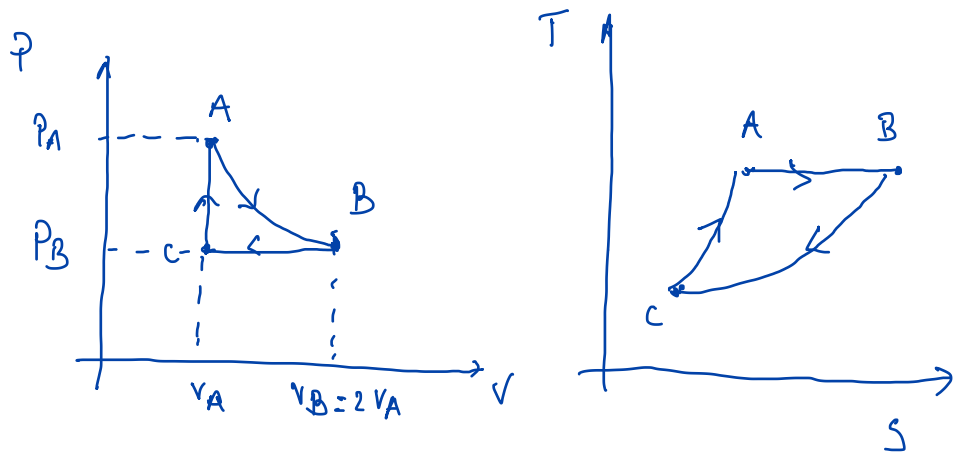


1. n, P_A, V_A
 $V_B = 2V_A ; T_B = T_A$
 $V_C = V_A ; P_C = P_B$
 C_v, C_p



$dQ = \bar{T} dS = nC dT ; dS = nC \frac{dT}{T} ; S(T) = nC \ln(T) + S_0 ;$
 $T = C \cdot \exp\left(\frac{S}{nC}\right) ; C_v < C_p \rightarrow \text{exponencial cresce mais rapidamente}$
 em CA que em CB

b) $T_A = \frac{P_A V_A}{nR} ; T_B = T_A$

$P_B = \frac{nRT_B}{V_B} = \frac{nRT_A}{2V_A} = \frac{1}{2} \frac{nRT_A}{V_A} = \frac{1}{2} P_A$

$P_C = P_B ; T_C = \frac{P_C V_C}{nR} = \frac{1}{2} \frac{P_A V_A}{nR} = \frac{1}{2} T_A$

c) . AB $W_{AB} = \int_A^B P dV = \int_{V_A}^{2V_A} \frac{nRT_A}{V} dV = nRT_A \int_{V_A}^{2V_A} \frac{dV}{V} = nRT_A \ln(2)$

$\Delta U_{AB} = 0$, pois num gás ideal $U = U(T)$ e $T_A = T_B$

$\Delta U_{AB} = Q_{AB} - W_{AB} \rightarrow Q_{AB} = W_{AB} = nRT_A \ln(2)$

. BC $W_{BC} = \int_B^C P dV = \int_{2V_A}^{V_A} P_B dV = P_B (V_A - 2V_A) = \frac{1}{2} P_A (-V_A)$
 $= -\frac{1}{2} nRT_A$

$Q_{BC} = nC_p (T_C - T_A) = -\frac{1}{2} nC_p T_A$

$$\cdot CA \quad W_{CA} = 0 \quad ; \quad Q_{CA} = n C_V (T_A - T_C) = \frac{1}{2} n C_V T_A$$

d) Para o gás B:

$$\Delta S_{AB} = \int_A^B \frac{dQ}{T_A} = \frac{1}{T_A} \int_A^B dQ = \frac{Q_{AB}}{T_A} = n R \ln(2) > 0$$

$$\Delta S_{BC} = \int_B^C \frac{dQ}{T} = \int_{T_B}^{T_C} n C_P \frac{dT}{T} = n C_P \ln\left(\frac{1}{2}\right) = -n C_P \ln(2) < 0$$

$$\Delta S_{CA} = \int_C^A \frac{dQ}{T} = \int_{T_C}^{T_A} n C_V \frac{dT}{T} = n C_V \ln(2) > 0$$

