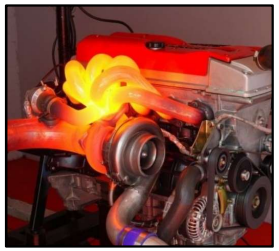
Capitolo 7

Entropia

Fisica Tecnica

Docente: Riccardo Zamolo (rzamolo@units.it)



A.A. 2026/2027

Introduzione - 1

Disuguaglianza di Clausius

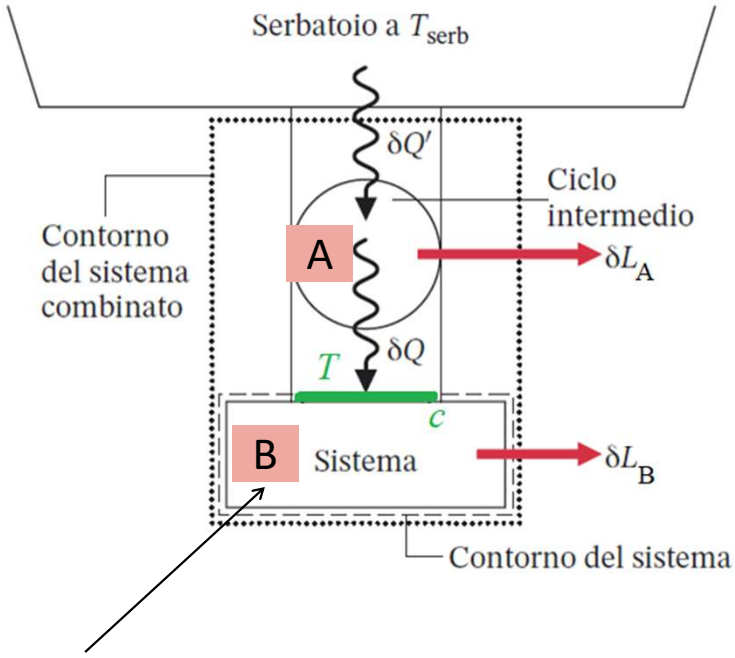
Si considera un sistema generico che esegue un **ciclo** scambiando calore attraverso il contorno.
δQ è la **quantità di calore** scambiata lungo un tratto infinitesimo del ciclo attraverso una parte del **contorno** del sistema che si trova alla **temperatura assoluta** T, variabile lungo la trasformazione ciclica:

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

- T temperatura assoluta (in $[\mathrm{K}]$) della **parte di contorno** (non del sistema!) attraverso cui si scambia δQ
- il segno di **uguaglianza** vale solo per processi **internamente reversibili**, $\oint \frac{\delta Q}{T} = 0$
- in presenza di **irreversibilità (interne)** vale il segno di **minore**, $\oint \frac{\delta Q}{T} < 0$. In tal caso, a maggior ragione, la temperatura T assume il significato di temperatura del contorno, in quanto in un processo irreversibile perdiamo il controllo dell'evoluzione del valore delle variabili termodinamiche (come T) lungo la trasformazione

Introduzione - 2

Disuguaglianza di Clausius - dimostrazione



A – sistema **ciclico reversibile** ausiliario che assorbe $\delta Q'$da un serbatoio termico a temp. T_{serb} (costante) e cede calore δQ a **B** attraverso il contorno c a temperatura T, producendo lavoro δL_A. Per definizione di scala Kelvin (rapporto calori = rapporto temperature assolute), per un **ciclo** infinitesimo:

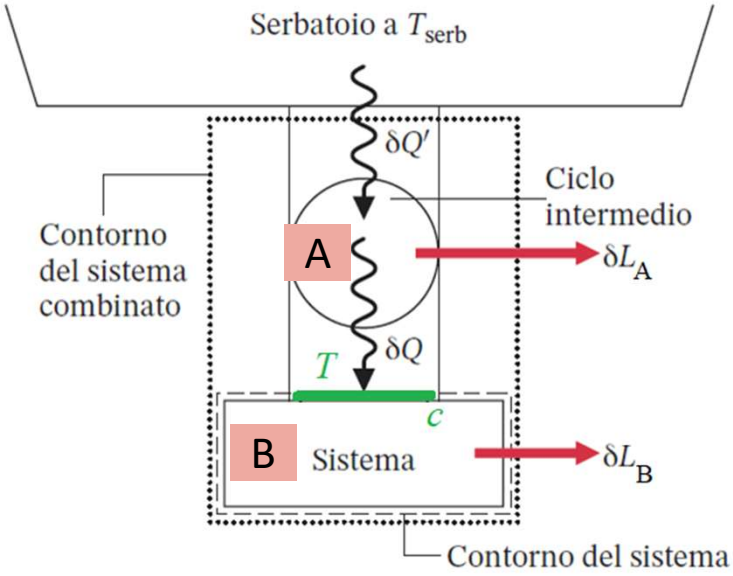
$$\frac{\delta Q'}{\delta Q} = \frac{T_{serb}}{T}$$

NB: possiamo scriverlo solo perché A è reversibile

B – sistema che assorbe calore δQ attraverso il contorno c a a temperatura$T$ producendo lavoro δL_B

Introduzione - 3

Disuguaglianza di Clausius - dimostrazione



Bilancio di I principio al sistema combinato **tot**=**A**+**B**:

$$\delta Q' - \delta L_{tot} = \mathrm{d}E_{tot}$$

dove $\delta L_{tot} = \delta L_A + \delta L_B$.
Dalla formula dei rapporti calori/temperature assolute:

$$\delta Q' = T_{\mathrm{serb}} \frac{\delta Q}{T}$$

ottenendo:

$$\delta L_{tot} = T_{\mathrm{serb}} \frac{\delta Q}{T} - \mathrm{d}E_{tot}$$

che integrato lungo un ciclo ($\oint \mathrm{d}E_{tot} = 0$) fornisce:

$$L_{tot} = \oint \delta L_{tot} = T_{\mathrm{serb}} \oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0 \quad \Rightarrow \quad \oint_{\mathrm{B}} \frac{\delta Q}{T} \leq 0$$

dove la disuguaglianza deriva da II principio K-P per sistema **tot** che scambia calore con un'unica sorgente ($L_{tot} \leq 0$).

