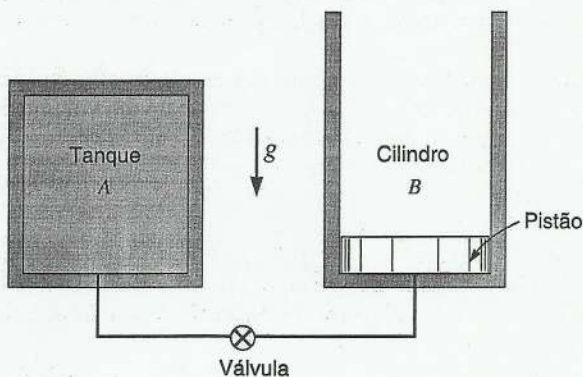


FIGURA P5.28

5.29 A Fig. P5.29 mostra um cilindro termicamente isolado que contém 2 kg de água e um pistão travado por um pino. Nessa condição, a água está a 100°C com um título de 98%. O pistão, com área da seção transversal de 100 cm², tem uma massa de 102 kg e a pressão atmosférica é de 100 kPa. O pino é, então, removido, permitindo que o pistão se mova. Admitindo que o processo seja adiabático, determine o estado final da água.

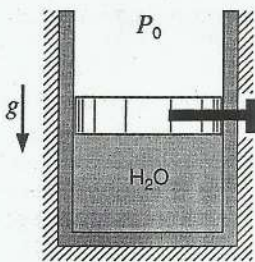


FIGURA P5.29

5.30 Um arranjo cilindro-pistão tem a pressão atmosférica e uma mola linear agindo sobre o pistão, conforme mostrado na Fig. P5.30. O arranjo contém água a 3 MPa e 400°C com um volume de 0,1 m³. Se o pistão estiver encostado no fundo do cilindro, a mola toca o pistão, mas não exerce força sobre ele, e a pressão interna necessária para iniciar o movimento do pistão, nesta condição, é de 200 kPa. O sistema é então resfriado até que a pressão atinja 1 MPa. Determine a transferência de calor para esse processo.

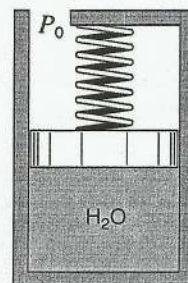


FIGURA P5.30

5.31 A Fig. P5.31 mostra um conjunto cilindro-pistão que contém 1 kg de amônia. Inicialmente, o pistão repousa sobre os batentes e a amônia está a uma temperatura de 20°C com volume de 0,1 m³. A superfície superior do pistão está aberta para a pressão atmosférica, P_0 , de modo que é necessária uma pressão interna de 1400 kPa para iniciar o levantamento do pistão. A que temperatura a amônia deve ser aquecida até a condição de vapor saturado, quais são a temperatura e o volume finais da amônia e a transferência total de calor, ${}_1Q_2$, no processo?

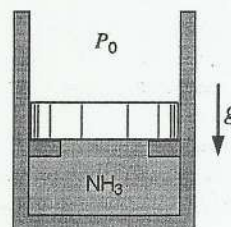


FIGURA P5.31

5.32 Um cilindro, com um pistão restringido por uma mola linear (de constante igual a 15 kN/m), contém 0,5 kg de vapor d'água saturado a 120°C, conforme mostrado na Fig. P5.32. Calor é transferido para a água causando a elevação do pistão. Se a área da seção transversal do pistão é de 0,05 m² e a pressão varia linearmente com o volume até o valor final de 500 kPa, determine a temperatura final no cilindro e o calor transferido no processo.

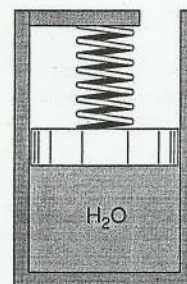


FIGURA P5.32

5.33 Um reator com volume de 1 m³, cheio d'água, está a 20 MPa e 360°C dentro de um vaso de contenção conforme mostrado na Fig. P5.33. O vaso é bem isolado e, inicialmente, está evacuado.

Devido a uma falha, o reator rompe-se e a água preenche o ambiente de contenção. Determine o volume mínimo do vaso para que a pressão final nele não exceda 200 kPa.

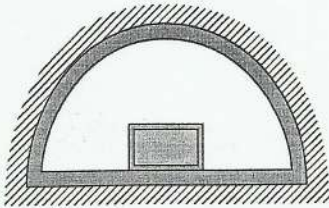


FIGURA P5.33

5.34 Um conjunto cilindro-pistão contém 1 kg de água líquida a 20°C e 300 kPa. Existe uma mola linear montada sobre o pistão de forma que quando a água é aquecida a pressão atinge 1 MPa com um volume de 0,1 m³. Determine a temperatura final e o calor transferido no processo.

