

Escola Politécnica da
Universidade de São Paulo



PME 3344

Termodinâmica Aplicada

8) Entropia



Falamos nas aulas anteriores sobre a **2ª Lei da Termodinâmica**.

Vimos dois enunciados da 2ª Lei, o de **Kelvin-Planck** e o de **Clausius**.

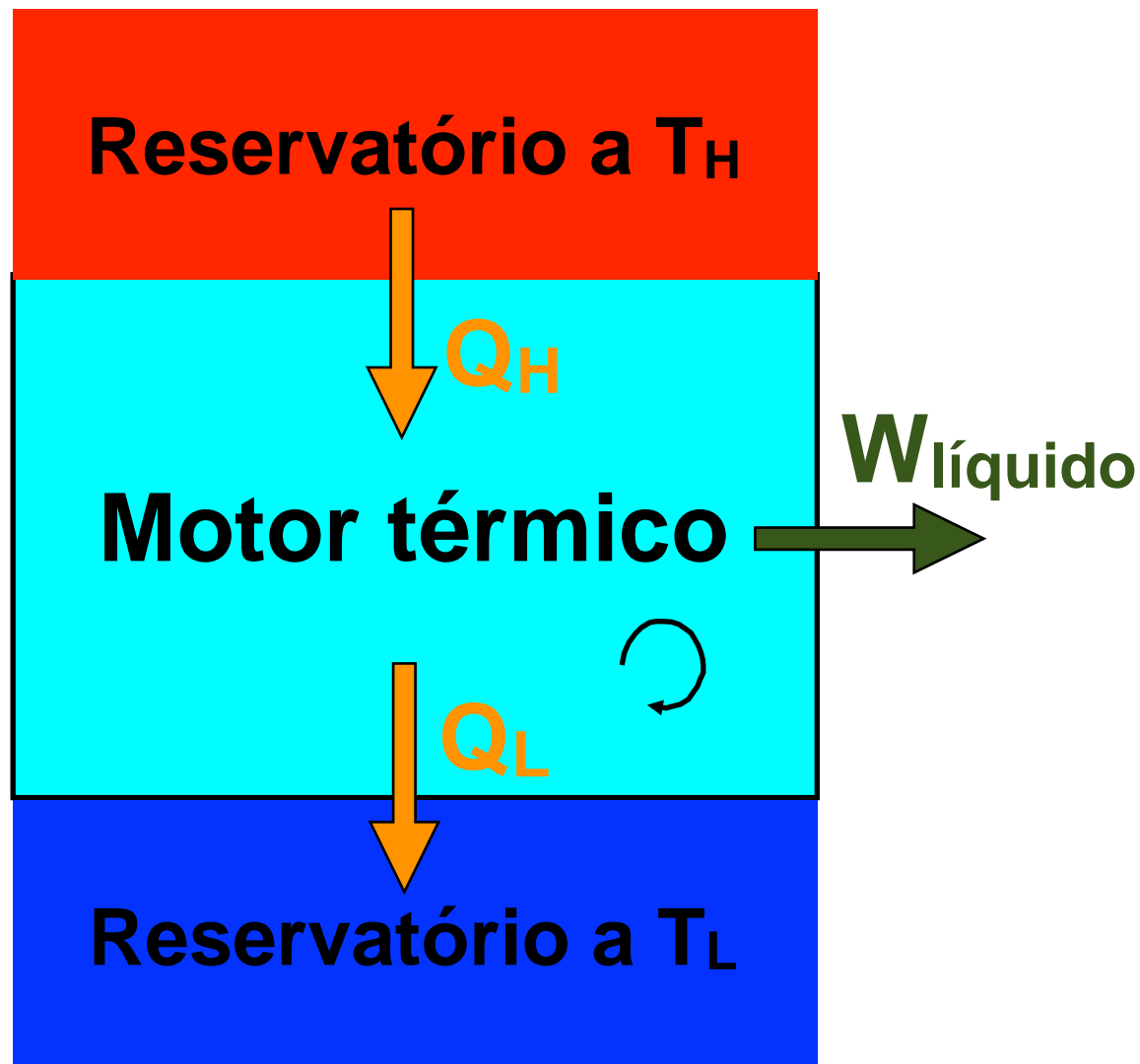
Falamos sobre sentido natural dos processos, oportunidade de realizar trabalho ou perda da, fatores que impedem a realização do máximo trabalho (irreversibilidades), reversibilidade, ciclo de Carnot e escala termodinâmica de temperatura.

O que não fizemos foi desenvolver uma expressão matemática para a 2ª Lei, é o que faremos na sequência.



Desigualdade de Clausius

Para escrever uma equação matemática para representar a 2ª Lei da Termodinâmica, considere um ciclo motor, reversível ou irreversível.



Para esse ciclo, a eficiência térmica é dada por:

$$\eta_{\text{motor}} = 1 - \frac{Q_L}{Q_H}$$

Para um ciclo reversível vimos que o rendimento pode ser calculado por:

$$\eta_{\text{rev}} = 1 - \frac{T_L}{T_H}$$



Desigualdade de Clausius

No caso do motor reversível podemos escrever:

$$1 - \frac{T_L}{T_H} = 1 - \frac{Q_L}{Q_H} \longrightarrow \frac{T_L}{T_H} = \frac{Q_L}{Q_H} \longrightarrow \frac{Q_H}{T_H} - \frac{Q_L}{T_L} = 0$$

Comparemos o rendimento de um ciclo irreversível com aquele de um reversível operando entre os mesmos reservatórios térmicos:

$$\eta_{\text{rev}} > \eta_{\text{irrev}} \longrightarrow 1 - \frac{T_L}{T_H} > 1 - \frac{Q_L}{Q_H} \longrightarrow \frac{Q_H}{T_H} - \frac{Q_L}{T_L} < 0$$

Generalizando para qualquer motor operando ciclicamente:

$$\frac{Q_H}{T_H} - \frac{Q_L}{T_L} \leq 0$$



Desigualdade de Clausius

Podíamos ter feito análise similar, comparando os coeficientes de desempenho de refrigeradores e bombas de calor reversíveis e irreversíveis, teríamos chegado à mesma conclusão:

$$\frac{Q_H}{T_H} - \frac{Q_L}{T_L} \leq 0$$

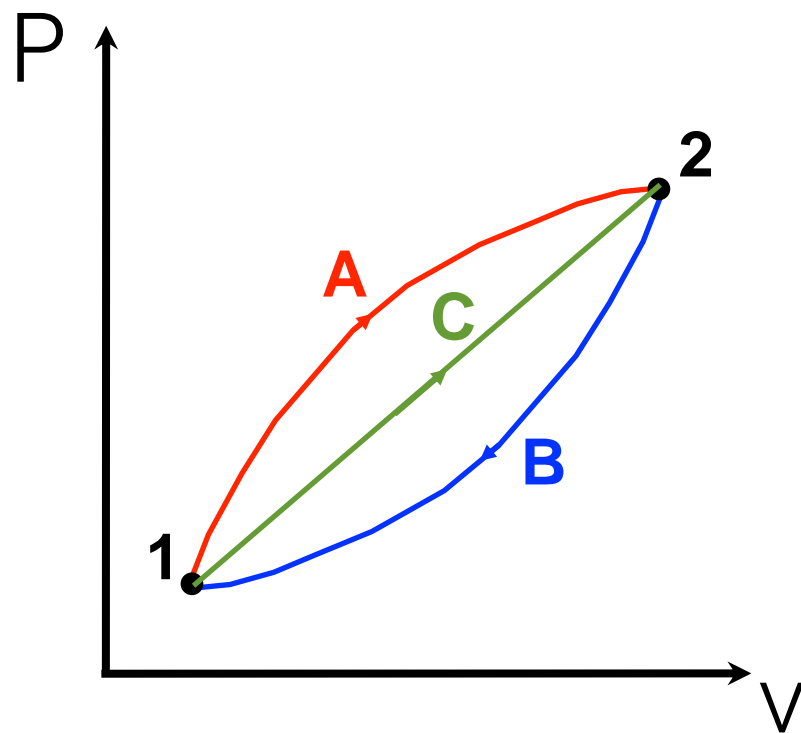
Demonstramos, assim, a desigualdade de Clausius:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0$$



A propriedade entropia

Considere um sistema que percorre dois ciclos reversíveis. Ambos os ciclos começam no estado 1 e vão até o estado 2, sendo compostos por dois processos. O primeiro ciclo é formado por dois processos, **A** e **B**. O segundo pelos processos **B** e **C**.



Como os ciclos são compostos por processos reversíveis podemos escrever:

$$\int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_A + \int_2^1 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_B = 0$$

$$\int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_C + \int_2^1 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_B = 0$$



A propriedade entropia

Combinando as equações anteriores:

$$\int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_A + \int_2^1 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_B = 0$$
$$\int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_C + \int_2^1 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_B = 0$$

$$\int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_A = \int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_C$$

Observe que como a integral não depende do caminho para qualquer processo reversível, ela só depende dos estados inicial e final!



