



Corso Luigi Einaudi, 55 - Torino

Appunti universitari

Tesi di laurea

Cartoleria e cancelleria

Stampa file e fotocopie

Print on demand

Rilegature

NUMERO: 1363

ANNO: 2014

A P P U N T I

STUDENTE: Lo Voi

MATERIA: Termodinamica e Trasmissione del Calore + Eserc.,
Prof.Santarelli

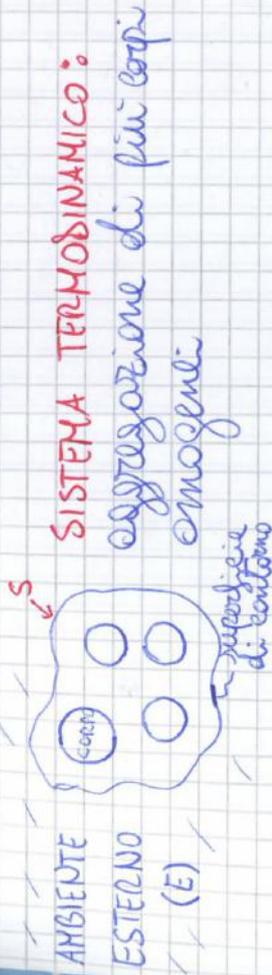
Il presente lavoro nasce dall'impegno dell'autore ed è distribuito in accordo con il Centro Appunti.

Tutti i diritti sono riservati. È vietata qualsiasi riproduzione, copia totale o parziale, dei contenuti inseriti nel presente volume, ivi inclusa la memorizzazione, rielaborazione, diffusione o distribuzione dei contenuti stessi mediante qualunque supporto magnetico o cartaceo, piattaforma tecnologica o rete telematica, senza previa autorizzazione scritta dell'autore.

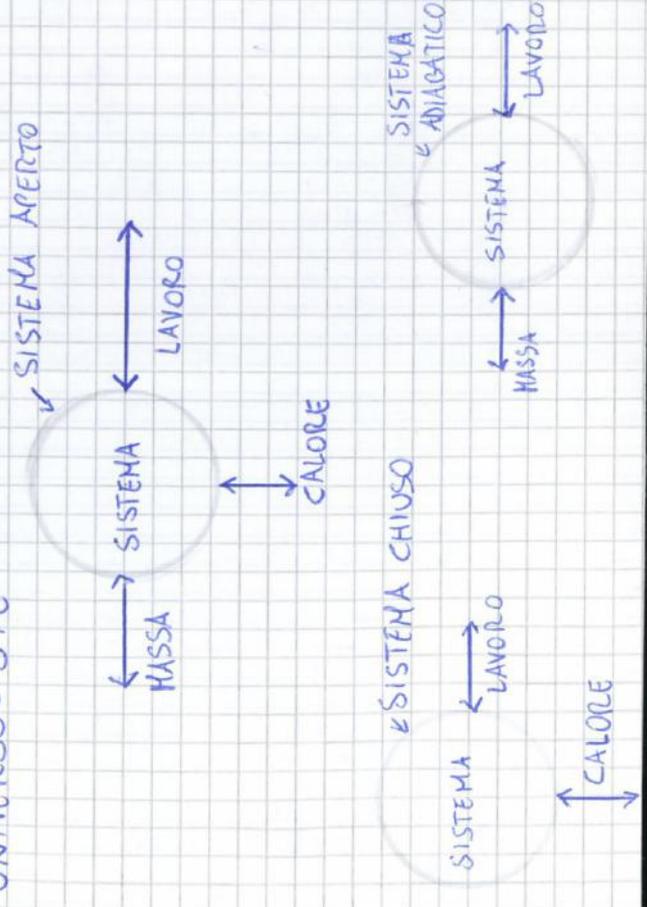
**ATTENZIONE: QUESTI APPUNTI SONO FATTI DA STUDENTIE NON SONO STATI VISIONATI DAL DOCENTE.
IL NOME DEL PROFESSORE, SERVE SOLO PER IDENTIFICARE IL CORSO.**

CORPO = quantità di materia caratterizzata da una posizione nello spazio e dalle proprietà fisiche che lo definiscono

CORPO OMOGENEO (OMOGENEITA' SPAZIALE, NON TEMPORALE): caratteristiche termodinamiche costanti in tutto il corpo (possono variare nel tempo)



UNIVERSO = S + E

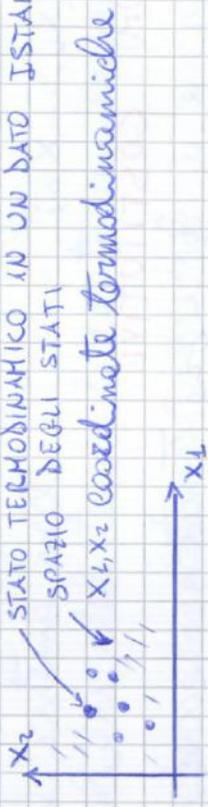


PROPRIETA' TERMODINAMICHE

- Proprietà termodinamiche indipendenti

Stato Termodinamico = insieme delle proprietà termodinamiche di un sistema in un dato istante

N proprietà termodinamiche indipendenti (per es. $N=2$):



Grandezze estensive: proprietà termodinamiche che dipendono dalla quantità di materia del sistema (per es: volume)

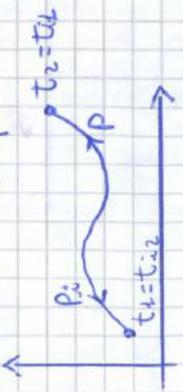
Grandezze intensive: indipendenti dalla quantità di materia del sistema (per es. la TEMPERATURA)

PROCESSO INVERSO

$P_i(t_{i1}, t_{i2})$ è inverso di $P(t_1, t_2)$ se:
 1) i due processi si svolgono nello stesso intervallo di tempo

2) $X(t_1) = X_i(t_{i2})$
 $X(t_2) = X_i(t_{i1})$

3) l'equilibrante degli stati termodinamici è omenerato in ogni punto interno del processo, partendo da t_2 per P e retrocedendo da t_{i2} per P_i



Grandezze che dipendono dal processo:
 Grandezze che sono definibili come associabili non ad uno stato del sistema (ad un certo tempo t), ma ad un processo nelle sue interazioni (in parole povere sono

AZIONI) $Q = Q(P)$
 Funzioni del processo e non dello stato termodinamico = lavoro e calore
 $L = L(P)$ $Q = Q(P)$

PROCESSO REVERSIBILE

Un processo è reversibile se:
 esiste un processo P_r tale che:

- 1) P_r è processo inverso di P
- 2) tutte le azioni associate al processo P_r sono uguali in modulo ma di segno opposto rispetto alle azioni associate al processo P :
 $Q(P_r) = -Q(P)$
 $L(P_r) = -L(P)$
 $Q(P_r) = -Q(P)$

CALORE

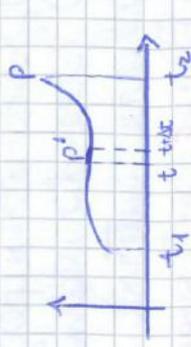
$Q = Q(P)$

Flusso termico: $\dot{Q} = \dot{Q}(t)$

$\dot{Q}(t) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{Q(P')}{\Delta t}$

$Q(P) = \int_t \dot{Q}(t) dt$

Convenzione di segno: +



$Q(P) = [J]$ Joule
 $\dot{Q}(t) = [W]$ Watt

Q ricevuto

LAVORO: scambio energetico

tra sistema ed ambiente esterno legato allo scambio di forze. Effetti:
 1) modifica dello stato di moto del sistema
 2) modifica del valore delle grandezze termodinamiche



3) FORZE INTERNE AL SISTEMA:

Stato tensionale interno al corpo, intrinsecamente equilibrato (che risultante zero), per ottenere l'equilibrio del corpo stesso, ma che può generare lavoro (definito come lavoro interno) nel momento in cui si abbia una deformazione del corpo e seguito dall'azione di forze esterne, e quindi uno spostamento del punto di applicazione delle forze appartenenti allo stato tensionale interno.