5.35 A Fig. P5.35 mostra um cilindro de 10 m de altura, aberto, dotado de um pistão muito fino, isolado termicamente, com massa de 198,5 kg e área da seção transversal igual a 0,1 m². O cilindro contém água a 20°C acima do pistão e 2 kg de água a 20°C abaixo do pistão. Transfere-se, então, calor para a água debaixo do pistão o que causa a sua expansão, o movimento para cima do pistão e o transbordo da água no topo do cilindro. Esse processo continua até que o pistão alcance o topo do cilindro. Admitindo os valores padrões para g e P_0 , determine o estado final da água abaixo do pistão (P , T , v) e o calor adicionado durante o processo.

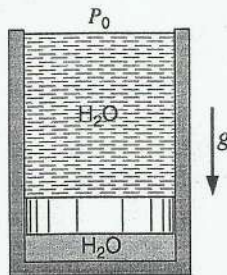


FIGURA P5.35

5.36 Uma cápsula de 1 ℓ cheia de água a 700 kPa e 150°C é colocada em um recipiente maior, termicamente isolado e evacuado. A cápsula rompe-se e seu conteúdo enche todo o volume do recipiente. Qual deve ser o volume mínimo do vaso para que a pressão final não exceda 125 kPa?

5.37 Vapor superaquecido de R-134a a 20°C e 0,5 MPa é resfriado a pressão constante num conjunto cilindro-pistão até atingir o estado saturado com título igual a 50%. Sabendo que a massa de refrigerante é de 5 kg e que são transferidos 500 kJ de calor no processo, calcule o trabalho requerido e os volumes inicial e final no processo.

5.38 Um tanque rígido e selado contém amônia a 0°C e título de 50%. Transfere-se calor para a amônia até que ela atinja 100°C.

Determine o estado final (P_2 , u_2), o trabalho específico e a transferência de calor por quilo de amônia nesse processo.

Equação de energia: processo de múltiplas etapas

5.39 Dez quilos de água em um arranjo cilindro-pistão estão na condição de vapor saturado a 100 kPa, com um título de 50%. O sistema é então aquecido de forma que o volume triplica. A massa do pistão é tal que uma pressão interna de 200 kPa o fará flutuar, conforme mostrado na Fig. P4.36. Determine a temperatura final e o calor transferido no processo.

5.40 Um arranjo vertical cilindro-pistão contém 5 kg de R-22 a 10°C, conforme mostrado na Fig. P5.40. Calor é transferido para o sistema, causando a elevação do pistão até que o mesmo encoste nos batentes, posição na qual o volume é o dobro do inicial. Calor adicional é transferido até que a temperatura e a pressão do R-22 atinjam os valores de 50°C e 1,3 MPa, respectivamente.

- Qual é o título no estado inicial?
- Calcule o calor transferido no processo global.

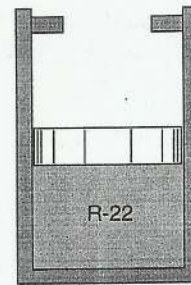


FIGURA P5.40

5.41 Determine o calor transferido no Problema 4.35.

5.42 Determine o calor transferido no Problema 4.41.

5.43 Um arranjo cilindro-pistão contém 5 kg de água a 100°C com $x = 20\%$ e o pistão, de massa $m_p = 75$ kg, repousa inicialmente sobre os esbarros, conforme mostrado na Fig. P5.43. A pressão externa é de 100 kPa e a área do cilindro é $A = 24,5$ cm². Calor é então adicionado até que a água atinja o estado de vapor saturado. Determine o volume inicial, a pressão final, o trabalho, o calor transferido e mostre o processo num diagrama P - v .