Entropia

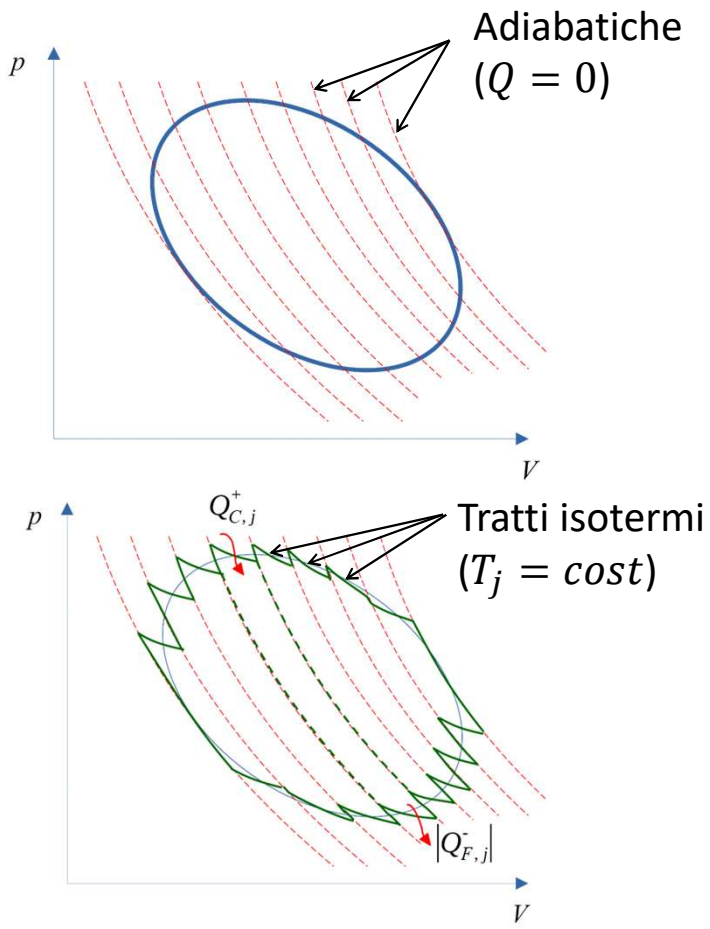
- **Ciclo reversibile** arbitrario suddiviso/approssimato in *n* cicli di Carnot (= 2 adiabatiche + 2 isoterme)
- Lungo le isoterme scambio lo **stesso calore** del **ciclo di partenza**
- I contributi dei tratti **adiabatici** si **annullano** (ogni tratto percorso 2 volte, in sensi opposti)
- Ciclo Carnot: rapporto calori = rapporto temperature:

$$\frac{Q^+_{C,j}}{|Q^-_{F,j}|} = \frac{T_{C,j}}{T_{F,j}}$$

Temp. assolute [K]

$$\Rightarrow \quad \frac{Q^+_{C,j}}{T_{C,j}} - \frac{|Q^-_{F,j}|}{T_{F,j}} = \frac{Q^+_{C,j}}{T_{C,j}} + \frac{Q^-_{F,j}}{T_{F,j}} = 0$$

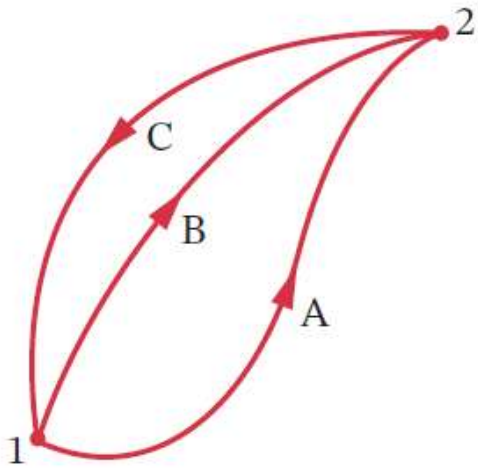
$$\Delta S_n = \sum_j^{2n} \frac{Q_j}{T_j} = 0 \quad \Rightarrow \quad \lim_{n\to\infty} \Delta S_n = \oint \left(\frac{\delta Q}{T}\right)_{rev} = 0$$



Entropia

- Se l'integrale circolare di una funzione è sempre nullo ($\oint \left(\frac{\delta Q}{T}\right)_{rev} = 0$) allora la funzione (il cui differenziale è l'argomento dell'integrale) è **funzione di stato**: la variazione della funzione lungo un percorso dipende **solo dai punti iniziale** (1) **e finale** (2) ma **non dal percorso scelto:**

$$\oint \left(\frac{\delta Q}{T}\right)_{rev} = \int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T}\right)_{rev} + \int_2^1 \left(\frac{\delta Q}{T}\right)_{rev} = 0 \quad \Rightarrow \quad \int_{A,rev} \frac{\delta Q}{T} = \int_{B,rev} \frac{\delta Q}{T}$$



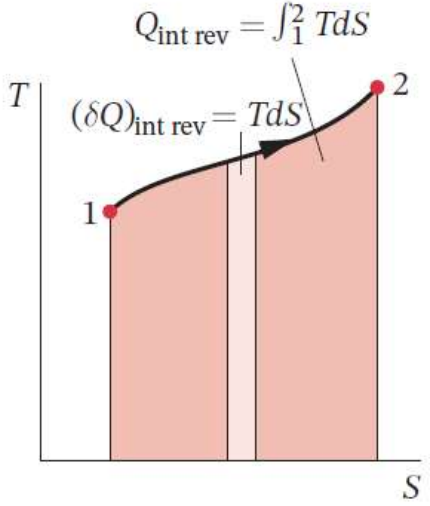
- Tale funzione è detta **entropia** S: $\mathrm{d}S = \left(\frac{\delta Q}{T}\right)_{rev}$ (NB reversibile)
- Variazione di entropia:

$$\Delta S_{1\to 2} = S_2 - S_1 = \int_1^2 \mathrm{d}S = \int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T}\right)_{rev} \qquad \left[\frac{\mathrm{J}}{\mathrm{K}}\right]$$

- Entropia S è proprietà estensiva

Processi internamente reversibili

Per processi intern. rev. $dS = \left(\frac{\delta Q}{T}\right)_{rev}$ ⇒ $(\delta Q)_{rev} = TdS$