Le forze interne si compensano, tranne le tensioni sulle superficie, che svolgono lavoro (interno) quando il corpo viene deformato.

Tensioni interne scomposte in:

- 1) componente normale
- 2) = tangenziale

$$L_i(P) = L_i^N(P) + L_i^T(P)$$

$$W_i(t) = W_i^N(t) + W_i^T(t)$$

Caso particolare: si considera un corpo in cui sono trascurabili le componenti tangenziali dello stato tensionale interno. Questo corpo viene chiamato omogeneo lineare. Questa ipotesi è applicabile ad una particolare categoria di fluidi, definitibili quindi come fluidi omogenei lineari.

$$L_i(P) = L_i^{lin}(P)$$

$$W_i(t) = W_i^{lin}(t)$$

Nel caso di fluidi omogenei lineari, si introduce il concetto di **PRESSIONE**

INTERNA P_i , equivalente alle componenti normali dello stato tensionale interno.

$$F_i(t) = \int_A P_i(t) \cdot \vec{n} \cdot dA$$

\uparrow normale
 \uparrow superficie infinitesima interna al corpo

Se si ha uno spostamento del punto di applicazione delle forze interne F_i con velocità v , è possibile definire la potenza interna generata dalla pressione interna

$$P_i \text{ come: } W_i(t) = \int_A P_i(t) \cdot \vec{n} \wedge \vec{v}(t) \cdot dA$$

Nel caso di corpo omogeneo (e lineare in questo caso particolare) otteniamo:

$$W_i(t) = P_i(t) \cdot \int_A \vec{n} \wedge \vec{v}(t) \cdot dA$$

$$W_{se}^s(t) = W_t(t) + W_o(t)$$

$$W_t(t) + W_o(t) + \frac{dE_p}{dt} + \frac{dE_c}{dt} + W_{ai} - W_{i,lin} = 0$$

$$W_t + W_o + \frac{dE_p}{dt} + \frac{dE_c}{dt} + W_{ei} - P_i \cdot \frac{dV}{dt} = 0$$

In forma di lavoro:

$$L_t + L_o + \Delta E_p + \Delta E_c + L_{ai} - \int P_i(V,T) \cdot dV = 0$$

EQUAZIONE DELL'ENERGIA CINETICA

$$L_t(P) = \int P_i dV - L_o(P) - L_{ei}(P) - \Delta E_p - \Delta E_c$$

Se: $L_o(P) = 0$
 $\Delta E_p = 0$
 $\Delta E_c = 0$

$$L_t(P) = \int P_i dV - L_{ei}(P)$$

↓
 dovuta ad
 effetti
 viscosi interni
 ≈ 0

se anche $dV = 0 \Rightarrow L_t(P) = 0$

il lavoro tecnico diminuisce se sussistono deformazioni elastiche, strati interni, variazioni di energie potenziale e cinetica del sistema.

$$L_t(P) = \int P_i dV$$

$$W_t(t) = P_i \cdot \frac{dV}{dt}$$

$$W_{se}^s(t) - W_i(t) + \frac{dE_c}{dt} = 0$$

$$W_{se}^s(t) + W_{se}^d(t) + \frac{dE_c}{dt} - W_i(t) = 0$$

Se abbiamo un campo di forze conservative:

$$W_{se}^s(t) + \frac{dE_p(t)}{dt} + \frac{dE_c(t)}{dt} - W_i(t) = 0$$

$$W_{se}^s(t) + \frac{dE_p(t)}{dt} + \frac{dE_c(t)}{dt} + W_{oi}(t) - W_{i,lin}(t) = 0$$

Consideriamo la potenza (o lavoro) scambiata dalle forze di superficie: questa può essere scomposta in due termini:

- 1) un termine riconducibile in modo "utile"
- 2) un termine legato alla eventuale deformazione della superficie di contorno del corpo verso l'ambiente esterno in condizioni di pressione ambiente P_o

1) $W_t =$ lavoro tecnico *
 (o potenza)



$W_o =$ lavoro di deformazione = $P_o \cdot \frac{dV}{dt}$
 (o potenza)

$$\tilde{Q} = \lambda v dV + C_v dT = \Phi(t) dt$$

$$Q(P) = \int \tilde{Q}$$

λv = calore latente rispetto al volume = calore scambiato tra sistema ed esterno per unità di volume in una trasformazione e temperatura costante = $[\frac{J}{m^3}] = [\frac{N}{m^3}] =$ unità di misura di pressione = grandezza intensiva

C_v = capacità termica e volume costante = quantità di calore, scambiato tra sistema ed esterno in una trasformazione e volume costante, per unità di variazione di temperatura del sistema stesso = $[\frac{J}{K}]$

Calore specifico a volume costante = $c_v =$

$$\frac{C_v}{M} = [\frac{J}{kg \cdot K}]$$

$$C_v > 0, c_v > 0$$

La possibilità di calcolare il calore (o flusso termico) scambiato tra sistema ed esterno, è legata alla conoscenza delle due equazioni di stato:

$$\lambda v = \lambda v(V, T)$$

$$C_v = C_v(V, T)$$

$$Q(P) = \int \langle \lambda v dV + C_v dT \rangle$$

Calore scambiato per unità di massa (grandezza specifica) = $q = \frac{Q}{M} = [\frac{J}{kg}]$

$$q(P) = \int \langle \lambda v dV + c_v dT \rangle$$

$$\text{FLUSSO TERMICO PER UNITÀ DI MASSA} = \dot{q}(t) = \frac{\Phi(t)}{M} = [\frac{W}{kg}]$$

$$\dot{q}(t) = \lambda v \frac{dV}{dt} + c_v \frac{dT}{dt}$$

Grandezze termodinamiche indipendenti (sempre nelle triade (P, V, T) ^{pressione} _{temperatura})

Equazioni di stato scritte in funzione di P e T.

Es: $V = V(P, T)$

Calcolo del lavoro e del calore scambiato tra esterno e sistema.

$$W(t) = A_p \frac{dP}{dt} + A_T \frac{dT}{dt}$$

$$\dot{Q}(t) = \lambda_p \frac{dP}{dt} + C_p \frac{dT}{dt}$$

$A_p = A_p(P, T)$ ^{coefficienti meccanici}
 $A_T = A_T(P, T)$

$\lambda_p = \lambda_p(P, T)$ ^{coefficienti calorimetrici}
 $C_p = C_p(P, T)$

ESPRESSIONE DEI COEFFICIENTI MECCANICI

$$A_p = P \cdot \left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T$$

$$A_T = P \cdot \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P$$

$$\Rightarrow L(P) = \int P \langle A_p dP + A_T dT \rangle =$$

$$= \int P \cdot \left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T dP + P \cdot \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P dT >$$

Equazione di stato dei gas ideali:

$$PV = nRT \Rightarrow P = \frac{nRT}{V}$$

$$R = 8314 \frac{J}{kmol \cdot K} = \text{costante universale dei gas}$$

Se scelgo V e T come grandezze indipendenti:

$$\lambda p = T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V = p$$

$$\textcircled{3} C_v = C_v(T)$$

$$e_v = e_v(T)$$

$$p = \frac{nRT}{V} = \frac{nRT}{M \cdot \nu} = \frac{RT}{\bar{M} \cdot \nu}$$

\bar{M} = massa molare del gas $\left[\frac{kg}{kmol} = \frac{g}{mol} \right]$

Costante di elasticità del gas = $R^* = \frac{R}{\bar{M}} = \frac{J}{kg \cdot K}$

$$\Rightarrow p = \frac{R^* \cdot T}{\nu} = \text{equazione di stato del gas ideale}$$

Calcolo delle grandezze calorimetriche:

- calore latente rispetto alla pressione
- capacità termica a pressione costante oppure (grandezze specifiche):
- calore latente rispetto alla pressione per

unità di massa

• calore specifico a pressione costante

$$\lambda p = \frac{\lambda \nu}{\left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_T} = \frac{\lambda \nu}{-\frac{R^* T}{\nu}} = -\frac{\lambda \nu^2}{R^* T} = -\gamma$$

volume molare

$$e_p = e_v - \nu \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V \left(\frac{\partial p}{\partial V} \right)_T = e_v - \frac{R^* T}{\nu} \cdot \frac{R^*}{\nu} \cdot \left(-\frac{\nu^2}{R^* T} \right) = e_v + R^*$$

$$\Rightarrow C_p - C_v = R^* \quad \text{Essendo } R^* > 0 \Rightarrow C_p > C_v$$

Dalla teoria cinetica dei gas, si ricavano le seguenti espressioni per i calori specifici a pressione e volume costante:

M° atomi per molecola	$C_p \left[\frac{J}{kg \cdot K} \right]$	$e_v \left[\frac{J}{kg \cdot K} \right]$	$\gamma = \frac{C_p}{C_v}$
1	$\frac{5}{2} R^*$	$\frac{3}{2} R^*$	$\frac{5}{3}$
2	$\frac{7}{2} R^*$	$\frac{5}{2} R^*$	$\frac{7}{5}$
3	$\frac{4}{2} R^* = 2 R^*$	$3 R^* = \frac{6}{2} R^*$	$\frac{4}{3}$
$n \rightarrow 3$	$C_p = C_p(T)$	$e_v = e_v(T)$	$\gamma = \gamma(T)$

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} > 1$$

esponente della trasformazione adiabatica.

Calcolo del calore per unità di massa:

$$q(P) = \int_{T_1}^{T_2} c_p dv + c_v dT = \int_{T_1}^{T_2} c_v dT$$

Considerando che per gas ideali con numero di atomi per molecola minore di 3 il valore di c_v è una costante, ed estendendo questa approssimazione anche a molecole con numero di atomi maggiori di 3 $\Rightarrow q(P) = c_v(T_2 - T_1) = \frac{c_v \cdot v_2}{R^*} (P_2 - P_1)$



2) ISOBARA

Trasformazione a pressione costante

$$\begin{cases} P_1 = P_2 = P \\ dP = 0 \end{cases}$$

$$L(P) = \int_{v_1}^{v_2} P dv = P(v_2 - v_1) = R^* v_2 - P_1 v_1 = R^* (T_2 - T_1)$$

$$q(P) = \int_{T_1}^{T_2} c_p dT = \int_{T_1}^{T_2} c_p dT = c_p (T_2 - T_1) = \frac{c_p \cdot P_1}{R^*} (v_2 - v_1)$$



3) ISOTERMA

Trasformazione in cui la temperatura si mantiene costante

$$\begin{cases} T(t) = \text{cost} \\ T_1 = T_2 = T \\ dT = 0 \end{cases}$$

$$L(P) = \int_{v_1}^{v_2} P \cdot dv = \int_{v_1}^{v_2} \frac{R^* \cdot T}{v} dv = R^* \cdot T_1 \cdot \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v} =$$

$$R^* \cdot T_1 \cdot \ln\left(\frac{v_2}{v_1}\right)$$

$$P \cdot v = \text{cost}$$

$$P_1 \cdot v_1 = P_2 \cdot v_2$$

$$L(P) = R^* \cdot T_1 \cdot \ln\left(\frac{P_2}{P_1}\right)$$

Usando l'espressione del lavoro in cui

$$L(P) = \int_{v_1}^{v_2} \lambda P dv + c_p dT >$$

$$L(P) = \int_{v_1}^{v_2} -v dp = \int_{P_1}^{P_2} -\frac{R^* T}{P} dP = -R^* T_1 \int_{P_1}^{P_2} \frac{dP}{P} =$$

$$= -R^* T_1 \cdot \ln\left(\frac{P_2}{P_1}\right) = R^* \ln\left(\frac{P_1}{P_2}\right)$$

$$q(P) = \int_{v_1}^{v_2} \lambda v dv + c_v dT > = \int_{v_1}^{v_2} \lambda v dv$$

nei gas ideali $\lambda v = P \Rightarrow q(P) = \int_{v_1}^{v_2} P dv =$

$$\int_{v_1}^{v_2} \frac{R^* \cdot T}{v} dv = R^* T_1 \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v} = R^* T_1 \ln\left(\frac{v_2}{v_1}\right)$$

$$q(P) = \int_{v_1}^{v_2} \lambda P dv + c_p dT > = \int_{v_1}^{v_2} \lambda P dv$$

nei gas ideali $\lambda P = -v \Rightarrow q(P) = \int_{v_1}^{v_2} -v dv =$

$$-R^* T_1 \int_{P_1}^{P_2} \frac{dP}{P} = -R^* T_1 \ln\left(\frac{P_2}{P_1}\right) = R^* T_1 \ln\left(\frac{P_1}{P_2}\right)$$

5) POLITROPICA
 Trasformazione "generalizzata". Ogni altra trasformazione elementare è considerabile come un caso della politropica.

$$q = \frac{Q}{M} = \left[\frac{P}{\rho g} \right]$$

Trasformazione infinitesimale

$$\tilde{q} = \lambda v dv + c v dT \quad (1)$$

$$c_v = \left(\frac{\tilde{q}}{dT} \right)_v \quad c_p = \left(\frac{\tilde{q}}{dT} \right)_p \quad (2)$$

Trasformazione generica: $c = \frac{\tilde{q}}{dT} \Rightarrow \tilde{q} = c dT$
 uguagliando (1) e (2) ottengo:

$$(c_v - c) dT + \lambda v dv = 0 \Rightarrow dT = \frac{p dv + v dp}{\rho R} \quad \lambda v = p$$

$$(c_v - c) (p dv + v dp) + \rho R p dv = 0$$

$$(c_v - c) (p dv + v dp) + (c_p - c_v) \cdot p dv = 0$$

$$\left(\frac{c_p - c_v}{c_p - c_v} \right) p dv + v dp = 0$$

per def. $n = \left(\frac{c_p - c_v}{c_p - c_v} \right) \quad (3)$

$$\Rightarrow n p dv + v dp = 0 \Rightarrow \frac{dp}{p} + n \frac{dv}{v} = 0$$

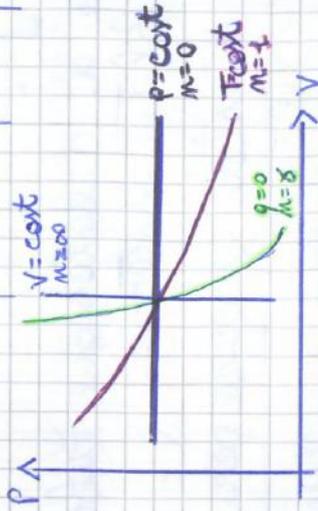
integrando si ottiene: $P v^m = P_1 v_1^m = \text{cost}$

dalle (1) $\Rightarrow c = c_v \cdot \frac{m - c_p}{m - 1}$
 $T P^{\frac{m-1}{m}} = \text{cost}$
 $T P^{\left(\frac{1-n}{n}\right)} = \text{cost} \quad (2)$

$$c = c_v \frac{m - c_p}{m - 1} \quad (4)$$

Politropica come forma generalizzata delle quattro trasformazioni elementari

Trasformazione	proprietà	equazione	c	n
ISOCORA	$dv = 0$	$v = \text{cost}$	c_v	∞
ISOBARA	$dp = 0$	$p = \text{cost}$	c_p	0
ISOTERMA	$dT = 0$	$T = \text{cost}$	∞	1
ADIABATICA	$\tilde{q} = 0$	$q = 0$	0	γ



"n" non può essere minore di zero.

equazione di stato di Van der Waals,
 $R_{He}^* = \frac{8314}{4,003} = 2077 \frac{J}{kg \cdot K}$