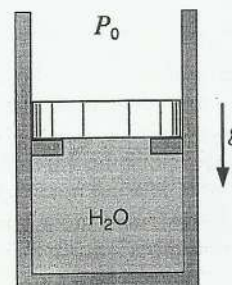


FIGURA P5.43

Respostas para Problemas Seleccionados

- 2.2 0,61 m/s²
 2.6 2850 N; 30 m/s
 2.9 2300 N
 2.12 5,32 kg; 0,00552 m³/kg
 2.15 0,00125 m³/kg; 800 kg/m³
 2.18 1752 kg
 2.21 a. 149,9 kPa
 b. 162,8 kPa
 c. 145,6 kPa
 2.24 96,34 kPa
 2.27 90 mm
 2.30 2,45 kPa; 50 cm
 2.33 1116 kPa
 2.36 0,18%
 2.39 25,84 kPa
 2.42 8,33 kg
 3.3 7,38 MPa, 472 kg/m³; 6,14 MPa, 275 kg/m³
 3.6 190 K
 3.15 a. 120°C; 0,516
 b. 117 K; 0,959
 c. 10°C; 0,7776
 d. 0,592; 0°C
 3.18 a. 0,56; 198,5 kPa
 b. 121,6°C
 c. 0,4285; 0,26 kPa
 d. 71,4°C
 e. 0,666; 857,5 kPa
 3.21 a. 134 kPa, 0,146 m³/kg; 1017 kPa, 0,019 m³/kg;
 b. 245 kPa, 0,092 m³/kg; 1534 kPa, 0,0143 m³/kg;
 3.24 217,9 kPa
 3.27 a. 0,12 m
 b. 0,000 11 m
 3.30 18,9 kPa
 3.33 771 kPa; 1318 kPa, 0,4678
 3.42 -13,2°C; 0,1728 m³/kg
 3.45 2152 kPa
 3.48 a. 1,189 kg
 b. 0,828 kg
 c. 1,809 kg
 3.51 a. 0,861 m³; 1,2915 m³
 b. 500 kPa
 3.57 23,4%; 9,9%; 3,2%
 3.60 0,012 kg
 3.63 308,75 kg
 3.66 b. 60%
 c. 1%
 3.69 356 kg/m³
 3.72 925 kPa; 0,007 m³/kg
 3.75 a. 5,928 kg
 b. 141,8 kg
 c. 114,3 kg
 3.78 102 K
 3.81 161,6 kPa
 4.3 1,25 kJ
 4.6 0,66 kN
 4.9 3,169 kPa; 0,0361; 0
 4.12 0,2375 kJ
 4.15 -176,9 kJ/kg
 4.18 86,1 kJ
 4.21 -80,4 kJ
 4.24 396 kPa; -26,7 kJ
 4.27 117,5 kJ
 4.30 43,2 kJ/kg
 4.33 215,3 kJ
 4.36 a. 829°C; 25,425 m³
 b. 3390 kJ
 4.39 0,0427 kJ
 4.42 500 kPa; 0,05226 m³; 4,91 kJ
 4.45 -38,64 kJ/kg
 4.48 -8,92 μJ
 4.54 8,83 kW
 4.60 15,8°C
 4.63 1600 m²
 4.66 45°C
 4.69 1000 K
 5.3 0,716 m³
 5.6 a. 3973 kPa; 1664,3 kJ/kg
 b. indefinido; 114,02 kJ/kg
 c. -337,6 kJ/kg; 0,001 09 m³/kg
 d. 405,1 kJ/kg; 32,5°C
 e. 1436,0 kJ/kg; 0,2645 m³/kg
 5.9 a. 1637,9 kJ/kg; 198,5 kPa; 0,56
 b. 416,1 kJ/kg; 0,001 039 m³/kg
 c. 0,29551 m³/kg; 147,37 kJ/kg
 d. 1685 kPa
 e. 0,023 765 m³/kg; 28,8 kJ/kg