Il **calore** scambiato lungo un processo **reversibile** è proporzionale all'**area sottesa** dal tracciato del processo su un **diagramma (T,S)**

$$(Q)_{rev} = \int_1^2 TdS$$

Entropia - irreversibilità

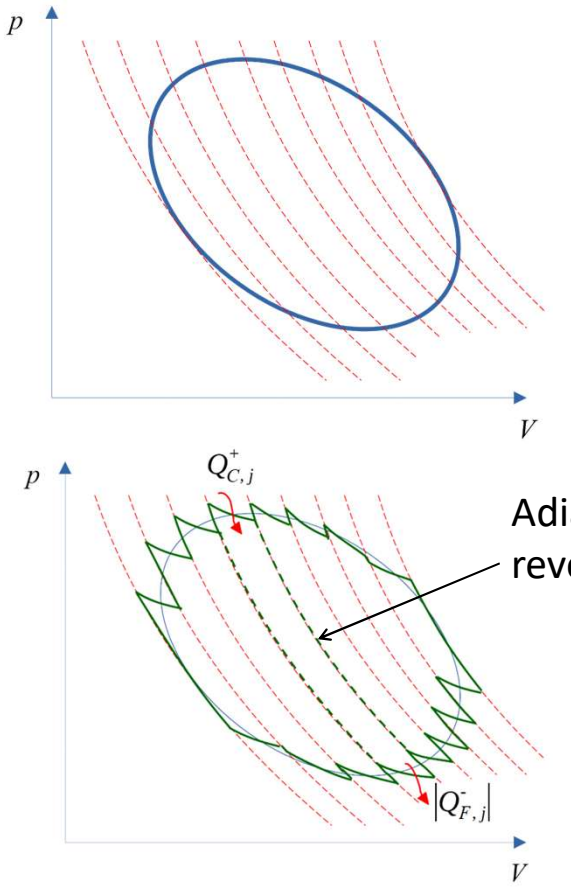
- **Ciclo** arbitrario **(anche non reversibile)** suddiviso/approssimato in *n* cicli di Carnot
- Lungo le isoterme (**temperatura contorno**) scambio lo **stesso calore** del **ciclo di partenza**
- Per il I corollario Carnot, il rendimento η_j è sempre $\leq$ di quello del ciclo di Carnot tra le medesime isoterme

$$\eta_j = 1 - \frac{|Q_{F,j}^-|}{Q_{C,j}^+} \leq 1 - \frac{T_{F,j}}{T_{C,j}} \quad \Rightarrow \quad \frac{Q_{C,j}^+}{T_{C,j}} \leq \frac{|Q_{F,j}^-|}{T_{F,j}}$$

$$\frac{Q_{C,j}^+}{T_{C,j}} - \frac{|Q_{F,j}^-|}{T_{F,j}} \leq 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{Q_{C,j}^+}{T_{C,j}} + \frac{Q_{F,j}^-}{T_{F,j}} \leq 0$$

$$\Delta S_n = \sum_j^{2n} \frac{Q_j}{T_j} \leq 0 \quad \Rightarrow \quad \lim_{n\to\infty} \Delta S_n = \oint \left(\frac{\delta Q}{T}\right)_c \leq 0$$

Temperatura al contorno *c*



(Dis)uguaglianza di Clausius

$$\oint \left(\frac{\delta Q}{T}\right)_c \leq 0 \quad \Rightarrow \quad \oint \left(\frac{\delta Q}{T}\right)_c = -\sigma_{ciclo}$$

Temperatura al contorno c

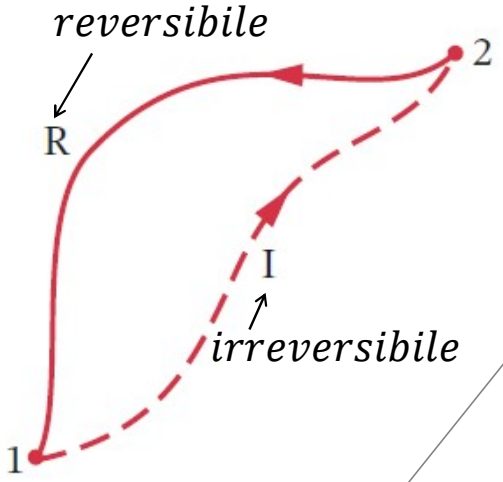
Entropia generata a causa di irreversibilità

$\sigma_{ciclo} = 0$ Trasformazione reversibile (NB: $dS = \frac{\delta Q}{T}$ induce funzione di stato S)

$\sigma_{ciclo} > 0$ Trasformazione irreversibile (NB: $\frac{\delta Q}{T}$ non induce più una funzione di stato)

$\sigma_{ciclo} < 0$ Trasformazione impossibile (non è possibile «distruggere» entropia)

Bilancio entropico sistemi chiusi - 1



$$\oint \left(\frac{\delta Q}{T}\right)_c = \int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T}\right)_I + \int_2^1 \left(\frac{\delta Q}{T}\right)_R =$$

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

$$\Downarrow$$

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T}\right)_c + \sigma_I \qquad \left[\frac{\mathrm{J}}{\mathrm{K}}\right]$$

Ciclo (chiuso) 1→2→1 composto da:
- processo 1→2 irreversibile (I)
- processo 2→1 reversibile (R)

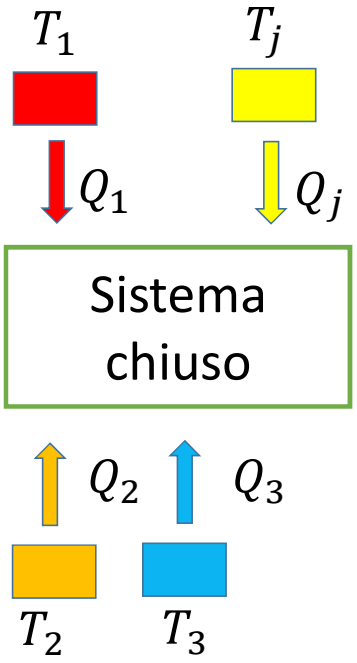
Variazione di entropia

Scambio di entropia

Produzione di entropia, $\sigma_I \geq 0$

Bilancio entropico sistemi chiusi - 2

Altre forme del bilancio entropico



Bilancio entropico **istantaneo** per sistema con *N* parti di contorno che scambiano calore a **diversa temperatura** (es. ciclo Carnot diretto, analisi di sistema complessiva come sistema chiuso, ma singole componenti sono sistemi aperti, scambi termici a temperatura costante):

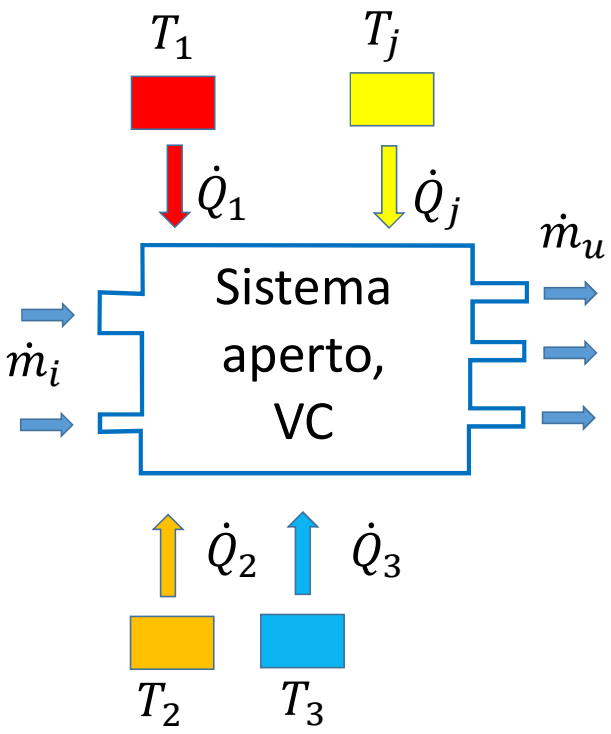
$$\frac{dS}{dt} = \sum_{j=1}^{N} \frac{\dot{Q}_j}{T_j} + \dot{\sigma} \qquad \left[\frac{\mathrm{W}}{\mathrm{K}}\right]$$