$Q(P) = M \cdot q(P) = M \cdot \int_{T_1}^{T_2} \lambda v dv + c_v dT >$
 GAS IDEALI: $Q(P) = M \int_{T_1}^{T_2} p dv + c_v dT >$

Trasformazione isoterma: $dT = 0$
 $Q(P) = M \int_{v_1}^{v_2} p dv = M R^* T_1 \ln \left(\frac{v_2}{v_1} \right) =$
 $= 8 \cdot 2077 \cdot 300 \cdot \ln \left(\frac{20 \cdot 10^{-3} \frac{m^3}{kg}}{35 \cdot 10^{-3} \frac{m^3}{kg}} \right) =$
 $= 72,79 \cdot 10^6 J = 72,79 MJ$

$L_{se}(P) = L_{se}^s(P) + L_{se}^d(P) = L_{se}^s(P) + \Delta E_p \Rightarrow$
 $L_{se}(P) = L_{se}^s(P)$

$L_{se}(P) - L_i(P) + \Delta E_c = 0 \Rightarrow L_{se}(P) = L_{se}^s(P) =$
 $= L_i(P) = L_i^{lim}(P) - L_{c,i} = L_i^{lim}(P) \Rightarrow$
 $L_{se}(P) = L_{se}^s(P) = L_i^{lim}(P) \Rightarrow$

$L_{se}(P) = M \int_{v_1}^{v_2} p dv = M R^* T_1 \ln \left(\frac{v_2}{v_1} \right) =$
 $= 72,79 MJ$

IPOTESI: GAS IDEALE
 $P_1 = \frac{R^* T_1}{v_1} = \frac{2077 \cdot 300}{0,035} = 178,03 \cdot 10^5 Pa = 178 bar$

il valore della pressione è "sospetto", quindi utilizziamo Van der Waals:

$dV = p V dT - \kappa T V \frac{dp}{p} = p V dT$
 $\int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{V} = \int_{T_1}^{T_2} \frac{p}{T} dT = p \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T}$

$\ln \left(\frac{v_2}{v_1} \right) = p (T_2 - T_1)$
 $\frac{v_2}{v_1} = e^{p(T_2 - T_1)}$

$\frac{v_2 - v_1}{v_1} = \frac{v_2}{v_1} - 1 = e^{0,182 \cdot 10^{-3} (20-0)} - 1 =$
 $= 0,0037$

$\frac{v_2 - v_1}{v_1} \cdot 100 = 0,37\%$

Una massa di 8 kg di olio è fatta passare a temperatura costante all'interno di un compressore volumetrico a cilindro e pistone, da uno stato iniziale A, a temperatura 300 K e volume specifico 35 $\frac{kg}{kg}$ ed uno stato finale B, con volume specifico 20 $\frac{kg}{kg}$. Calcolare i valori di calore e lavoro scambiati con l'esterno, trascurando l'effetto interno, quello esterno, e le variazioni di energia cinetica e potenziale, utilizzando l'equazione di stato dei gas ideali. Effettuare il calcolo del calore scambiato con l'esterno nel caso di utilizzo dell'

- come:
- 1) $Q(P) - L_2(P) = \Delta U = U(x_2) - U(x_1)$
 - 2) $Q(P) - L_2(P) = \Delta U + \Delta E_c$

L'energia interna U del sistema:

È una grandezza termodinamica definita come differenza, per cui calcolabile "a meno" di una costante x_0 in cui $U(x_0) = 0$, e $U(x) = U(x) - U(x_0)$

2) Grandezza estensiva misurata in Joule [J].

3) Si può definire una grandezza specifica (mecnica): $u = \frac{U}{M} = \left[\frac{J}{kg} \right] = \text{energia interna mecnica del sistema}$

Entalpia:

per definizione \tilde{v} : $H = U + P \cdot V = [J]$
 è una grandezza estensiva, quindi possiamo esprimerla come grandezza specifica (mecnica): $h = \frac{H}{M} = \left[\frac{J}{kg} \right]$

$\Rightarrow h = u + p \cdot v$

L'entalpia è calcolabile a meno di una costante, ovvero $H(x) = H(x) - H(x_0)$

$dH = dU + d(p \cdot V)$

$dh = du + d(p \cdot v)$

L'inizio si trova 5 pag. fa

2) P_{12} è un'isoterma

$V_2 = 3V_1$

$L(P_{12}) = 2,183 \text{ kJ}$

$Q(P_{12}) = 2,183 \text{ kJ}$
processo



$P_2 = \frac{M \cdot R^* \cdot T_2}{V_2} = \frac{30 \cdot 10^{-3} \cdot 296,167 \cdot 223,15}{9 \cdot 10^{-3}} = 2,206 \text{ bar}$
 $P_3 = 2,206 \cdot 10^5 \text{ Pa}$

Processo P_{23} è una compressione adiabatica
 2) \rightarrow 3), $V_3 = V_1$

$Q(P_{23}) = 0$

$P_3 V_3^\gamma = P_2 V_2^\gamma \Rightarrow P_3 = P_2 \left(\frac{V_2}{V_3} \right)^\gamma = 2,206 \cdot 10^5 \cdot 3^{1,399} = 10,266 \cdot 10^5 \text{ Pa} = 10,266 \text{ bar}$

$L(P_{23}) = \int_{V_2}^{V_3} p dV = P_2 V_2^\gamma \int_{V_2}^{V_3} \frac{dV}{V^\gamma} = \frac{1}{1-\gamma} P_2 V_2^\gamma \left(\frac{V_3^{1-\gamma}}{V_2^{1-\gamma}} - \frac{V_2^{1-\gamma}}{V_2^{1-\gamma}} \right)$

$= \frac{1}{-1,399+1} \cdot 2,206 \cdot 10^5 \cdot (9 \cdot 10^{-3})^{1,399} \cdot \left[(6 \cdot 10^{-3})^{-0,399} - (9 \cdot 10^{-3})^{-0,399} \right]$

$= -2,739 \text{ kJ}$

Processo P_{31} (isobara) $V_3 = V_1$

$L(P_{31}) = \int p dV = 0$

$Q(P_{31}) = \int_{T_3}^{T_1} C_v dT = C_v(T_1 - T_3) =$

Secondo Principio della Termodinamica (per sistemi chiusi)

Macchine termiche:

- 1) Oggetto artificiale che utilizza trasformazioni termodinamiche della materia per ottenere un effetto utile.
- 2) è una macchina ciclica (ovvero sfrutta una serie di trasformazioni che compongono un ciclo termodinamico C)
- 3) l'effetto utile è ottenuto trasformando la forma calore in forma lavoro (o viceversa)
- 4) le macchine motrici (o motori) sono macchine che rendono disponibile un lavoro utile all'esterno della macchina stessa (trasformano la forma calore in forma lavoro).
- 5) le macchine operatrici sono macchine che utilizzano lavoro (dall'esterno sul sistema) in generale per "invertire il verso di una qualunque trasformazione spontanea" (per esempio, per trasferire calore da un ambiente a basse temperature ed un ambiente ad elevate temperature).