A propriedade entropia

Assim sendo, quando resolvemos a integral de linha ao longo de um processo reversível estamos calculando a variação de uma propriedade termodinâmica!

$$\Delta \text{Propriedade} = \Delta S = \int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{\text{rev}}$$

A essa propriedade dá-se o nome de *entropia* (S), que, como pode ser observado na expressão, é dada em kJ / K no S.I.

Na forma diferencial: $dS = \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{\text{rev}}$



Ciclo de Carnot

O ciclo de Carnot é composto apenas por processos reversíveis. Podemos, então, calcular variações de entropia usando a integral anterior.

◆ **Processo 1-2**: Isotérmico / interação de calor com o reservatório H.

$$\Delta S = \int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{\text{rev}} \longrightarrow S_2 - S_1 = \frac{Q_H}{T_H}$$

◆ **Processo 2-3**: Adiabático / expansão.

$$S_3 = S_2$$

◆ **Processo 3-4**: Isotérmico / interação de calor com o reservatório L.

$$\longrightarrow S_4 - S_3 = -\frac{Q_L}{T_L}$$

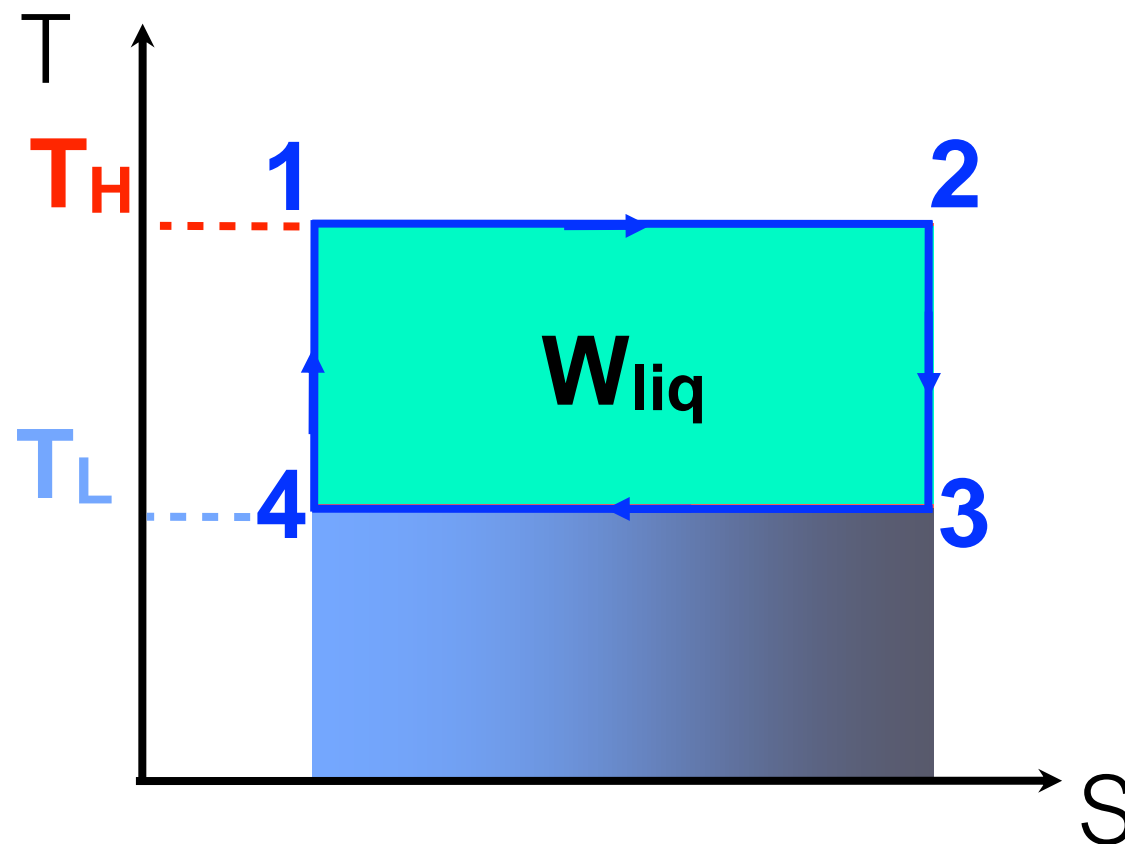
◆ **Processo 4-1**: Adiabático / compressão.

$$S_4 = S_1$$



Ciclo de Carnot

As características do Ciclo de Carnot sugerem a utilização de um diagrama T-s para visualização dos processos, observe:



Área = Q_H

Área = Q_L

Como aumentar o trabalho realizado e o rendimento do ciclo?

Importante: essa relação com as áreas só é válida quando todos os processos que compõem o ciclo forem reversíveis.



Agora precisamos aprender a calcular variações de entropia a partir de outras propriedades não mensuráveis, energia e entalpia, e de propriedades mensuráveis como pressão e temperatura...

Considere a 1ª Lei para um sistema na forma diferencial: $dU = \delta Q - \delta W$

Para uma substância compressível simples que passa por um processo reversível: $\delta W_{\text{rev}} = p dV$

Para um processo reversível: $dS = \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{\text{rev}}$

Combinando as expressões anteriores: $dU = T dS - p dV$

A primeira relação procurada é: $T dS = dU + p dV$



A segunda relação pode ser obtida usando a definição de entalpia.

Definição de entalpia: $H = U + PV$

Derivando: $dH = dU + d(PV)$

Pela regra do produto: $dH = dU + VdP + PdV$

Substituindo a expressão anterior na relação: $TdS = dU + PdV$

obtemos a segunda relação: $TdS = dH - VdP$



As duas relações obtidas foram:

$$\mathbf{TdS = dU + PdV}$$

$$\mathbf{TdS = dH - VdP}$$

Podemos escrevê-las em termos de propriedades intensivas:

$$\mathbf{Tds = du + Pdv}$$

$$\mathbf{Tds = dh - vdP}$$



Variações de entropia

As variações de entropia de substâncias puras compressíveis simples podem ser obtidas a partir da integração das relações anteriores:

$$Tds = du + Pdv \quad \longrightarrow \quad s_2 - s_1 = \int_1^2 \frac{du}{T} + \int_1^2 \frac{P}{T} dv$$

$$Tds = dh - vdP \quad \longrightarrow \quad s_2 - s_1 = \int_1^2 \frac{dh}{T} - \int_1^2 \frac{v}{T} dP$$



Variações de entropia

- líquido saturado para vapor saturado:

$$s_v - s_l = \int_l^v \frac{dh}{T} - \int_l^v \frac{v}{T} dP \quad \longrightarrow \quad s_v - s_l = \frac{h_v - h_l}{T_{\text{sat}}}$$

processo isobárico

- entropia de uma mistura saturada:

$$s = (1 - x)s_l + xs_v$$

- entropia do líquido comprimido (aproximação):

$$s_{\text{liq. comp.}}(T, P) \cong s_l(T)$$



Variações de entropia

- líquido ou sólido (modelo incompressível):

$$s_2 - s_1 = \int_1^2 \frac{du}{T} + \int_1^2 \frac{P}{T} dv \rightarrow \Delta s = \int_1^2 \frac{du}{T} \rightarrow s_2 - s_1 = \int_1^2 \frac{cdT}{T}$$

incompressível

Considerando calor específico independente da temperatura:

$$s_2 - s_1 = c \ln \frac{T_2}{T_1}$$



- gás perfeito:

$$s_2 - s_1 = \int_1^2 \frac{du}{T} + \int_1^2 \frac{P}{T} dv \quad \longrightarrow \quad s_2 - s_1 = \int_1^2 \frac{c_v dT}{T} + \int_1^2 \frac{R}{v} dv$$

integrando $s_2 - s_1 = \int_1^2 \frac{c_v dT}{T} + R \ln \frac{v_2}{v_1}$

Considerando calor específico independente da temperatura:

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



Variações de entropia

- gás perfeito:

$$s_2 - s_1 = \int_1^2 \frac{dh}{T} - \int_1^2 \frac{v}{T} dp \quad \longrightarrow \quad s_2 - s_1 = \int_1^2 \frac{c_p dT}{T} - \int_1^2 \frac{R}{P} dP$$

integrando $s_2 - s_1 = \int_1^2 \frac{c_p dT}{T} - R \ln \frac{P_2}{P_1}$

Considerando calor específico independente da temperatura:

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



Processo politrópico reversível

As equações desenvolvidas para a variação de entropia de um gás ideal com c_p e c_v constantes podem ser usadas para obter expressões que relacionam em pares P , T e v em um processo isentrópico ($\Delta s = 0$):

$$0 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1} \quad \longrightarrow \quad \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1}$$

$$0 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{P_2}{P_1} \quad \longrightarrow \quad \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{k-1}{k}}$$