Velocità di variazione di entropia del sistema

Tasso/rateo di scambio entropia

Tasso/rateo di produzione di entropia

Bilancio entropico sistemi aperti (volumi di controllo)



Entropie specifiche nelle sezioni ingresso/uscita $\left[\frac{\mathrm{J}}{\mathrm{kg\ K}}\right]$

$$\frac{dS_{VC}}{dt} = \sum_j \frac{\dot{Q}_j}{T_j} + \sum_i \dot{m}_i s_i - \sum_u \dot{m}_u s_u + \dot{\sigma}_{VC}$$

Velocità di variazione di entropia del sistema

Tasso/rateo di scambio di entropia (flussi termici + flussi di massa)

Tasso/rateo di produzione di entropia nel sistema

Bilancio entropico volumi di controllo - 2

Analisi in regime stazionario

Bilancio di massa $$\sum_i \dot{m}_i = \sum_u \dot{m}_u$$

Bilancio di energia $$0 = \dot{Q}_{VC} - \dot{L}_{VC} + \sum_i \dot{m}_i \left(h_i + \frac{w_i^2}{2} + g z_i \right) - \sum_u \dot{m}_u \left(h_u + \frac{w_u^2}{2} + g z_u \right)$$

Bilancio di entropia $$0 = \sum_j \frac{\dot{Q}_j}{T_j} + \sum_i \dot{m}_i s_i - \sum_u \dot{m}_u s_u + \dot{\sigma}_{VC} \qquad \left(\frac{dS_{VC}}{dt} = 0 \right)$$

Bilancio entropico volumi di controllo - 3

Analisi in regime stazionario

Per volumi di controllo con un solo ingresso (1) e una sola uscita (2):

Bilancio di entropia

$$s_2 - s_1 = \frac{1}{\dot{m}}\left(\sum_j \frac{\dot{Q}_j}{T_j}\right) + \frac{\dot{\sigma}_{VC}}{\dot{m}}$$

Entropie specifiche nelle in ingresso/uscita $\left[\frac{\mathrm{J}}{\mathrm{kg\,K}}\right]$

Nel caso particolare in cui non vi sia scambio di calore ($\dot{Q}_j = 0$), c'è comunque generazione di entropia nei processi reali ($\dot{\sigma}_{VC} > 0$, $\dot{\sigma}_{VC} = 0$ solo per processi reversibili):

$$s_2 - s_1 = \frac{\dot{\sigma}_{VC}}{\dot{m}}$$

Valutazione dell'entropia - 1

Acqua e fluidi frigoriferi

Entropia specifica

$$s = \frac{S}{m} \qquad \left[\frac{\mathrm{J}}{\mathrm{kg} \cdot \mathrm{K}}\right]$$

Valori di entropia sono tabulati (Tabelle T-4 e T-8) assieme ai dati di volume specifico, energia interna, entalpia relativi a liquido saturo e a vapore saturo (secco) per acqua e refrigerante R134a

Entropia specifica di vapore saturo a titolo *x*

$$s = (1 - x) \cdot s_l + x \cdot s_v = s_l + x \cdot (s_v - s_l)$$

s_l → liquido saturo

s_v → vapore saturo (secco)

Valutazione dell'entropia - 2

Acqua e fluidi frigoriferi

Entropia specifica di un liquido compresso

La tabella T-5 riporta i dati di volume specifico, energia interna, entalpia ed entropia specifiche relativi ad acqua liquida in funzione di pressione e temperatura:

$$s = s(T, p)$$

Si può approssimare il valore per un liquido compresso con il **valore di saturazione alla stessa temperatura**, esattamente come per l'energia interna ($u(T, p) \approx u_l(T)$):

$$s(T, p) \approx s_l(T)$$

Valutazione dell'entropia - 3

Acqua e fluidi frigoriferi

Entropia specifica di un vapore surriscaldato

Le tabelle T-4 e T-8 riportano per acqua e R134a i dati di volume specifico, energia interna, entalpia ed entropia specifiche relativi a vapore surriscaldato in funzione di pressione e temperatura:

$$s = s(T, p)$$

Valutazione dell'entropia - Diagrammi termodinamici

Approssimazione gas ideale *h=h(T)*

Diagramma T-s

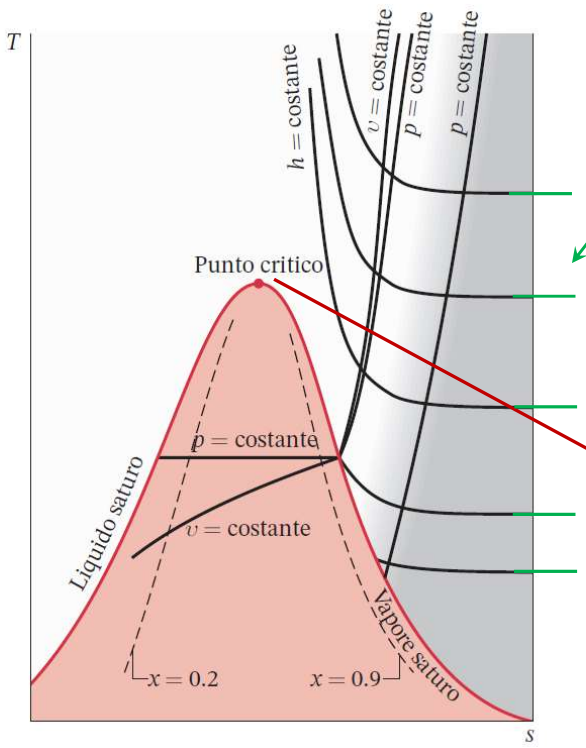
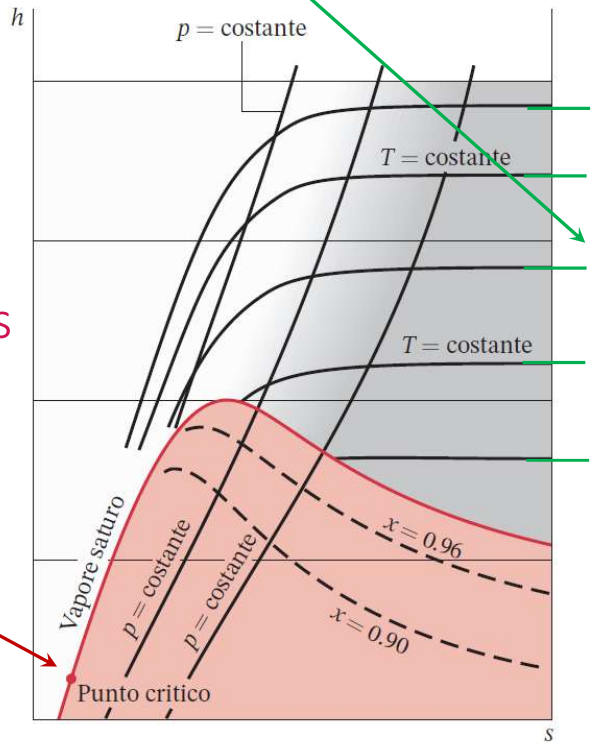