→

ou: Para um gás ideal, $\Delta S_{ij} = n R \ln\left(\frac{V_f}{V_i}\right) + n C_V \ln\left(\frac{T_f}{T_i}\right)$

$$\Delta S_{AB} = n R \ln(2) > 0$$

$$\Delta S_{BC} = n R \ln\left(\frac{1}{2}\right) + n C_V \ln\left(\frac{1}{2}\right) = -n (R + C_V) \ln(2) = -n C_P \ln(2) < 0$$

$$\Delta S_{CA} = n C_V \ln(2) > 0$$

→

No ciclo:

$$\Delta S_{\text{g}} = 0, \text{ pois } S \text{ é uma função de estado } (\Delta S_{\text{ciclo}} = S_A - S_A = 0)$$

$$\left[\text{podemos verificar explicitamente: } \Delta S_{\text{g}} = \Delta S_{AB} + \Delta S_{BC} + \Delta S_{CA} = \right. \\ \left. = n R \ln(2) - n C_P \ln(2) + n C_V \ln(2) = n \underbrace{(R + C_V)}_{C_P} \ln(2) - n C_P \ln(2) = 0 \right]$$

$$\Delta S_{\text{universo}} = 0, \text{ pois todas as transformações são reversíveis.}$$

$$e) \quad \eta = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{|Q_{BC}|}{Q_{AB} + Q_{CA}} = 1 - \frac{\frac{1}{2} n C_p \bar{T}_A}{n R \bar{T}_A \ln(2) + \frac{1}{2} n C_v \bar{T}_A}$$

$$= 1 - \frac{C_p}{2 R \ln(2) + C_v}$$

$$C_v = \frac{3}{2} R ; C_p = \frac{5}{2} R$$

$$= 1 - \frac{5/2}{2 \ln(2) + 3/2} = 1 - \frac{5}{4 \ln(2) + 3} \approx 0,134 \rightarrow 13,4\%$$

Carnot: $\eta_c = 1 - \frac{T_c}{T_A} = 1 - \frac{1}{2} = 0,5 \rightarrow 50\%$

$\eta < \eta_c$ como tinha que ser, pois η_c tem o rendimento máximo de um motor operando entre duas fontes.

f) i) AB: $Q_{AB}=0$, $W_{AB}=0$ (expansão livre num sistema isolado)

Na expansão livre a temperatura não varia, pois num gás ideal U é apenas função da temperatura e $\Delta U_{AB} = Q_{AB} - W_{AB} = 0 \Rightarrow T_A = T_B$

Assim, o ponto B' é o mesmo ponto B do caso anterior.

Logo, Q_{BC} , W_{BC} , Q_{CA} e W_{CA} são os já calculados na alínea b)

$$\left[Q_{BC} = -\frac{1}{2} n C_p T_A ; W_{BC} = -\frac{1}{2} n R T_A ; Q_{CA} = \frac{1}{2} n C_v T_A ; W_{CA} = 0 \right]$$

$$\text{ii) } \Delta U_{\text{ciclo}} = 0 = Q_{\text{ciclo}} - W_{\text{ciclo}}$$

pois U é uma função de estado

$$Q_{\text{ciclo}} = Q_{AB} + Q_{BC} + Q_{CA} = 0 - \frac{1}{2} n C_p T_A + \frac{1}{2} n C_v T_A = -\frac{1}{2} n (C_p - C_v) T_A$$

$$W_{\text{ciclo}} = W_{AB} + W_{BC} + W_{CA} = 0 - \frac{1}{2} n R T_A + 0 = -\frac{1}{2} n R T_A$$

$$Q_{\text{ciclo}} = W_{\text{ciclo}} \rightarrow -\frac{1}{2} n (C_p - C_v) T_A = -\frac{1}{2} n R T_A, \quad C_p - C_v = R$$

$$C_p = C_v + R$$

iii) Como a entropia é uma função de estado e os pontos A, B e C são os mesmos do caso anterior, as variações de entropia do gás em cada processo são as mesmas do caso anterior

$$\left[\Delta S_{AB} = n R \ln(2) ; \Delta S_{BC} = -n C_p \ln(2) ; \Delta S_{CA} = n C_v \ln(2) \right]$$

$$\Delta S_{\text{Universo}} = \Delta S_{AB} = n R \ln(2) > 0$$

$$\left[\text{No caso anterior } \Delta S_{\text{Universo}}^{AB} = \Delta S_{\text{gás}}^{AB} + \Delta S_{\text{fonte}}^{AB} = 0 ; \right.$$

$$\left. \text{neste caso, } \Delta S_{\text{Universo}}^{AB} = \Delta S_{\text{gás}}^{AB} = n R \ln(2) \right]$$

iv) O aumento de entropia do universo no ciclo de Mayer está associado à "degradação da energia" no processo irreversível AB.

No caso reversível, realizamos trabalho $W_{AB} = n R T_A \ln(2) > 0$

na transformação AB. No caso irreversível desperdiçamos a oportunidade de realizar trabalho nessa transformação, que nunca mais podemos recuperar. O aumento de entropia mede precisamente

essa energia que deixamos de conseguir utilizar para realizar

trabalho, $W_{\text{desperdiçada}} = T_A \Delta S_{AB} = T_A n R \ln(2) \equiv W_{AB}$ do caso reversível