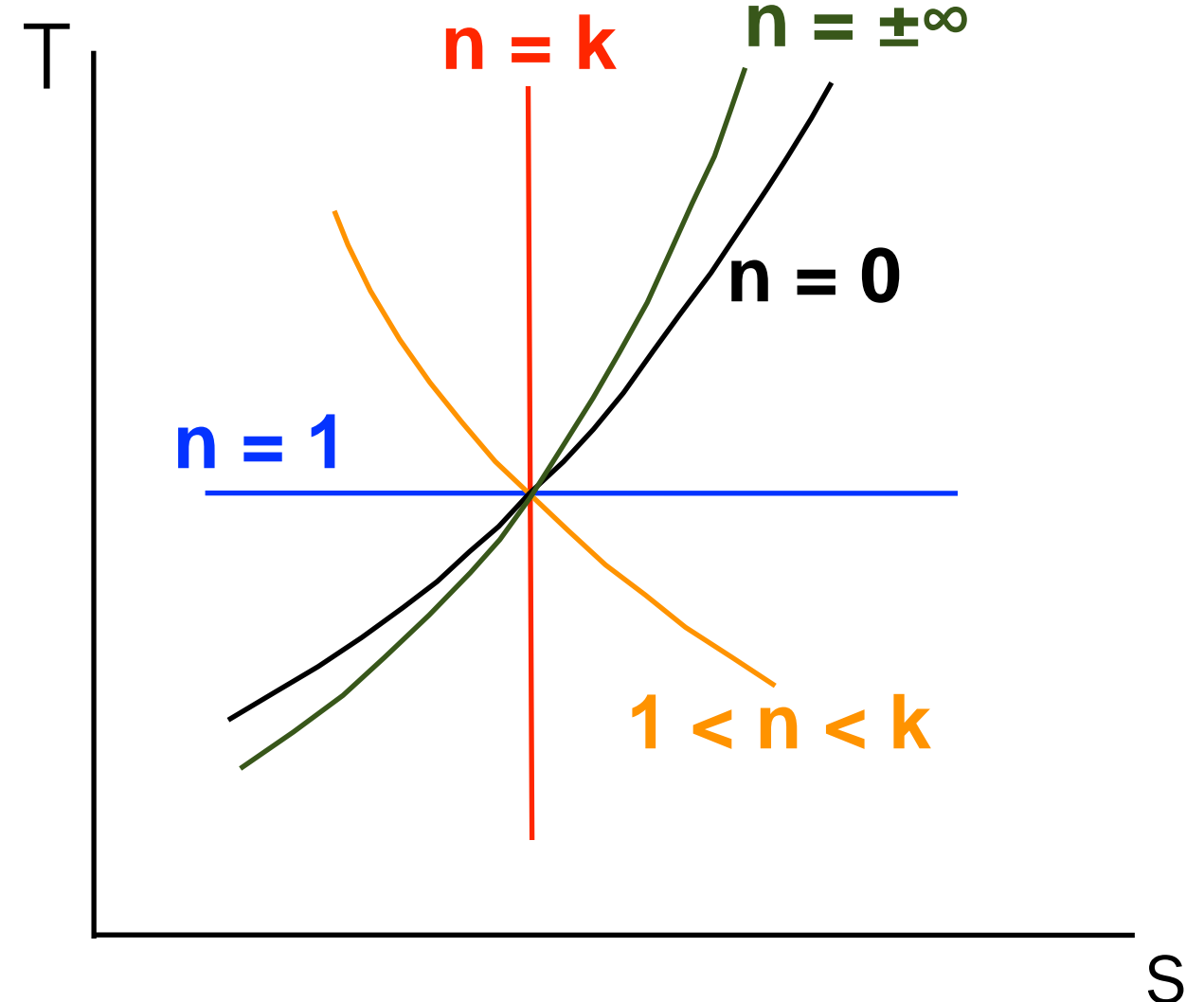
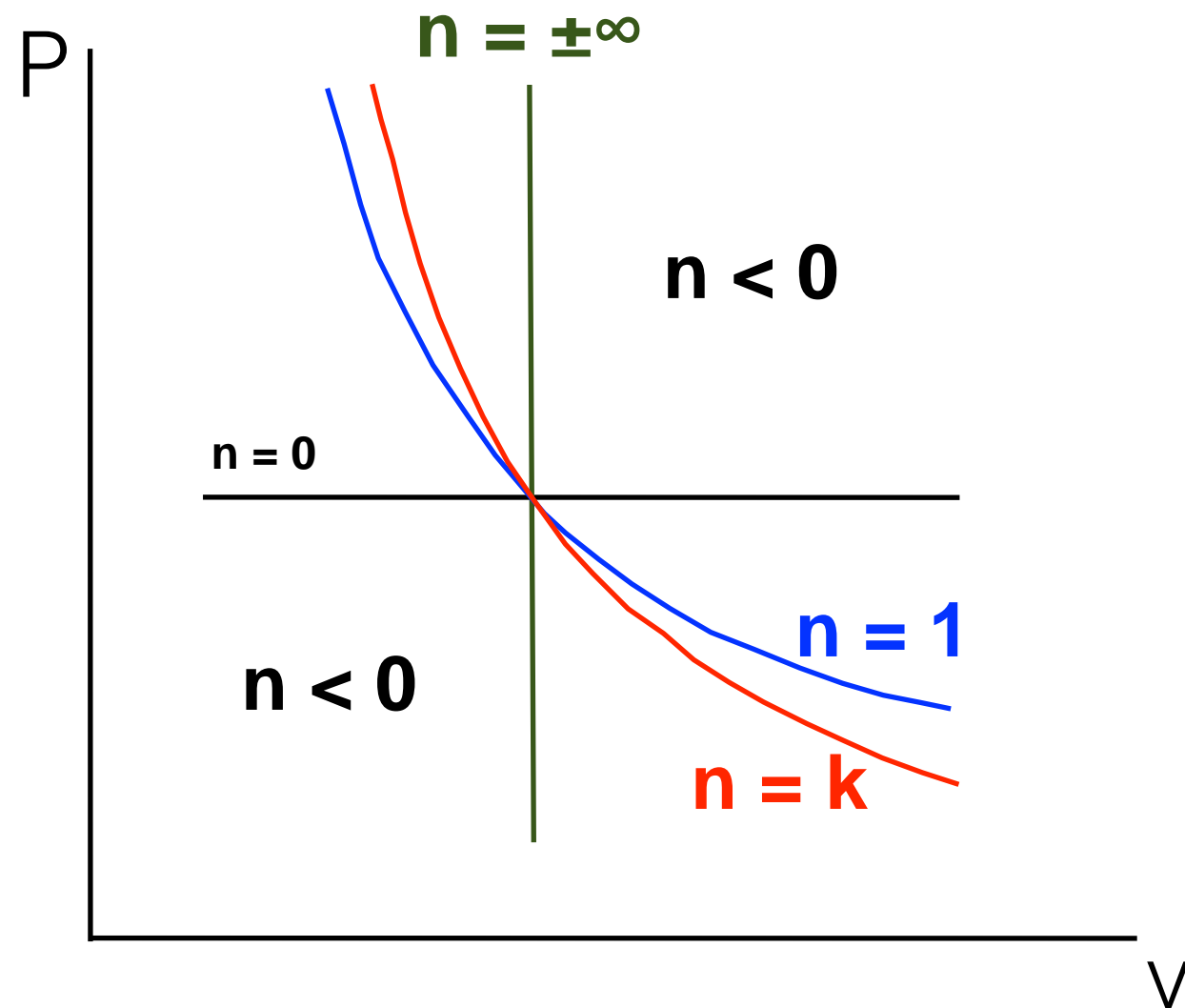
Combinando as equações anteriores:

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

Trata-se de um processo politrópico ($PV^n = \text{cte}$) com $n = k$!



Processo politrópico gás perfeito



processo isobárico (**$n = 0$**)

processo isocórico (**$n = \pm\infty$**)

processo isotérmico (**$n = 1$**)

processo isentrópico (**$n = k$**)



Considere a desigualdade de Clausius:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0$$

Para um ciclo reversível composto por dois processos:

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)$$

Para um ciclo irreversível composto por dois processos:

$$S_2 - S_1 > \int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)$$



Chegamos em:

$$S_2 - S_1 > \int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)$$

Podemos eliminar a desigualdade introduzindo a entropia gerada (S_{ger}):

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right) + S_{ger}$$

Finalmente chegamos em uma expressão da 2ª Lei para um sistema!



Entropia gerada

Introduzimos o conceito de entropia gerada sem, no entanto, dar qualquer explicação...

Notas:

- ❖ S_{ger} não é uma propriedade termodinâmica;
- ❖ $S_{ger} = 0$ para um processo reversível;
- ❖ $S_{ger} > 0$ para um processo irreversível;
- ❖ S_{ger} não pode ser menor que 0;
- ❖ S_{ger} tem unidade de entropia.