Diagramma h-s (Mollier)



Valutazione dell'entropia - 4

Equazioni del Tds

Permettono di valutare le variazioni di entropia a partire da proprietà termodinamiche più facilmente determinabili (vedi eq. I principio sist. chiusi, Capitolo 1).

Forma 1 in funzione di energia interna u (e lavoro di volume): $(\delta q)_{rev} = Tds = du + pdv$

Forma 2 in funzione di entalpia h (e lavoro di pressione): $(\delta q)_{rev} = Tds = dh - vdp$

NB

NB

Tutte grandezze specifiche

Valutazione dell'entropia – 5.1

Entropia **gas ideali** in funzione di T e v (forma 1 in funzione di u e dv)

$$Tds = du + p\,dv = c_v dT + p\,dv$$

$$\Downarrow$$

$$ds = c_v \frac{dT}{T} + \frac{p}{T} dv = c_v \frac{dT}{T} + R \frac{dv}{v}$$

Integrando da 1 a 2:

$$s(T_2, v_2) - s(T_1, v_1) = \int_{T_1}^{T_2} c_v(T) \frac{dT}{T} + R \ln\left(\frac{v_2}{v_1}\right)$$

Valutazione dell'entropia – 5.2

Entropia **gas ideali** in funzione di T e p (forma 2 in funzione di h e dp)

$$Tds = dh - v\,dp = c_p dT - v\,dp$$

$$\Downarrow$$

$$ds = c_p \frac{dT}{T} - \frac{v}{T} dp = c_p \frac{dT}{T} - R \frac{dp}{p}$$

Integrando da 1 a 2:

$$s(T_2, p_2) - s(T_1, p_1) = \int_{T_1}^{T_2} c_p(T) \frac{dT}{T} - R \ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right)$$

Valutazione dell'entropia - 6

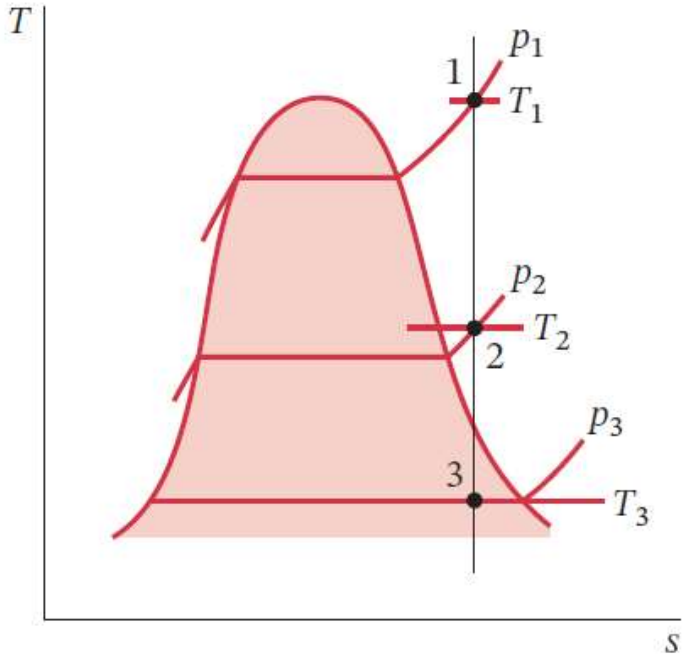
Approssimazione per gas ideali e c_p e c_v costanti

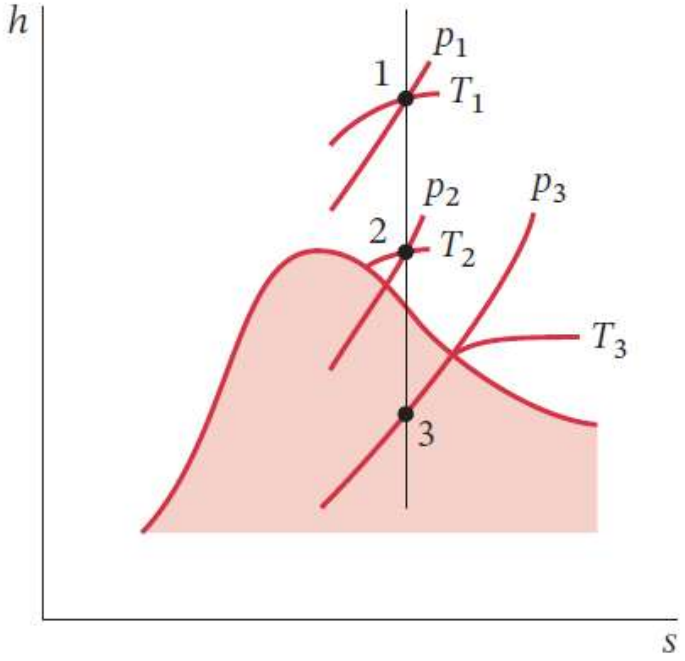
$$s(T_2, v_2) - s(T_1, v_1) = c_v \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) + R \ln\left(\frac{v_2}{v_1}\right)$$

$$s(T_2, p_2) - s(T_1, p_1) = c_p \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) - R \ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right)$$

Trasformazioni isoentropiche - 1

Diagrammi Ts, h-s





Trasformazioni **isoentropiche** - 2

Approssimazione per gas ideali e c_p e c_v costanti

$$s_2 - s_1 = 0$$

$$0 = c_v \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) + R \ln\left(\frac{v_2}{v_1}\right), \qquad 0 = c_p \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) - R \ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{k-1/k} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1}$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k}$$