- 5.12 $-690,7 \text{ kJ}$
 5.15 $-274,6 \text{ kJ}$
 5.18 $720,5 \text{ kJ}$
 5.21 a. $7,8 \text{ kJ}$
 b. $3,7^\circ\text{C}$
 5.24 a. 400°C
 b. $163,4 \text{ kJ}; 3012 \text{ kJ}$
 5.27 $111,4^\circ\text{C}; 173,7 \text{ kJ/kg}; 3031 \text{ kJ/kg}$
 5.30 $-2068,5 \text{ kJ}$
 5.33 $287,7 \text{ m}^3$
 5.36 115 l
 5.39 a. $829^\circ\text{C}; 25,425 \text{ m}^3$
 b. 3390 kJ
 c. 25961 kJ
 5.42 $2610,7 \text{ kJ}$
 5.45 4603 kJ
 5.48 a. $0,931 \text{ kg}; 0,58 \text{ m}^3$
 b. $85,2 \text{ kJ}$
 c. 588 kJ
 5.51 $-877,4 \text{ kJ}$
 5.54 $41,82 \text{ MJ}$
 5.57 $65,9^\circ\text{C}$
 5.60 $1,005 \text{ kJ/kg K}; 14\%; 21\%$
 5.63 5048 kJ/kg
 5.66 a. 520 kJ/kg
 b. 922 kJ/kg
 c. 842 kJ/kg
 5.69 $298 \text{ kJ}; 368,7 \text{ kJ}$
 5.72 $2,323 \text{ kg}; 3,484 \text{ kg}; 736 \text{ K}; 613 \text{ kPa}$
 5.75 $172,2 \text{ kJ/kg}; 670,5 \text{ kJ/kg}; 0;$
 $-498,3 \text{ kJ/kg}$
 5.78 $-0,192 \text{ kJ}; -0,072 \text{ kJ}$
 5.81 $845,2 \text{ kPa}; 458,8 \text{ K}; -0,0147 \text{ kJ}$
 5.84 $1,7047; 81,45 \text{ kJ/kg}; -61,95 \text{ kJ/kg}$
 5.87 $27,25 \text{ kJ}$
 5.90 $0,53^\circ\text{C/min.}$
 5.93 $2,45 \text{ kW}$
 6.3 $1,52 \text{ kg/s} \pm 2\%$
 6.6 $2,658 \text{ m}^3/\text{s}; 4,33 \text{ m}$
 6.9 $438,7 \text{ m/s}; 1,3 \text{ cm}^2$
 6.12 $123,9 \text{ kPa}; 319,7 \text{ K}$
 6.15 $22,9^\circ\text{C}; 215,7 \text{ kPa}$
 6.18 $0,9414; 0,0586$
 6.21 $482,3 \text{ kJ/kg}; 964,6 \text{ kW}$
 6.24 $1,9925 \text{ kJ/kg}; 3,985 \text{ kW}$
 6.27 $12,0 \text{ kg/s}$
 6.30 a. $1,538$
 b. $-140,0 \text{ kJ/kg}$
 c. $73,8 \text{ kJ/kg}$
 6.33 $0,866 \text{ kW}; 0,99 \text{ kW}$
 6.36 $157,4 \text{ kW}$
 6.39 $20,23^\circ\text{C}; 44,3 \text{ m/s}$
 6.42 $29,43 \text{ m/s}; 2,31 \text{ kg/s}$
 6.45 $91,565 \text{ MW}$
 6.48 $131,2 \text{ m/s}; 1056 \text{ kW}$
 6.51 $1,815 \text{ kg/s}$
 6.54 $0,867$
 6.57 $14,8 \text{ kW}$
 6.60 $0,964 \text{ kg/s}$
 6.63 $49 \text{ m/s}; 24\,805 \text{ kW}$
 6.66 a. $2673,9 \text{ kJ/kg}; 0,9755$
 b. $22,489 \text{ MW}$
 c. $18,394 \text{ MW}$
 d. $0,26$
 6.69 a. $-118,77 \text{ MW}$
 b. $-127,8 \text{ kW}$
 6.72 $25,5 \text{ kJ}$
 6.75 $0,966 \text{ kg}; 20,1 \text{ kJ}$
 6.78 $4,29 \text{ MPa}$
 6.81 $22,36 \text{ m/s}; -0,125 \text{ kJ}$
 6.84 6744 kJ
 7.6 $850 \text{ MW}; 84\,661 \text{ kg/s}$
 7.9 $0,42; 1,38$
 7.12 $0,595 \text{ kJ}$
 7.15 $51,6 \text{ kW}$
 7.21 a. 92°C
 b. 92°C
 7.27 $2,52 \text{ kW}; 3,48 \text{ kW}$
 7.30 $0,051$
 7.33 $0,275; 0$
 7.39 $97,8 \text{ W}$
 7.42 $11,1; 7,8; 5,96$
 7.45 $0,731$
 7.48 41 m^2
 7.51 $1,9^\circ\text{C}$
 7.54 $81\,945 \text{ kJ}$
 7.60 $4,4^\circ\text{C}$
 7.63 $1494,3 \text{ kJ}$
 7.66 $0,2688 \text{ m}^3/\text{kg}; 320 \text{ kPa}; 125 \text{ kJ/kg}$
 8.6 a. $4,05 \text{ kJ/kg K}$
 b. $6,5452 \text{ kJ/kg K}$
 c. $-1,2369 \text{ kJ/kg K}$
 d. $0,2966 \text{ kJ/kg K}$
 e. $0,2945 \text{ kJ/kg K}$
 8.9 a. $23,21 \text{ kJ/kg}; 0,7755 \text{ kJ/kg K}$
 b. $26,07 \text{ kJ/kg}; 1,1022 \text{ kJ/kg K}$
 c. $28,32 \text{ kJ/kg}; 1,8503 \text{ kJ/kg K}$
 8.12 $-20^\circ\text{C}; 0,24; 997 \text{ kJ/kg}; 4,6577 \text{ kJ/kg K}$
 8.15 b. $0,2629; 0,9809$
 c. $7,83$
 8.21 $232,4 \text{ kJ}; 0$
 8.24 $-38,2 \text{ kJ/kg}; -26,3 \text{ kJ/kg}$
 8.27 $-794,2 \text{ kJ}; -727,6 \text{ kJ}$
 8.30 $-3,2 \text{ kJ}; -3,8 \text{ kJ}$
 8.33 $-338 \text{ kJ/kg}; -445,6 \text{ kJ/kg}$
 8.36 $-164,5 \text{ kJ/kg}$