Resumo das equações para sistema:

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right) + S_{ger}$$

Na forma de taxas:

$$\frac{dS}{dt} = \int_1^2 \left(\frac{\delta \dot{Q}}{T} \right) + \dot{S}_{ger}$$



Processo reversível: $\Delta S = \int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right) + \cancel{S_{ger}} \rightarrow \Delta S = \int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)$

Processo adiabático reversível: $\Delta s = 0$

Perguntas:

1^a) Δs pode ser menor que zero?

2^a) Quando $\Delta s = 0$ o processo é necessariamente adiabático reversível ?

Regime permanente: $\cancel{\frac{dS_{vc}}{dt}} = \int_1^2 \left(\frac{\delta \dot{Q}}{T} \right) + \dot{S}_{ger}$



Representação em diagramas

A partir de agora utilizaremos o diagrama T-s na representação de processos, veja suas características:

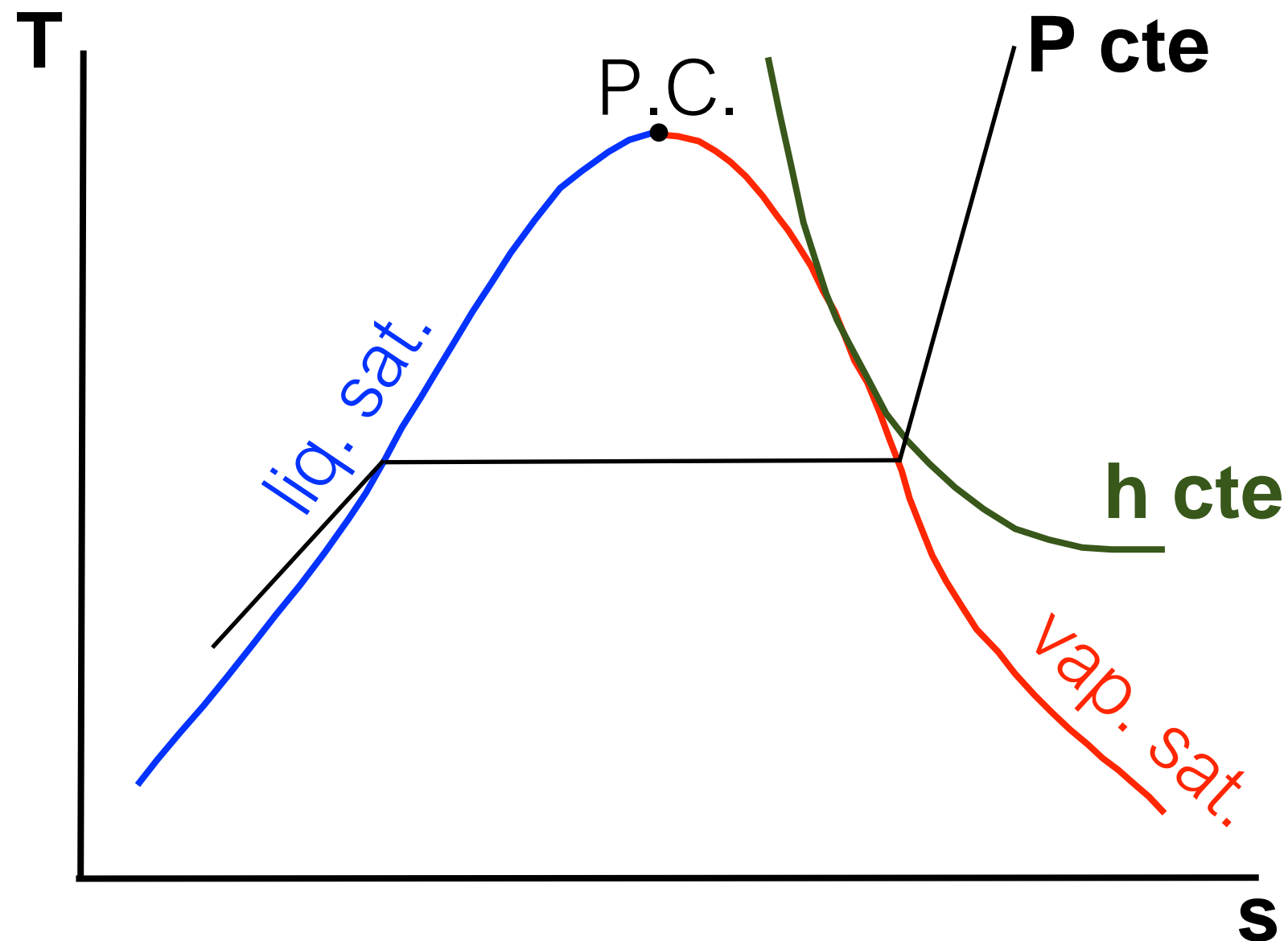
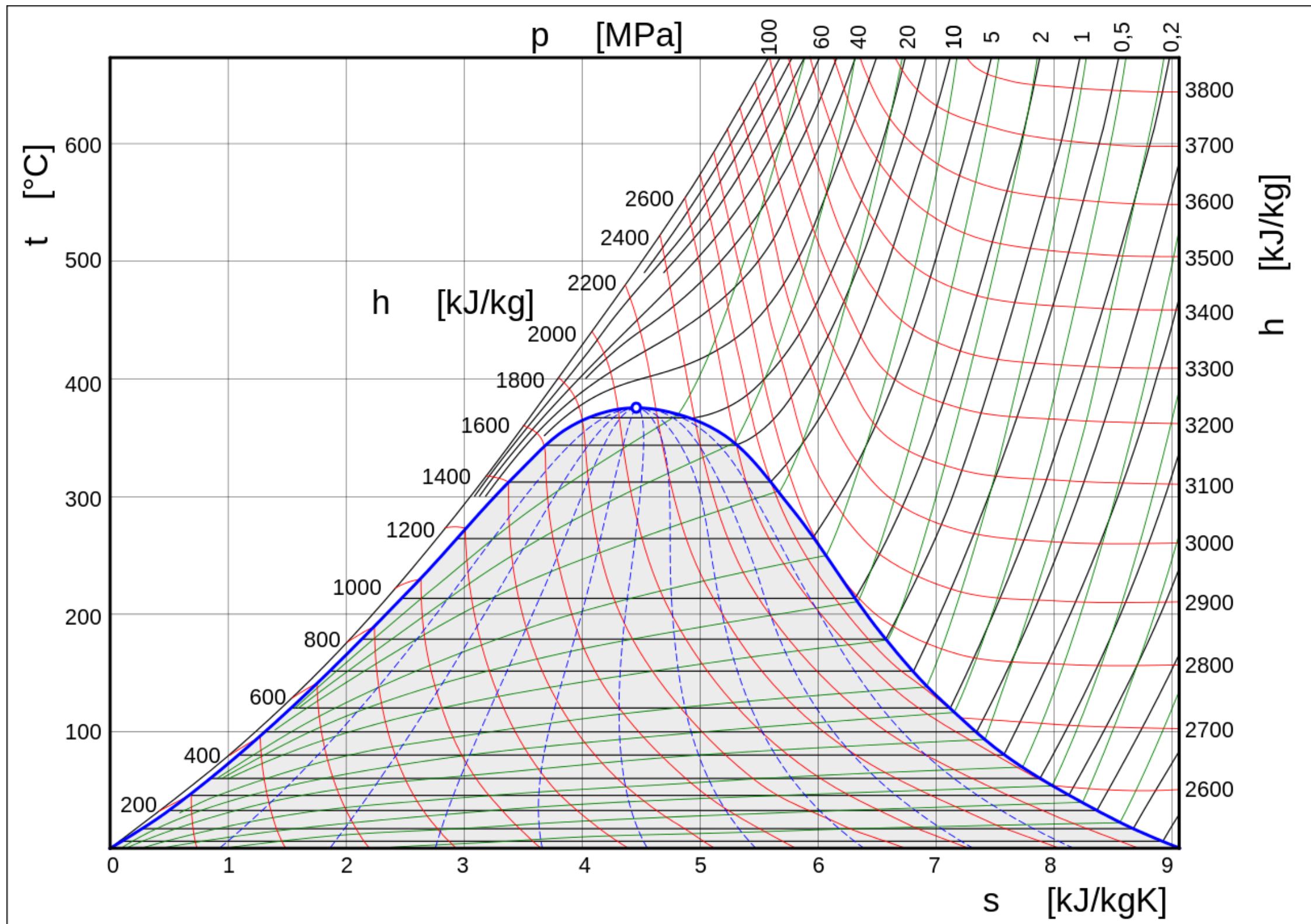


Diagrama T-s: isentálpicas (H₂O)





Representação em diagramas

Em algumas situações o diagrama h-s também pode ser útil.
Em particular, é mostrado o da água:

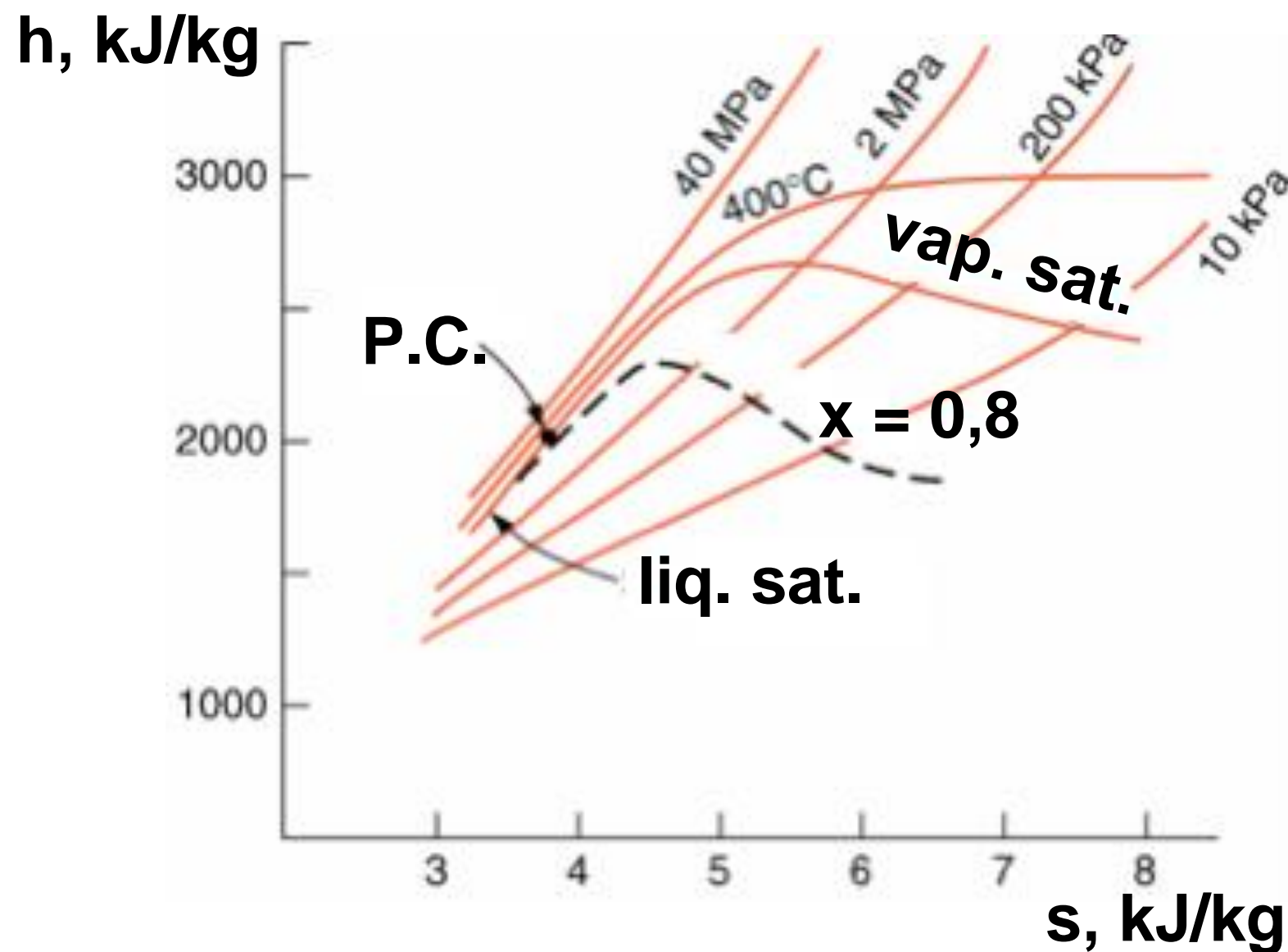
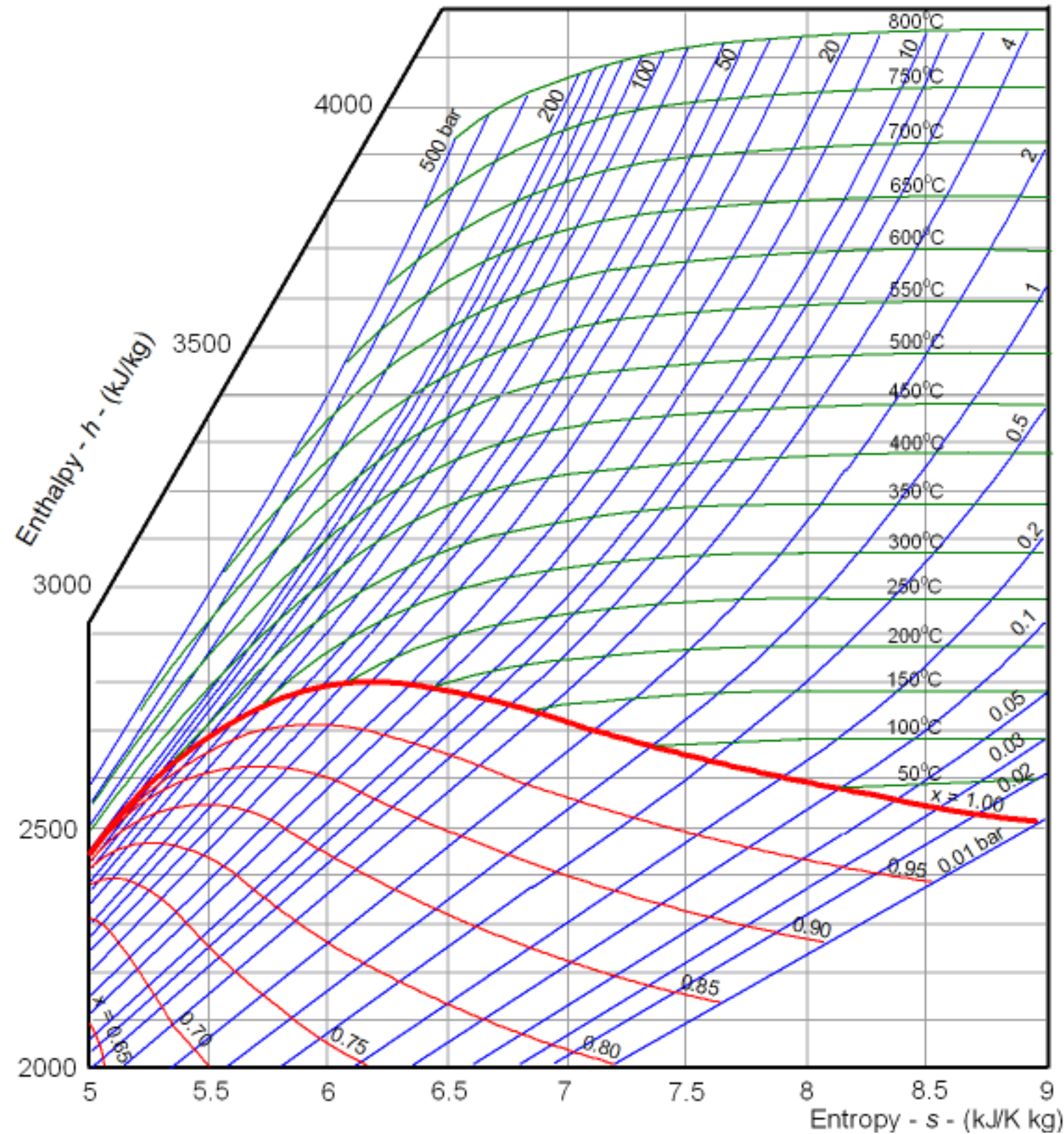


Diagrama h-s: Mollier (H₂O)





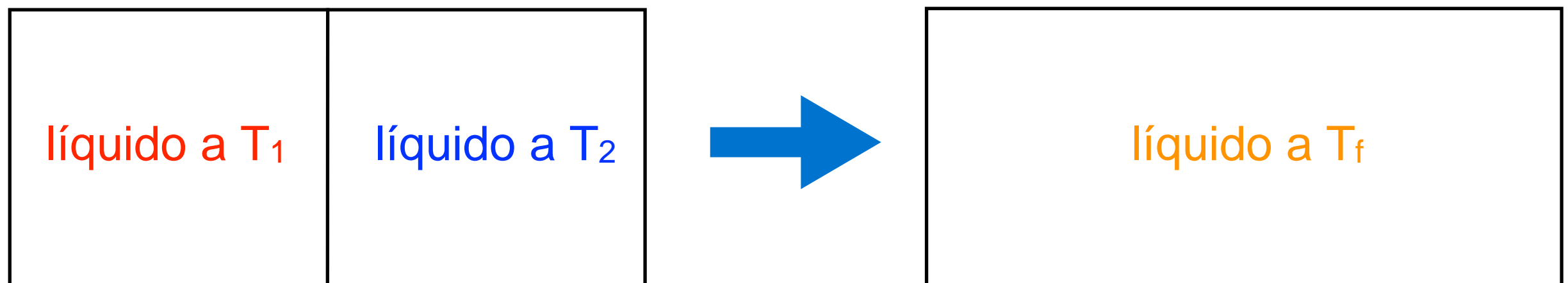
Exercícios

1) Um sistema isolado de massa total m é formado pela mistura de duas quantidades de massa iguais do mesmo líquido inicialmente a temperaturas T_1 e T_2 . Eventualmente, o sistema atinge um estado de equilíbrio. Cada quantidade de massa é considerada incompressível com calor específico c constante.

a) determine a entropia gerada;

b) demonstre que ela é positiva.