Efficienza "generalizzata" di una macchina termica
 rapporto dimensionale tra:

1) il numeratore si ha l'EFFETTO UTILE in termini di energia richiesta alla macchina (definito anche come **PRODOTTO**);

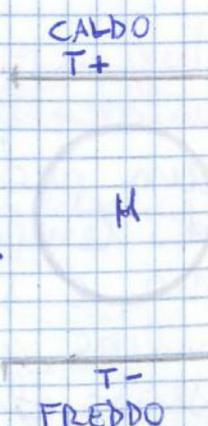
2) il denominatore si ha l'energia spesa utilizzata dalla macchina (definita anche come **COMBUSTIBILE**) per ottenere il suo effetto utile.

$$\frac{\text{EFFETTO UTILE}}{\text{ENERGIA SPESA}} = \text{EFFICIENZA}$$

Macchine semplice = macchine bitermiche \Rightarrow

$Q^+ > 0$ calore ricevuto dal sistema (ESTERNO \rightarrow SISTEMA)

$Q^- < 0$ calore ceduto dal sistema (SISTEMA \rightarrow ESTERNO)



$$\Phi(t) \leq \Phi_{\max}(t)$$

Il flusso termico massimo è espresso come prodotto della temperatura assoluta del sistema per il differenziale nel tempo di una grandezza termodinamica, funzione dello stato x del sistema, chiamate entropie:

$$\Phi_{\max}(t) = T \cdot \frac{dS(x)}{dt}, \text{ dove } S \text{ è l'ENTROPIA del sistema}$$

$$\text{da cui } \boxed{\Phi(t) \leq T \cdot \frac{dS}{dt}}$$

Il segno " $<$ " vale per trasformazioni irreversibili

Il segno " $=$ " è un caso particolare, e vale solo per le trasformazioni reversibili.

$S = S(x) =$ funzione di stato

$$Q(P) = \int_t \Phi(t) dt$$

$$Q_{\max}(P) = \int_t T \cdot \frac{dS}{dt} dt = \int_t T \cdot dS$$

$$Q(P) \leq \int_t T \cdot dS$$

Disuguaglianza di Kelvin-Planck

$$\boxed{\frac{dS}{dt} \geq \frac{\Phi(t)}{T}}$$

① $\Phi(t)$ è il flusso termico associato alla relativa temperatura

② $\frac{dS}{dt}$, la variazione di entropia del sistema, in caso di trasformazioni irreversibili, non è completamente dovuta al solo contributo degli scambi termici tra sistema ed esterno, relativizzati alla loro temperatura.

$$\Delta S = S_2 - S_1 \geq \int_t \frac{\Phi(t)}{T} dt = \int_t \frac{\tilde{Q}}{T}$$

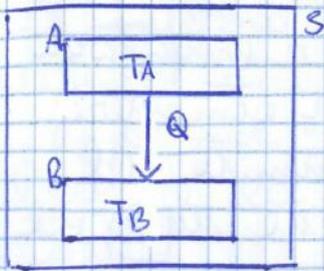
$$dS \geq \frac{\tilde{Q}}{T} \Rightarrow T dS \geq \tilde{Q}$$

Da $\frac{dS}{dt} \geq \frac{\Phi(t)}{T}$, con un artificio matematico otteniamo

$$\frac{dS}{dt} = \frac{\Phi(t)}{T} + \epsilon_i, \quad \epsilon_i \geq 0 \quad \text{se } \epsilon_i = 0 \Rightarrow \text{trasformazione reversibile}$$

$$\text{se } \epsilon_i > 0 \Rightarrow \text{trasformazione irreversibile}$$

Systeme adiabatico formato da due "termostati":



$T_A \neq T_B$ Systeme S

Termostati: ① hanno capacità termica infinite (mantengono costante la loro temperatura qualunque sia la quantità di calore scambiato)
 ② sono sistemi reversibili

Applico il 2° principio ai termostati:

$$\Delta S \geq \int_t \frac{\Phi(t)}{T} dt$$

① Systeme reversibile

$$\Delta S = \int_t \frac{\Phi(t)}{T} dt$$

② $C \rightarrow \infty \Rightarrow T \cdot \Delta S = \int_t \Phi(t) dt$

A) $T \cdot \Delta S_A = -Q$

B) $T \cdot \Delta S_B = +Q$

Applichiamo il 2° principio al sistema adiabatico:

$$\Delta S_S \geq 0$$

$$\Delta S_S = \Delta S_A + \Delta S_B \geq 0$$

$$\Delta S_S = -\frac{Q}{T_A} + \frac{Q}{T_B} \geq 0 \Rightarrow$$

$$\left[\frac{1}{T_B} - \frac{1}{T_A} \right] \cdot Q \geq 0 \Rightarrow$$

= 0 se ① $Q=0$ | condizione equivalente
 ② $T_A = T_B$

> 0 se ① $T_A > T_B \rightarrow Q > 0$

② $T_B > T_A \rightarrow Q < 0$

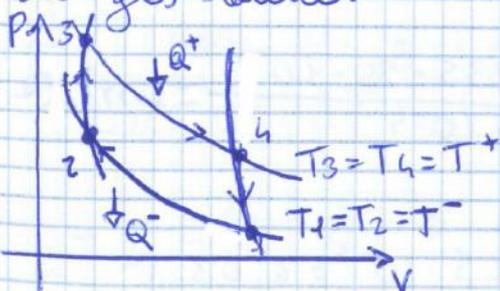
$\Rightarrow B \rightarrow A$ *

- * Lo scambio termico è un fenomeno irreversibile
- * Il calore è scambiato da un corpo a temperatura più elevata ad un corpo più freddo.

Ciclo di Carnot

① è un ciclo reversibile (assente di fenomeni di irreversibilità)

② percorso del fluido che rispetta l'equazione di stato dei gas ideali



T_4 = espansione adiabatica

T_1 : compressione isoterma con rilascio di calore Q^- verso l'esterno.

T_2 : compressione adiabatica

T_3 : espansione isoterma con assorbimento di calore Q^+ dall'esterno.

2.3

All'interno di un cilindro si comprime ossigeno gas secondo una trasformazione politropica da $p_1 = 1 \text{ bar}$ a $p_2 = 4 \text{ bar}$; se la temperatura iniziale è $T_1 = 15^\circ\text{C}$, calcolare la temperatura finale nell'ipotesi che, istante per istante, il calore scambiato con le pareti sia $\frac{1}{3}$ del lavoro fornito. Si consideri nullo l'attrito tra il cilindro ed il pistone, e l'ossigeno come un fluido omogeneo privo di attrito, per cui vale l'equazione di stato dei gas ideali, e con calori specifici costanti ($c_v = 649 \text{ J/kg}\cdot^\circ\text{K}$).

Trasformazione politropica: $PV^m = \text{cost}$ $M_{O_2} = 32 \frac{\text{g}}{\text{mol}}$

$$P_1 = 1 \cdot 10^5 \text{ Pa} \quad P_2 = 4 \cdot 10^5 \text{ Pa}$$

$$T_1 = 288,15^\circ\text{K} \quad T_2 = ?$$

$$* T_2 = T_1 \left(\frac{P_1}{P_2} \right)^{\frac{1-m}{m}} = 288,15 \frac{1-1,27}{1,27} = 386,7^\circ\text{K}$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{m-1}{m}} \quad m = ?$$

$$Q(P) - L(P) = \Delta U \Rightarrow -\frac{2}{3} L(P) = \Delta U, \text{ poich\u00e9 } Q(P) = \frac{1}{3} L(P)$$

$$L(P) = \int_{V_1}^{V_2} P dV = P_1 \cdot V_1^m \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V_1^m} = \frac{1}{-m+1} P_1 V_1^m [V_2^{-m+1} - V_1^{-m+1}] =$$

$$= \frac{1}{1-m} P_1 V_1 \left[\left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{1-m} - 1 \right]$$

$$\text{Considerando che } T_1 V_1^{m-1} = T_2 V_2^{m-1}$$

$$\left(\frac{T_1}{T_2} \right) = \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{m-1} \Rightarrow \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{1-m} = \frac{T_2}{T_1}$$

$$L(P) = \frac{1}{1-m} P_1 V_1 \left(\frac{T_2}{T_1} - 1 \right)$$

ΔU per un gas ideale, puo' essere espresso come:

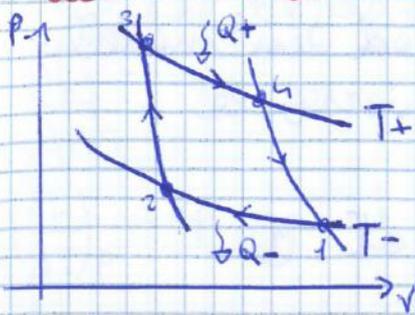
$$\Delta u = c_v \cdot \Delta T \Rightarrow \Delta U = M \cdot \Delta u = M \cdot c_v (T_2 - T_1)$$

$$-\frac{2}{3} L(P) = \Delta U \Rightarrow -\frac{2}{3} \left[\frac{1}{1-m} P_1 V_1 \left(\frac{T_2 - T_1}{T_1} \right) \right] = M c_v (T_2 - T_1)$$

$$\Rightarrow \frac{1}{1-m} \frac{P_1 V_1}{T_1} = -\frac{3}{2} M c_v \Rightarrow m = \frac{2}{3} \frac{P_1 V_1}{T_1 M c_v} + 1 \quad \text{ma } M \text{ non \u00e8 nota}$$

$$P_1 V_1 = n R T_1 \Rightarrow \frac{P_1 V_1}{T_1} = n R \Rightarrow m = \frac{2}{3} \frac{n R}{M \cdot c_v} + 1 = \frac{2}{3} \frac{R}{M_0 \cdot c_v} + 1 =$$

Ciclo di Carnot



$\Gamma_1 = \text{isoterma } T^-, Q^-$

$\Gamma_2 = \text{adiabatica, } Q=0$

$\Gamma_3 = \text{isoterma, } T^+, Q^+$

$\Gamma_4 = \text{adiabatica, } Q=0$

Rendimento del ciclo di Carnot:

$$\eta = \frac{L_n}{Q^+} = \frac{Q^+ - Q^-}{Q^+} = 1 - \frac{Q^-}{Q^+}$$

$$\eta_c = 1 - \frac{T^-}{T^+} \quad \text{rendimento in generale}$$

↑ rendimento del ciclo di Carnot

$$\Delta S \geq \int_t \frac{\Phi(t)}{T} dt = \int_{\Gamma} \frac{\tilde{Q}}{T}$$

① ciclo reversibile

$$\Delta S = \int_{\Gamma} \frac{\tilde{Q}}{T}$$

② ciclo irreversibile

$$\Delta S > \int_{\Gamma} \frac{\tilde{Q}}{T}$$

③ ciclo chiuso

$$\Delta S = S_1 - S_2 = 0$$

$$\int_{\Gamma} \frac{\tilde{Q}}{T} = 0$$

$$-\frac{Q^-}{T^-} + \int_{\Gamma_2} \frac{\tilde{Q}}{T} + \frac{Q^+}{T^+} + \int_{\Gamma_4} \frac{\tilde{Q}}{T} = 0$$

$$-\frac{Q^-}{T^-} + \frac{Q^+}{T^+} = 0 \Rightarrow \frac{Q^-}{Q^+} = \frac{T^-}{T^+}$$

① $\eta = 1$ se $T^- = 0^\circ\text{K}$ oppure $T^+ = \infty$

② al di fuori di questi casi estremi, $\eta < 1$

$$\eta = \frac{L_n}{Q^+}$$

① $L_n < Q^+$, ovvero non si può trasformare completamente il calore ricevuto ad alta temperatura in lavoro netto utilizzabile

$$\textcircled{2} L_n = \eta_c \cdot Q^+ = \left[1 - \frac{T^-}{T^+} \right] Q^+$$

③ equivalente meccanico del calore = fattore di Carnot = fattore limitante che impedisce di trasformare tutto il calore assorbito in lavoro L_n

④ limite di Carnot per il rendimento delle macchine termiche $\eta \leq \eta_c = 1 - \frac{T^-}{T^+}$

energeticamente, in forme massice:

$$dh = (\lambda_p + v) dp + c_p dT$$

$$\left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T = \lambda_p + v$$

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

ENTROPIA $S = S(V, T)$

$$dS = \left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T dV + \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_V dT \quad (1)$$

Del 2° principio, per un fluido omogeneo lineare:

$$dS = \frac{\bar{Q}(t)}{T} dt = \frac{\hat{Q}}{T}$$

$$\text{da cui } dS = \frac{\lambda_V}{T} dV + \frac{C_V}{T} dT \quad (2)$$

dalle (1) e (2) si ottiene che

$$\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T = \frac{\lambda_V}{T}$$

$$\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_V = \frac{C_V}{T} \leftarrow \text{capacità termica}$$

$$\text{in forme massice: } dS = \frac{\lambda_V}{T} dV + \frac{C_V}{T} dT$$

$$\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T = \frac{\lambda_V}{T}$$

$$\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_V = \frac{C_V}{T} \leftarrow \text{calore specifico}$$

oppure possiamo esprimere l'entropia come $S = S(p, T)$

$$dS = \left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_T dp + \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_p dT \quad (1)$$

$$dS = \frac{\hat{Q}}{T} = \frac{\lambda_p}{T} dp + \frac{C_p}{T} dT \quad (2)$$

da cui:

$$\left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_T = \frac{\lambda_p}{T}$$

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

$$\Rightarrow \text{forme massice: } \left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_T = \frac{\lambda_p}{T}$$

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

confrontando ④ con ①:

$$\lambda v = T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v$$

relazione di Clausius - Laplace

ENTALPIA

$$dh = (\lambda p + v) dp + c_p dt \quad ①$$

$$dh = \left(\frac{\partial h}{\partial p} \right)_T dp + c_p dt \quad ②$$

$$\tilde{q} = T ds = dh - v dp$$

deriva rispetto a p , e T costante

$$T \left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_T = \left(\frac{\partial h}{\partial p} \right)_T - v \Rightarrow \left(\frac{\partial h}{\partial p} \right)_T = T \left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_T + v$$

delle relazioni di Maxwell: $\left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_T = - \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p$

$$\left(\frac{\partial h}{\partial p} \right)_T = -T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p + v \quad ③$$

sostituendo ③ in ②: $dh = c_p dt + \left[v - T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \right] dp$ ④

confrontando ① e ④: $\lambda p = -T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p$

$$du = c_v dt + \left[T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v - p \right] dv$$

$$dh = c_p dt + \left[v - T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \right] dp$$

Caso particolare di un fluido di cui conosciamo l'equazione di stato (gas ideali)

$$pv = R^* T$$

energia interna: $\left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v = \frac{R^*}{v}$

$$du = c_v dt + \left[T \cdot \frac{R^*}{v} - p \right] dv = c_v dt + [p - p] dv = c_v dt$$

$$du = c_v dt$$

per un gas ideale l'energia interna è funzione solo della temperatura

$$dU = M c_v dt$$

entropia: $\left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p = \frac{R^*}{p}$

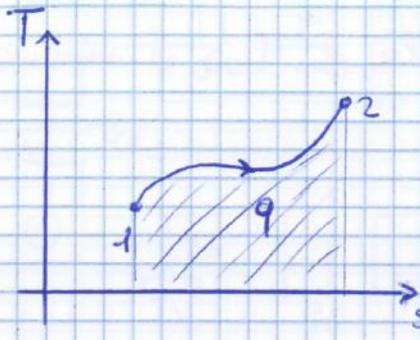
$$dh = c_p dt + \left[v - T \frac{R^*}{p} \right] dp = c_p dt + [v - v] dp = c_p dt$$

riserimento in cui $G(x_0) = 0$

Forma differenziale: $dg = dh - d(T \cdot s) = \underbrace{dh - T ds - s dT}_{v dp}$