Ricordando le relazioni già viste:

$$k = \frac{c_p}{c_v}, \qquad R = c_p - c_v$$

$$c_p = \frac{kR}{k-1}, \qquad c_v = \frac{R}{k-1}$$

Valutazione dell'entropia - 7

Entropia di gas ideali, c_p e c_v non costanti

Approccio tabellare per «semplificare» l'integrale nel caso di c_p non costante

Questo metodo si basa sulla scelta arbitraria di uno stato di riferimento e di un valore di riferimento per l'entropia specifica: $s = 0$ per $T = 0\ \mathrm{K}$ e $p = 1\ \mathrm{atm}$. Definiamo $s^0(T)$ l'entropia a temperatura T [K] e $p = 1\ \mathrm{atm}$:

$$s^0(T) - 0 = \int_{0\ K}^{T} \frac{c_p(T)}{T}\, dT$$

che viene tabellato in funzione di T per ciascun tipo di gas. Di conseguenza l'integrale $\int_{T_1}^{T_2} c_p(T)\frac{dT}{T}$ si riduce ad una differenza tra i valori tabellati di s^0 a T_2 e T_1:

$$s(T_2, p_2) - s(T_1, p_1) = s^0(T_2) - s^0(T_1) - R \ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right)$$

Valutazione dell'entropia - 8

Sostanze incomprimibili

$v = \text{costante}$

$c_v = c_p = c(T)$

Dalla prima equazione del *Tds*

$$ds = \frac{c_v(T)dT}{T} + \frac{p\cancel{dv}}{T} = \frac{c(T)dT}{T} \qquad dv = 0$$

Variazione di entropia specifica tra 1 e 2:

$$s_2 - s_1 = \int_1^2 c(T)\frac{dT}{T}$$ (incomprimibile)

$$s_2 - s_1 = c\ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right)$$ (incomprimibile, *c* costante)

Trasformazioni isoentropiche - 3

Gas **ideali**, c_p e c_v **non costanti**

$$s(T_2, p_2) - s(T_1, p_1) = 0 \longrightarrow 0 = s^0(T_2) - s^0(T_1) - R \ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right)$$

$$\frac{p_2}{p_1} = exp\left[\frac{s^0(T_2) - s^0(T_1)}{R}\right] = \frac{exp\left[\frac{s^0(T_2)}{R}\right]}{exp\left[\frac{s^0(T_1)}{R}\right]} = \frac{p_r(T_2)}{p_r(T_1)}$$

Valori tabulati Tabella T-9 (aria)

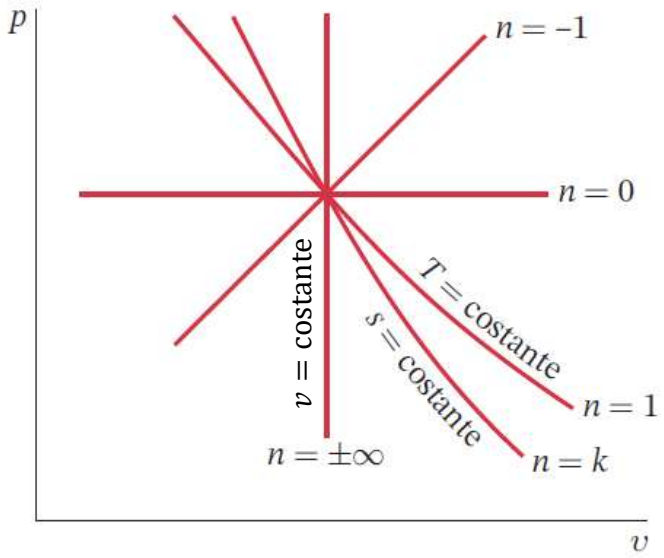
Si ha anche:

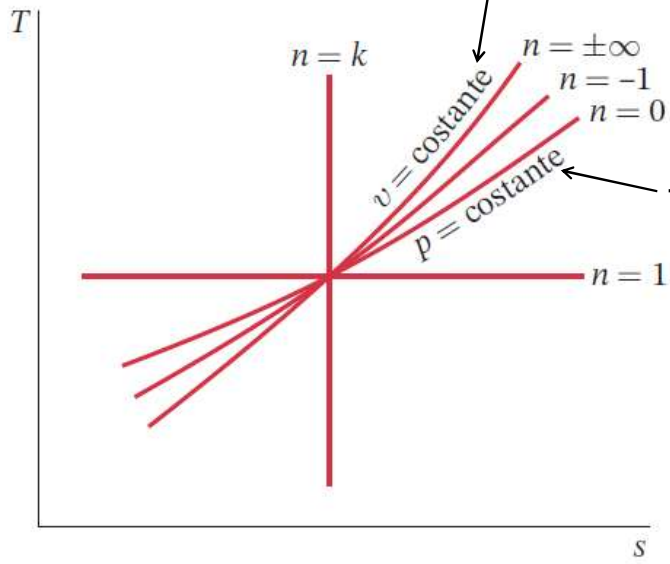
$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{v_r(T_2)}{v_r(T_1)}$$

Trasformazioni gas perfetto

Trasf. politropiche

$$pv^n = cost$$





$$\frac{dT}{ds} = \frac{T}{c_v}$$

$$\frac{dT}{ds} = \frac{T}{c_p}$$

$n = 0$ isobara $p = cost$

$n = 1$ isoterma $T = cost$

$n = \infty$ isocora $v = cost$

$n = k$ isoentropica $s = cost$

p, T, v, s sono funzioni di stato

$\Rightarrow$ trasformazioni **sia reversibili che irreversibili**

adiabatica reversibile => isoentropica (ma non viceversa)

Calore e lavoro in trasformazioni **int. reversibili**

Lavoro scambiato

Assunzioni:
- V.C. (sistema aperto)
- 1 ingresso, 1 uscita
- Regime stazionario
- Flusso internamente **reversibile**

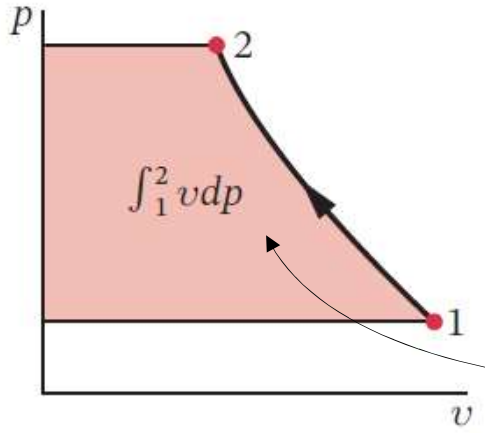
1° principio, sistema aperto:

$$\frac{\dot{Q} - \dot{L}_{VC}}{\dot{m}} = q - l_{VC} = \Delta e = \Delta h + \Delta e_C + \Delta e_P, \qquad \boxed{\frac{\dot{Q}}{\dot{m}} = q}$$