(Ex. 6.14 – Moran & Shapiro, 4^a ed)





Exercícios

Hipóteses:

- 1) O sistema é todo o líquido contido no tanque;
- 2) O modelo de substância incompressível é válido;
- 3) O processo de mistura é adiabático;
- 4) O calor específico é constante;
- 5) Os estados inicial e final são estados de equilíbrio.

Solução (a):

2ª lei para o sistema $S_f - S_i = \int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right) + S_{ger} \rightarrow S_{ger} = S_f - S_i$

$$S_f - S_i = (m/2) \cdot (s_f - s_1) + (m/2) \cdot (s_f - s_2)$$



Solução (a):

$$S_{ger} = (m/2) \cdot (s_f - s_1) + (m/2) \cdot (s_f - s_2)$$

Para uma substância incompressível

$$s_f - s_1 = c \cdot \ln \frac{T_f}{T_1}$$

$$s_f - s_2 = c \cdot \ln \frac{T_f}{T_2}$$

Combinando as expressões acima

$$S_{ger} = \frac{mc}{2} \left(\ln \frac{T_f}{T_1} + \ln \frac{T_f}{T_2} \right) \rightarrow S_{ger} = \frac{mc}{2} \left(\ln \frac{T_f^2}{T_1 T_2} \right)$$

$$S_{ger} = mc \left(\ln \frac{T_f}{\sqrt{T_1 T_2}} \right)$$

Solução (a):

A temperatura final pode ser obtida pela aplicação da 1ª Lei ao sistema

$$T_f = \frac{T_1 + T_2}{2}$$

Combinando com a expressão para a entropia gerada $S_{ger} = mc \left(\ln \frac{T_f}{\sqrt{T_1 T_2}} \right)$

$$\rightarrow S_{ger} = mc \left(\ln \frac{T_1 + T_2}{2 \sqrt{T_1 T_2}} \right)$$



Solução (b):

A entropia gerada é dada por $S_{ger} = mc \left(\ln \frac{T_1 + T_2}{2 \sqrt{T_1 T_2}} \right)$

Para que ela seja positiva precisamos que $T_1 + T_2 > 2 \sqrt{T_1 T_2}$

$$T_1 + T_2 - 2 \sqrt{T_1 T_2} > 0$$

$$T_1 + T_2 - 2 \sqrt{T_1 T_2} = (T_1^{0,5} - T_2^{0,5})^2 > 0$$



2) Um sistema é submetido a um ciclo termodinâmico de potência enquanto recebe energia sobre a forma de calor de um corpo incompressível de massa total m e calor específico c inicialmente a T_H . O sistema submetido ao ciclo rejeita energia sob a forma de calor para outro corpo incompressível de massa total m e calor específico c , porém a T_L . Trabalho é realizado pelo ciclo até que a temperatura dos dois corpos seja a mesma, T_f .

a) desenvolva uma expressão para a temperatura mínima teórica final, T_f , em função dos dados do problema;

b) desenvolva uma expressão para a quantidade máxima teórica de trabalho que pode ser produzida, W_{max} , em função dos dados do problema;

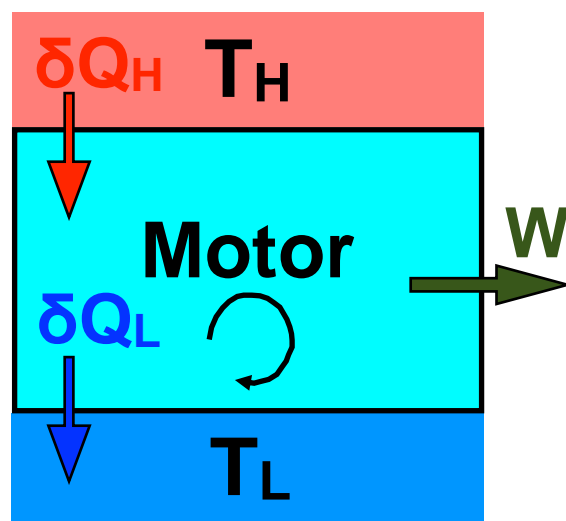
c) qual é o trabalho mínimo teórico necessário para que um ciclo de refrigeração restabeleça as temperaturas dos dois corpos aos valores iniciais?

(Ex. 6.17 – Moran & Shapiro, 4^a ed)

Hipóteses:

- 1) O modelo de substância incompressível é válido;
- 2) O calor específico das massas é constante e igual a c .

Solução (a)



1ª lei para o sistema H, corpo inicialmente a T_H : $dU_H = -\delta Q_H$

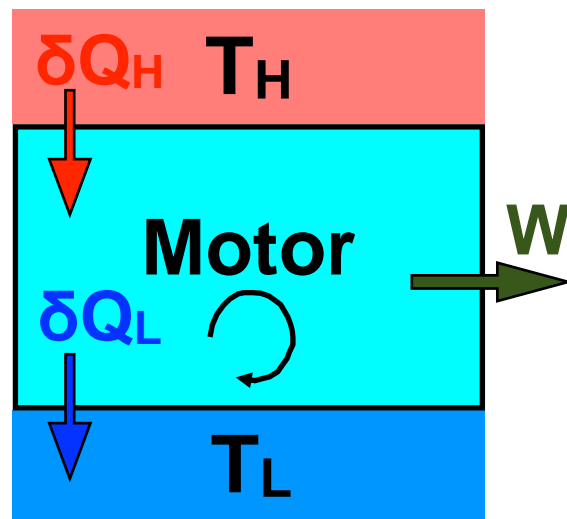
1ª lei para o sistema L, corpo inicialmente a T_L : $dU_L = \delta Q_L$

$$mcdT_H = -\delta Q_H$$



$$mcdT_L = \delta Q_L$$

Solução (a)



$$mcdT_H = -\delta Q_H$$

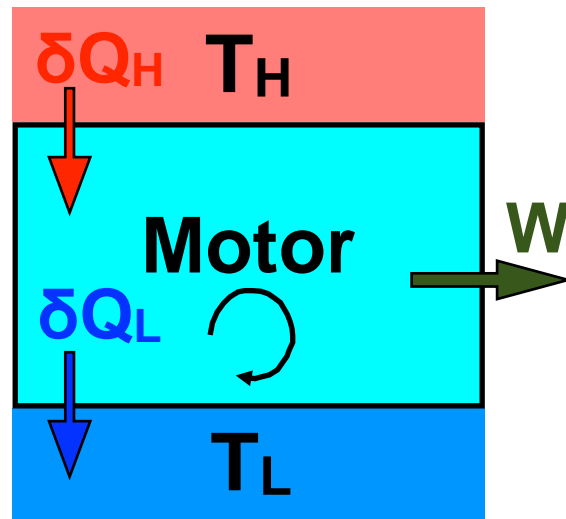
$$mcdT_L = \delta Q_L$$

Desigualdade de Clausius $\frac{\delta Q_H}{T_H} - \frac{\delta Q_L}{T_L} \leq 0 \quad \Rightarrow \quad \delta Q_L \geq \frac{T_L}{T_H} \delta Q_H$

Substituindo nas expressões da 1ª lei

$$\begin{aligned} mcdT_H &= -\delta Q_H \\ mcdT_L &\geq \frac{T_L}{T_H} \delta Q_H \end{aligned} \quad \Rightarrow \quad mcdT_L \geq -\frac{T_L}{T_H} mcdT_H$$

Solução (a)



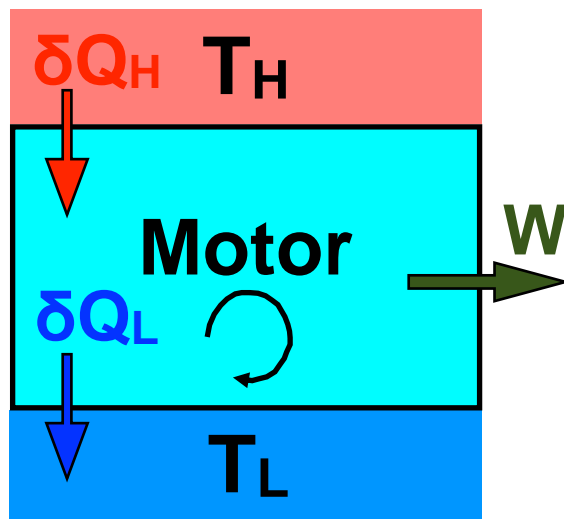
$$mcdT_L \geq -\frac{T_L}{T_H} mcdT_H$$

Separando as variáveis e integrando entre o início e o fim:

$$\frac{dT_L}{T_L} \geq -\frac{dT_H}{T_H} \quad \longrightarrow \quad \frac{T_f}{T_L} \geq \frac{T_H}{T_f} \quad \longrightarrow \quad T_f^2 \geq T_L \cdot T_H$$