$dg = v dp - s dT$

PIANO TERMODINAMICO DI GIBBS



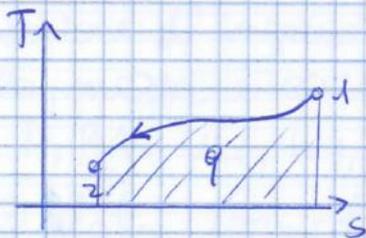
Fluido omogeneo lineare

$\hat{q} = T ds$

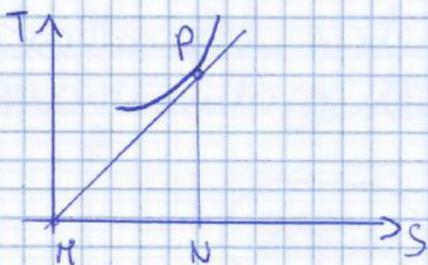
$q = \int T ds > 0$

calore esterno \rightarrow sistema

$s = \text{entropia molar}$



$q < 0$
calore sistema \rightarrow esterno

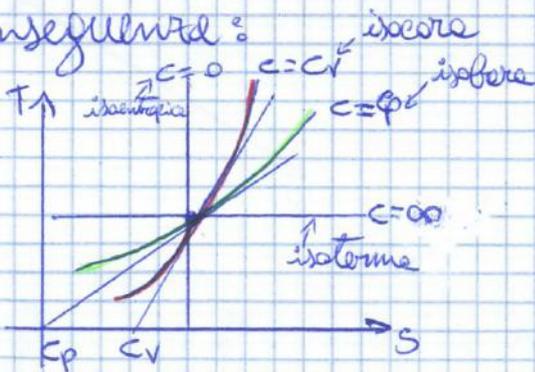


$\frac{PN}{MN} = \frac{dT}{ds}$

$MN = \frac{PN}{\frac{dT}{ds}} = \frac{T}{\frac{dT}{ds}} = \frac{T ds}{dT} = \frac{\hat{q}}{dT} = c = \text{calore specifico}$

$MN \propto c = \text{calore specifico delle sottotangente trasformazione generica nel punto P}$

conseguente:



Nel caso delle curve isentropie:
 $c = \frac{\hat{q}}{dT} \rightarrow \hat{q} = 0$ in quanto la sottotangente è nulla e quindi $c = 0$

ISOCORA (GAS IDEALI)

$ds = \alpha \frac{dT}{T} + R^* \frac{dv}{v}$

$c_v = \frac{R^*}{\gamma - 1} \Rightarrow R^* = c_v (\gamma - 1)$

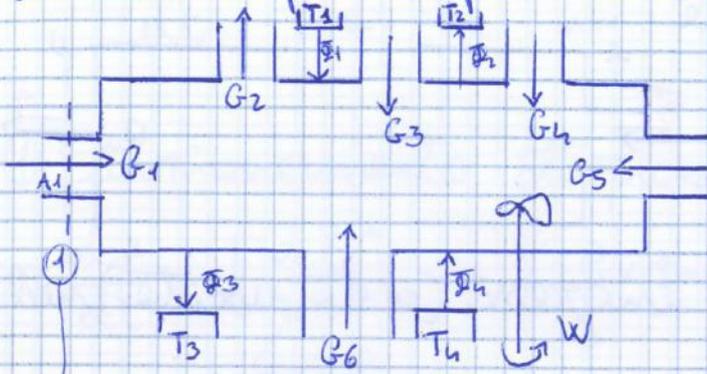
$ds = c_v \frac{dT}{T} + c_v (\gamma - 1) \frac{dv}{v} = c_v \left[\frac{dT}{T} + (\gamma - 1) \frac{dv}{v} \right]$

Sistemi aperti (o con deflusso): estensione delle relazioni fondamentali da sistemi chiusi a sistemi aperti:

1) Equazione dell'energia cinetica

2) primo principio della termodinamica

3) secondo principio della termodinamica

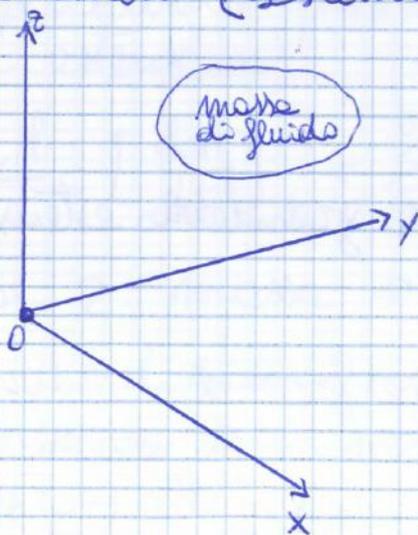


sezione di ingresso = A_1

la massa è caratterizzata da un certo stato termodinamico $T_1, P_1, v_1, u_1, h_1, s_1, g_1$

2) stato termodinamico omogeneo in A_1

Scelta del sistema di riferimento per un fluido in movimento (sistemi con deflusso)



Sistema di riferimento lagrangiano $X = (x, y, z)$

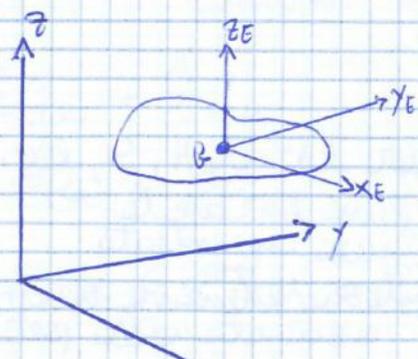
variabili indipendenti:

- tempo
- X_0 , coordinate dell'origine del sistema di riferimento.

variabili dipendenti:

x coordinate di ogni particella materiale del fluido al tempo t

$$X = X(t, X_0)$$



Sistema di riferimento euleriano
variabili indipendenti:

- tempo
- x , coordinata delle singole part. della materia del fluido

Abbiamo 2 contributi: uno interno al volume di controllo e uno esterno. Equivalgono a variazioni interne della grandezza estensiva, e a variazioni dovute agli scambi con l'esterno.

$$Es: \frac{dU}{dt} = \left[\frac{dU}{dt} \right]_{Vc} + \sum_{n=1}^{NC} \pm \beta_k \cdot u_k$$

① Funzionamento stazionario (costante nel tempo)

$$\frac{dz}{dt} = \left[\frac{dz}{dt} \right]_{Vc} + \sum_{n=1}^{NC} \pm \beta_k z_k$$

↪ 0

② sistemi con 1 ingresso ed 1 uscita (mantengo l'ipotesi di stazionarietà).

$$\frac{dz}{dt} = \sum_{n=1}^{NC} \pm \beta_k z_k = (\beta_u z_u - \beta_e z_e)$$

Applichiamo queste regole alle masse (è una grandezza estensiva).

$$\frac{dM}{dt} = \left[\frac{dM}{dt} \right]_{Vc} + \sum_{n=1}^{NC} \pm \beta_k$$

$$se z = massa \Rightarrow z = \frac{z}{M} = \frac{M}{M} = 1$$

In condizioni non relativistiche le masse si conservano nel tempo ($\frac{dM}{dt} = 0$) $\Rightarrow \left[\frac{dM}{dt} \right]_{Vc} + \sum_{n=1}^{NC} \pm \beta_k = 0 \Rightarrow$

$$\left[\frac{dM}{dt} \right]_{Vc} = - \sum \pm \beta_k =$$

cambia segno ai flussi di massa: \oplus flusso in entrata
 \ominus flusso in uscita

$$= \sum \beta_e - \sum \beta_u$$

se $\sum \beta_e > \sum \beta_u$, $\left[\frac{dM}{dt} \right]_{Vc} > 0$ (accumulo di massa)

se $\sum \beta_e < \sum \beta_u$, $\left[\frac{dM}{dt} \right]_{Vc} < 0$ (svuotamento)

Esercitazioni

3.2) Due oggetti metallici (A e B) hanno la stessa capacità termica $c = 500 \text{ J/K}$ e la stessa temperatura $T_i = 500^\circ\text{K}$. L'oggetto A viene gettato in mare, che si suppone alla temperatura $T_0 = 290^\circ\text{K}$. L'oggetto B viene invece raffreddato in due stadi: prima è immerso in un grande recipiente contenente acqua bollente a pressione atmosferica, e poi, dopo il raggiungimento dell'equilibrio termico con l'acqua bollente, viene anch'esso gettato in mare. Calcolare le variazioni di entropia, parziali e totali, che si realizzano nel corso dei due esperimenti.