Calore scambiato per unità di massa $\left[\frac{\mathrm{J}}{\mathrm{kg}}\right]$

1° principio, sistema chiuso e trasf. **reversibile** (si può seguire l'evoluzione di h, v, p lungo la trasformazione per successivi **stati di equilibrio**):

$$\delta q_{rev} = dh - v\,dp \quad \Rightarrow \quad q_{rev} = \int_1^2 \delta q_{rev} = \Delta h - \int_1^2 v\,dp$$



(Anche dimostrabile direttamente tramite F=ma)

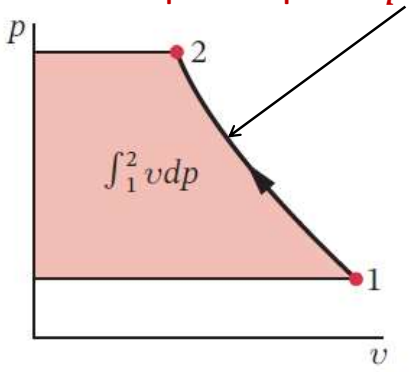
$$\boxed{\frac{\dot{L}_{VC}}{\dot{m}} = l_{VC}} = -\left(\int_1^2 v\,dp + \Delta e_C + \Delta e_P\right)$$

Lavoro tecnico specifico (= per unità di massa) $\left[\frac{\mathrm{J}}{\mathrm{kg}}\right]$

Calore e lavoro in trasformazioni **int. reversibili**

Lavoro scambiato, trasformazioni politropiche

Assunzioni:
- V.C. (sistema aperto)
- 1 ingresso, 1 uscita
- Regime stazionario
- Flusso internamente **reversibile**
- Variazioni trascurabili en. potenziale e cinetica ($\Delta e_C = \Delta e_P = 0$)
- Trasformazione politropica: $pv^n = cost$



$$l_{VC} = \boxed{-\int_1^2 v\, dp}$$ → Lavoro specifico di pressione $\left[\frac{\mathrm{J}}{\mathrm{kg}}\right]$

$$pv^n = cost \quad \Rightarrow \quad -v\, dp = n \cdot p\, dv$$
$$\Rightarrow \quad l_{VC} = n \cdot l_{sist.\,chiuso}$$

Per $n \neq 1$:

$$l_{VC} = \frac{n}{1-n}(p_2 v_2 - p_1 v_1)$$

Se gas ideale: ↓

$$= \frac{nR}{1-n}(T_2 - T_1)$$

Per $n = 1$ ($l_{VC} = l_{sist.\,chiuso}$) :

$$l_{VC} = p_1 v_1 \ln\frac{v_2}{v_1} = -p_1 v_1 \ln\frac{p_2}{p_1}$$

$$= RT \ln\frac{v_2}{v_1} = -RT \ln\frac{p_2}{p_1}$$

↑ Gas ideale, $n = 1$ ⇒ isoterma

Bilancio di energia meccanica - 1

Lavoro scambiato

Assunzioni:
- V.C. (sistema aperto)
- 1 ingresso, 1 uscita
- Regime stazionario
- Flusso internamente **reversibile**
- Fluido incomprimibile ($v = cost$)

$$l_{VC} = -\int_1^2 v\, dp - \Delta e_C - \Delta e_P$$

$$= v(p_1 - p_2) + \frac{w_1^2 - w_2^2}{2} + g(z_1 - z_2)$$

Lavoro tecnico specifico (=per unità di massa) $\left[\frac{\mathrm{J}}{\mathrm{kg}}\right]$

Dividendo per g si ottiene il bilancio in quote o altezze $[\mathrm{m}]$:

$$\frac{l_{VC}}{g} = \frac{p_1 - p_2}{\rho g = \gamma} + \frac{w_1^2 - w_2^2}{2g} + z_1 - z_2$$

Prevalenza — Quota piezometrica — Quota cinetica — Quota geodetica

Se $l_{VC} = 0$ (nessuna parte in movimento)

Equazione di Bernoulli:

$$\frac{p}{\gamma} + \frac{w^2}{2g} + z = cost$$

Bilancio di energia meccanica - 2

Lavoro scambiato

Assunzioni:
- V.C. (sistema aperto)
- 1 ingresso, 1 uscita
- Regime stazionario
- Flusso con **irreversibilità**

$$s_2 - s_1 = \int_1^2 \left(\frac{\delta q}{T}\right)_c + \sigma_I' = \frac{q}{\bar{T}_c} + \sigma_I' \qquad \left[\frac{\mathrm{J}}{\mathrm{kg\ K}}\right]$$

$$s_2 - s_1 = \int_1^2 \left(\frac{\delta q}{T}\right)_{rev} = \frac{q_{rev}}{\bar{T}_c}$$

Trasformazione reversibile (se esiste) che condivide con quella reale gli stati estremi (1 e 2), e la temperatura $T = T_c$ al contorno

$$\Rightarrow \quad q = q_{rev} - \boxed{\bar{T}_c \sigma_I'}$$

$= l_L \geq 0$, perdite
($l_L = 0$ solo se reversibile)

$$\Rightarrow \quad l_{VC} = -\left(\int_1^2 (v)_{rev}\, dp + \Delta e_C + \Delta e_P + l_L\right)$$

- riduce il lavoro «prodotto» (es. turbine)
- aumenta il lavoro «consumato» (es. pompe)

Se fluido incomprimibile ($v = (v)_{rev} = cost$):

$$l_{VC} = v(p_1 - p_2) + \frac{w_1^2 - w_2^2}{2} + g(z_1 - z_2) - l_L$$

Rendimenti isoentropici - 1

Turbina - Rendimento Isoentropico di Espansione

Regime stazionario

Sistema adiabatico ($\dot{Q}_j = 0$)