T_f será mínima no limite reversível: $T_f = \sqrt{T_L \cdot T_H}$

Outra solução (a)



Tomemos as duas massas
e o motor como sistema

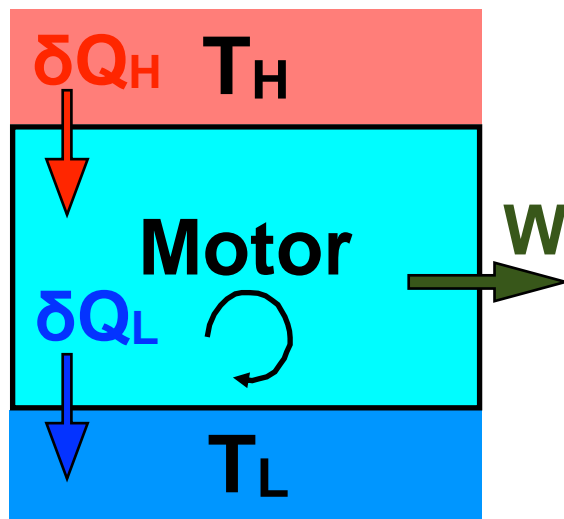
2ª lei para o novo sistema:

$$\Delta S = \int_i^f \frac{\delta Q}{T} + S_{ger} \longrightarrow \Delta S_H + \Delta S_M + \Delta S_L = S_{ger}$$

$$mc \ln \frac{T_f}{T_H} + mc \ln \frac{T_f}{T_L} = S_{ger} \longrightarrow mc \ln \frac{T_f^2}{T_H \cdot T_L} = S_{ger} \longrightarrow T_f = \sqrt{T_H \cdot T_L \cdot \exp\left(\frac{S_{ger}}{mc}\right)}$$

T_f será mínima no limite reversível ($S_{ger} = 0$): $T_f = \sqrt{T_H \cdot T_L}$

Solução (b)



Tomemos as duas massas
e o motor como sistema

1ª lei para o novo sistema: $\Delta U = -W \quad \rightarrow \quad \Delta U_H + \Delta U_L = -W$

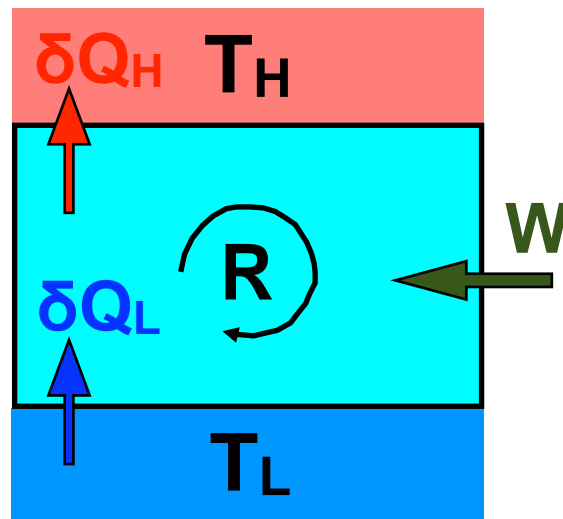
$$mc \left[(T_f - T_H) + (T_f - T_L) \right] = -W \quad \rightarrow \quad W = mc (T_H + T_L - 2T_f)$$

W será máximo quando T_f for mínima: $W_{\max} = mc \left(T_H + T_L - 2\sqrt{T_H \cdot T_L} \right)$



Exercícios

Solução (c)



Tomemos as duas massas e o refrigerador como sistema

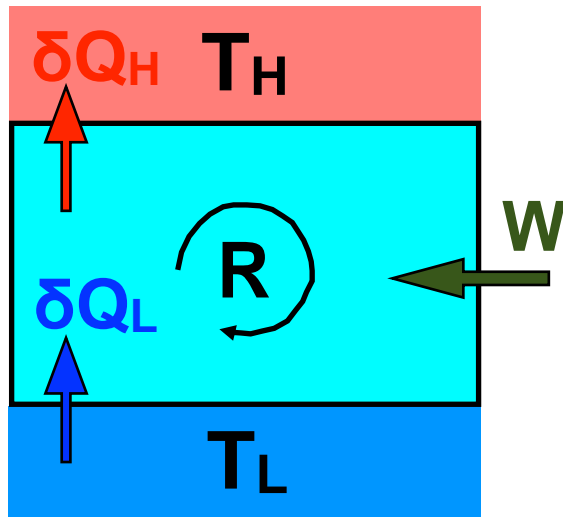
1ª lei para o novo sistema: $\Delta U = -W \quad \rightarrow \quad \Delta U_H + \Delta U_L = -W$

$$mc \left[(T_H - T_f) + (T_L - T_f) \right] = -W \quad \rightarrow \quad -W = mc (T_H + T_L - 2T_f)$$

2ª lei para o novo sistema: $\Delta S = \int_i^f \frac{\delta Q}{T} + S_{ger} \quad \rightarrow \quad mc \ln \frac{T_H}{T_f} + mc \ln \frac{T_L}{T_f} = S_{ger}$

$$\rightarrow S_{ger} = mc \ln \frac{T_H T_L}{T_f^2} \quad \rightarrow \quad T_f = \sqrt{T_H T_L / \exp\left(\frac{S_{ger}}{mc}\right)}$$

Solução (c)



$$-W = mc(T_H + T_L - 2T_f)$$

$$T_f = \sqrt{T_H T_L / \exp\left(\frac{S_{ger}}{mc}\right)}$$

Combinando as duas expressões:

$$\rightarrow -W = mc\left(T_H + T_L - 2\sqrt{T_H T_L / \exp\left(\frac{S_{ger}}{mc}\right)}\right)$$

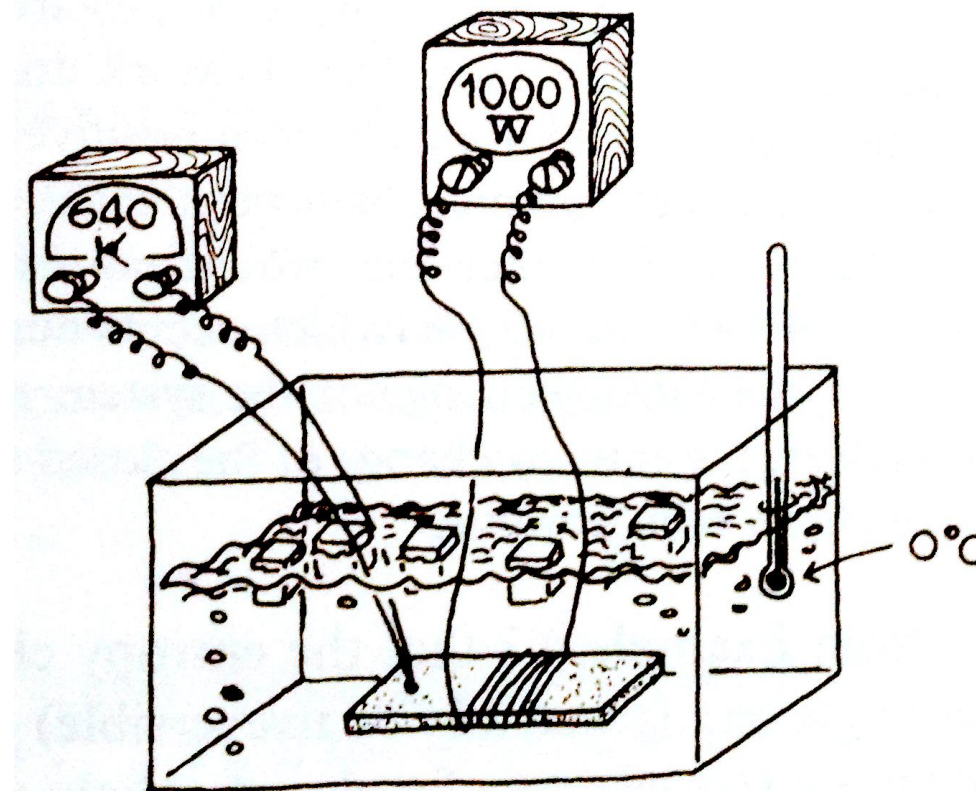
$$-W \text{ será mínimo quando } S_{ger} \text{ for zero: } -W = mc\left(T_H + T_L - 2\sqrt{T_H T_L}\right)$$



Exercícios

3) Uma barra de alumínio é colocada em um grande banho com água e gelo. Corrente elétrica passa pela barra até que, em regime permanente, a potência dissipada seja de 1000 W. Um termopar na superfície da barra indica 640 K. Ocorre ebulição na interface barra/banho com posterior colapso ruidoso das bolhas. Qual é a variação de entropia da barra, banho e do universo durante os 2 min de operação dessa operação extremamente irreversível. Assuma que ainda haja gelo no final do processo.