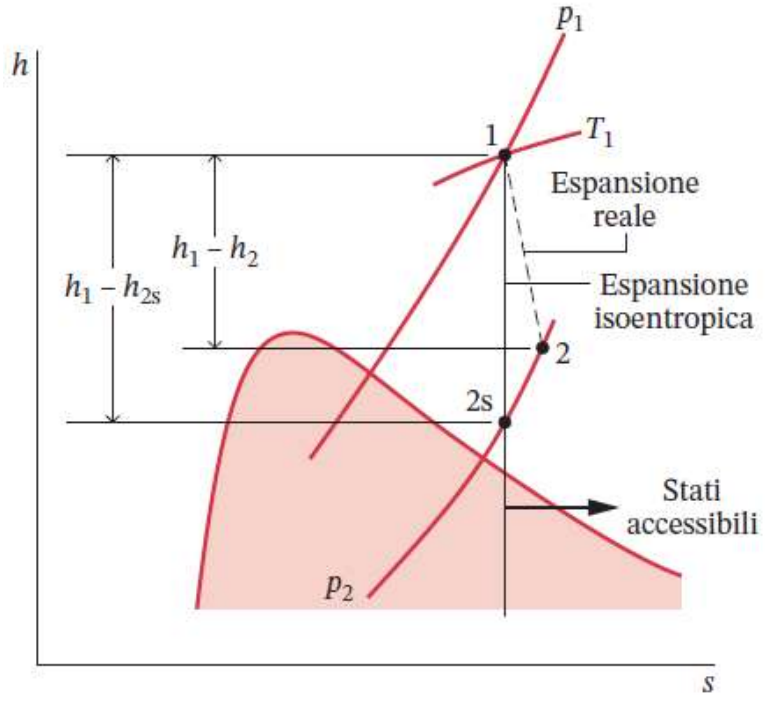
Variazioni di E_c ed E_p trascurabili

$$l_{VC} = h_1 - h_2$$

$$\frac{\dot{\sigma}_{VC}}{\dot{m}} = s_2 - s_1 \geq 0$$

$$(l_{VC})_s = h_1 - h_{2s}$$

$$\eta_{ie} = \frac{l_{VC}}{(l_{VC})_s} = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_{2s}}$$



Rendimenti isoentropici - 2

Compressore – rendimento Isoentropico di Compressione

Regime stazionario

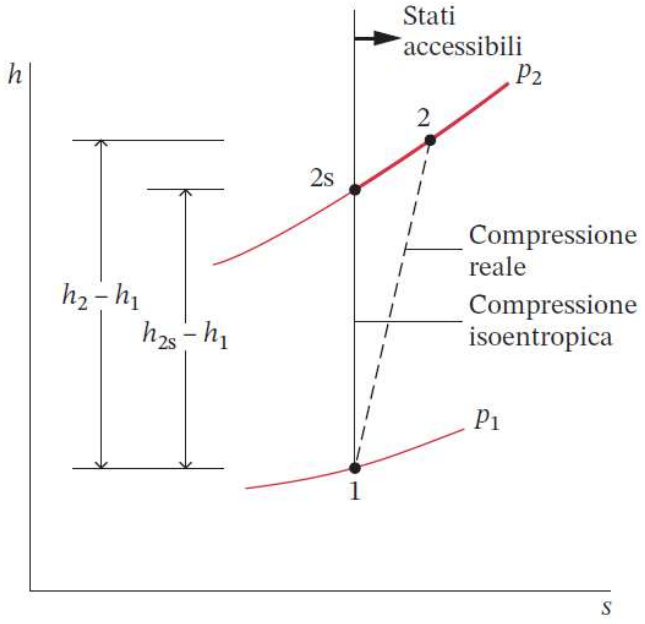
Sistema adiabatico ($\dot{Q}_j = 0$)

Variazioni di E_c ed E_p trascurabili

$$(-l_{VC}) = h_2 - h_1 > 0$$

$$(-l_{VC}) = h_{2s} - h_1 > 0$$

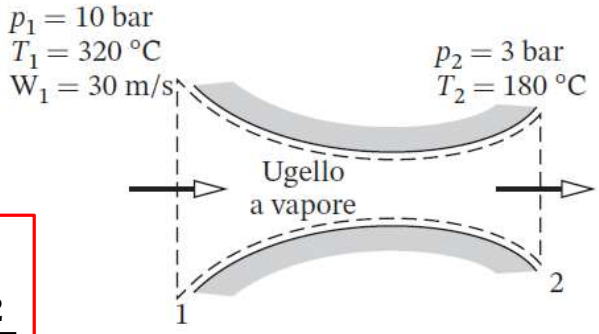
$$\eta_{ic} = \frac{(-l_{VC})_s}{-l_{VC}} = \frac{h_{2s} - h_1}{h_2 - h_1}$$

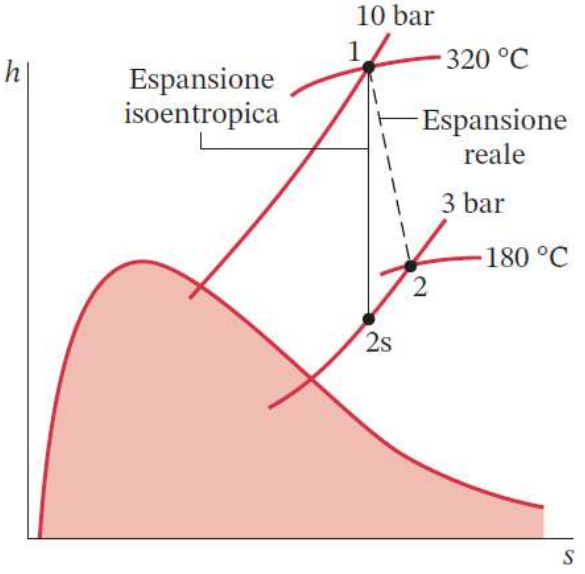


Rendimenti isoentropici - 3

Ugello

Assunzioni:
Regime stazionario
Sistema adiabatico
Variazioni di E_p trascurabili





$$\eta_{ugello} = \frac{\frac{w_2^2}{2}}{\left(\frac{w_2^2}{2}\right)_s} \approx \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_{2s}}$$

Se $w_2^2 \gg w_1^2$

Bilancio di energia interna

$$q_{rev} = q + l_L \qquad (l_L \geq 0: \textit{perdite per irreversibilità})$$

Assunzioni:
- Flusso con **irreversibilità**
- Fluido incomprimibile ($v = cost$)

$$\delta q_{rev} = du + p\,\cancelto{0}{dv} = du$$

$$\Rightarrow \quad q_{rev} = q + l_L = \Delta u \qquad \Rightarrow \qquad \dot{Q}_C + \dot{Q}_L = \frac{dU_{VC}}{dt}$$

Potenza termica scambiata al contorno

Potenza generata internamente per irreversibilità

Tasso/rateo di variazione dell'energia interna

Bilancio istantaneo per sistema chiuso

Calore scambiato per unità di massa di fluido

Generazione di energia interna specifica per irreversibilità

Variazione di energia interna specifica