(Exemplo 4.2 – Modell & Reid, Thermodynamics and its applications, 2nd ed.)





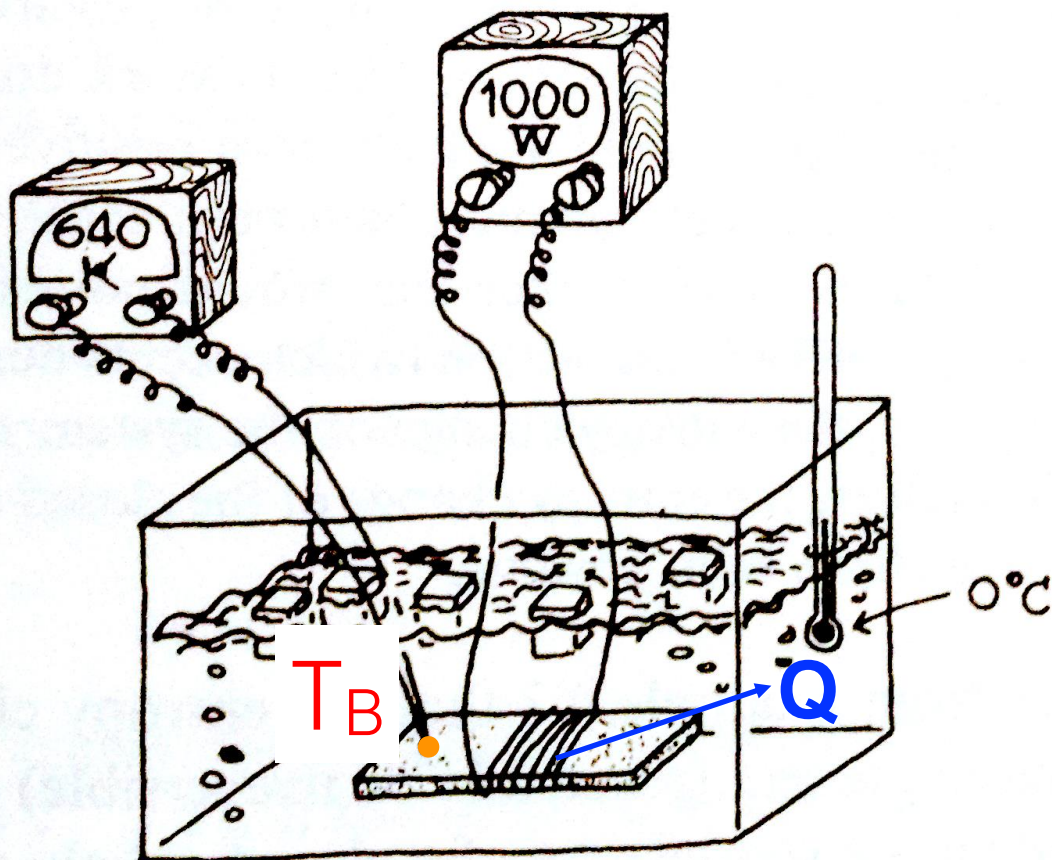
Exercícios

Hipóteses:

- 1) A transferência de calor entre o banho e o ambiente é desprezível;
- 2) A variação de volume durante a fusão do gelo é desprezível.

Solução

Vamos considerar dois sistemas, a barra (B) e o banho água-gelo (A). Adicionalmente, vamos calcular a entropia gerada em cada sistema.



$$\cancel{\Delta S_B} = \int_i^f \frac{\delta Q}{T} + S_{ger,B} \quad \longrightarrow \quad S_{ger,B} = \frac{-Q}{T_B}$$

$$Q = -2 \cdot 60 \cdot 1000 = -1,2 \times 10^5 \text{ J} *$$

* Nota: lembrar que para a barra o calor é negativo pela convenção de sinais

$$S_{ger,B} = \frac{1,2 \times 10^5}{640} \quad \longrightarrow \quad S_{ger,B} = 187,5 \text{ J/K}$$



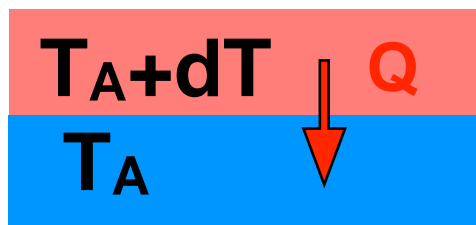
Exercícios

Solução

Para o banho gelo-água (A) o resultado líquido foi que parte do gelo derreteu e a temperatura permaneceu constante.

Para calcular a variação de entropia precisamos imaginar um processo reversível entre os mesmos estados inicial e final:

2ª lei para o banho:



$$\Delta S_A = \int_i^f \frac{\delta Q}{T} + S_{ger,A} \quad \longrightarrow \quad \Delta S_A = \frac{Q}{T_A}$$

* Nota: lembrar que para a água o calor é positivo pela convenção de sinais

$$\Delta S_A = \frac{1,2 \times 10^5}{273,2} \quad \longrightarrow \quad \Delta S_A = 439,2 \text{ J/K}$$

Solução

Em resumo:

$$\Delta S_B = 0$$

$$\Delta S_A = 439,2 \text{ J/K}$$

Como o sistema composto é isolado termicamente, podemos escrever:

$$\Delta S_{universo} = \Delta S_B + \Delta S_A \quad \longrightarrow \quad \Delta S_{universo} = 439,2 \text{ J/K}$$



Exercícios

4) Com o intuito de explicar um ponto adicional, vamos modificar o problema anterior. Consideremos que a barra está imersa em ar ao invés do banho com água e gelo. Todas as demais condições são mantidas.

Solução

Vamos considerar três sistemas, a barra (B), o ar longe da barra (A) e o ar próximo à barra (I).

Para a barra:

$$\Delta S_B = 0$$

$$S_{ger,B} = \frac{Q}{T_B}$$

Solução

Se nos afastarmos da barra (pode ser bem pouco) a temperatura do ar tende a T_A . De modo que a transferência de calor para esse sistema se dá de forma reversível.

Assim, para o ar longe da barra:

$$\Delta S_A = \int_i^f \frac{\delta Q}{T} + S_{ger,A}$$



$$\Delta S_A = \frac{Q}{T_A}$$

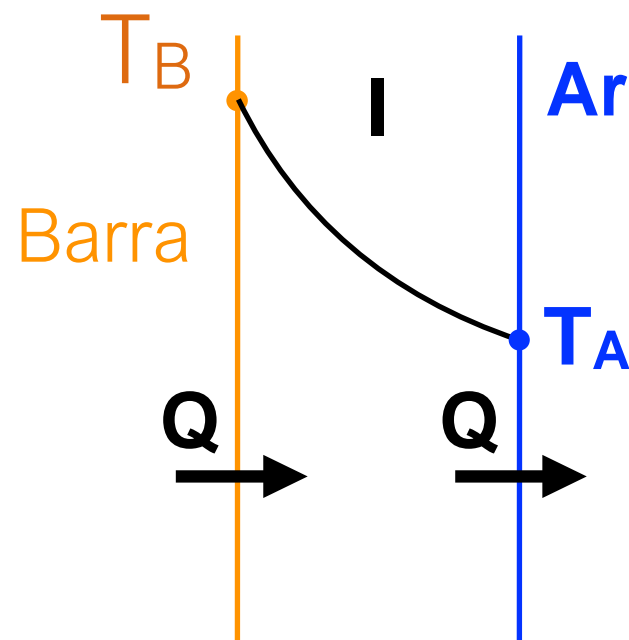
$$S_{ger,A} = 0$$



Exercícios

Solução

Agora para o ar próximo à barra, na interface (I), temos:



2ª lei para a interface

$$\cancel{\Delta S_I} = \int_i^f \frac{\delta Q}{T} + S_{ger,I}$$

$$\rightarrow 0 = \frac{Q}{T_B} - \frac{Q}{T_A} + S_{ger,I}$$

$$S_{ger,I} = \frac{Q}{T_A} - \frac{Q}{T_B}$$

$$\Delta S_I = 0$$



Quadro resumo

| <i>Sistema</i> | ΔS | S_g |
|-----------------------|------------------------------|---------------------------------|
| Barra (B) | 0 | $\frac{Q}{T_B}$ |
| Interface (I) | 0 | $\frac{Q}{T_A} - \frac{Q}{T_B}$ |
| Ar (A) | $\frac{Q}{T_A}$ | 0 |
| Universo | $\frac{Q}{T_A}$ | $\frac{Q}{T_A}$ |