Il mare, date le sue dimensioni, è assimilabile ad un termostato, ovvero ad un corpo con capacità termica infinita (per quanto calore possa ricevere, la sua temperatura non varia mai).

Per il corpo solido
 conosco le capacità termica: $\hat{Q} = c dT$

$$ds = \frac{\hat{Q}}{T} \rightarrow ds = c \frac{dT}{T}$$

da cui: $\Delta S = S_{\text{fin}} - S_{\text{in}} = C \ln \frac{T_{\text{fin}}}{T_{\text{in}}}$

MARE + MASSA + H₂O Bollente

↳ assimilabile ad un termostato ($T = \text{cost}, \forall \Phi$)

$$\Delta S = \int \frac{\Phi(t)}{T} dt = \frac{1}{T} \int \Phi(t) dt = \frac{1}{T} \cdot Q = \frac{Q}{T}$$

Caso A: $T_{\text{in}} = 500^\circ\text{K}$ $T_{\text{fin}} = 290^\circ\text{K}$ (corpo)

$$\Delta S_c = C \ln \frac{T_{\text{fin}}}{T_{\text{in}}} = 500 \cdot \ln \frac{290}{500} = -272,4 \frac{\text{J}}{\text{K}}$$

↑
 l'entropia del corpo diminuisce

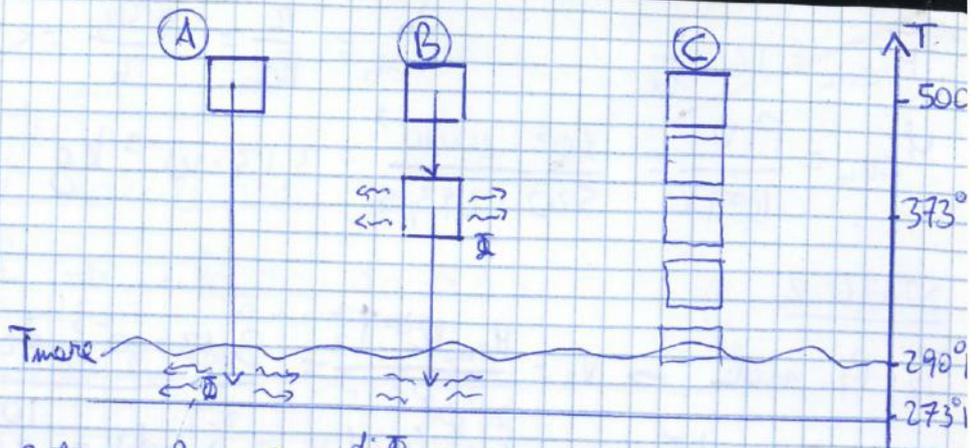
$$\Delta S_{\text{mare}} = \frac{Q_{\text{mare}}}{T_{\text{mare}}} = \frac{-Q_{\text{corpo}}}{T_{\text{mare}}} = -\frac{C(T_{\text{fin}} - T_{\text{in}})}{T_{\text{mare}}} = -\frac{500(290 - 500)}{290} = 362,1 \frac{\text{J}}{\text{K}}$$

$$\Delta S_{\text{TOT}} = \Delta S_c + \Delta S_{\text{mare}} = -272,4 + 362,1 = 89,7 \frac{\text{J}}{\text{K}}$$

(A) il Φ è rilasciato tutto a basse T (T_{mare})

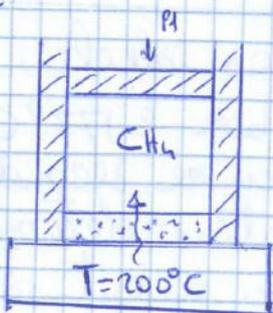
(B) il Φ è rilasciato in parte a $T_{\text{H}_2\text{O}}$ e in parte a T_{mare}

(C) portando la gradualità del rilascio $d\Phi$ al limite, si ottiene un processo reversibile



3.3 Un cilindro, chiuso ad una estremità da un disco permeabile al calore, e all'altra da un pistone mobile di massa trascurabile e libero di muoversi senza attrito, contiene inizialmente 20 l di metano a 20°C, in equilibrio con la pressione esterna di 1 bar. La parete laterale del cilindro ed il pistone sono adiabatici. Ad un certo istante si pone a contatto alla base del cilindro un termostato alla temperatura di 200°C che cede calore al gas. Questo si porta in una nuova situazione di equilibrio nella quale la nuova temperatura è quella del termostato diminuita di 10°C, mentre la pressione rimane uguale a quella esterna. Nella ipotesi che il gas possa essere descritto come gas ideale senza attrito, calcolare il lavoro interno, il calore scambiato tra gas e termostato e la variazione di entropia del sistema complessivo. Si assume che il calore specifico a pressione costante del metano sia dato dalla relazione

$$\frac{c_p}{R^*} = a + bT + cT^2, \text{ con } a = 1,702, b = 9,081 \cdot 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{K}^{-1}, c = 2,164 \cdot 10^{-6} \text{ } \text{K}^{-2}$$



$$V_1 = 20 \text{ l} = 20 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$$

$$T_1 = 20^\circ\text{C}$$

$$P_1 = 1 \text{ bar} = 10^5 \text{ Pa} = P_2$$

$$T_{\text{termostato}} = 200^\circ\text{C} = T_f$$

$$T_2 = 190^\circ\text{C}$$

$$L_i = ?$$

$$\Delta S_{\text{TOT}} = ?$$

$$A = ?$$

$$P_1 = 10^5 \text{ Pa} \quad P_2 = 5 \cdot 10^5 \text{ Pa} \quad c_p = 1005$$

$$T_1 = 300,15^\circ \text{K} \quad T_2 = 450,15^\circ \text{K}$$

La compressione è isentropica?

$$ds = c_p \frac{dT}{T} - R^* \frac{dp}{p} \Rightarrow \text{integrando} \Rightarrow \Delta S = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R^* \ln \frac{P_2}{P_1}$$

$$= 1005 \ln \frac{450,15}{300,15} - 287 \ln \frac{5}{1} = -54,8 \frac{\text{J}}{\text{kg}^\circ \text{K}}$$

$$\Delta S = \frac{Q}{T} + S_{\text{irr}}, \quad S_{\text{irr}} \geq 0$$

se $\Delta S < 0 \Rightarrow Q < 0$ (sistema \rightarrow esterno)

$$W_t = -v \frac{dp}{dt} \Rightarrow L_T = - \int_t v \frac{dp}{dt} = - \int v dp \Rightarrow l_T = - \int v dp$$

$l_t \neq 0$ se $dp \neq 0$

dividiamo per la massa

(la trasformazione isobara avviene senza scambio di lavoro)

① $l_t > 0$ se $dp < 0$ ($p_e > p_u$) = espansione di un fluido

② $l_t < 0$ se $dp > 0$ ($p_u > p_e$) = compressione

CASO PARTICOLARE: FLUIDO INCOMPRESSIBILE ($\frac{dv}{dt} = 0$)

dalla forma generale dell'equazione dell'energia cinetica per sistemi aperti

• $W_o = 0$ (potenza di deformazione)

• $\left[\frac{dE_c}{dt} \right]_{V_c} = 0$, $\left[\frac{dE_p}{dt} \right]_{V_c} = 0$ (regime stazionario)

• Sistemi con 1 IN ed 1 OUT

$$W_t + W_e + G[(e_c + p)u - (e_e + p)e] + v \frac{dp}{dt} = 0$$

$$\frac{d(pv)}{dt} = v \frac{dp}{dt} + p \frac{dv}{dt}$$

↓ sostituire *

$$\frac{d(pv)}{dt} = \sum_{k=1}^{N_c} \pm G_k (pv)_k = G[(pv)_u - (pv)_e]$$

$$* v \frac{dp}{dt} = [(pv)_u - (pv)_e]$$

$$\Rightarrow W_t + W_e + G[(pv + e_c + p)u - (pv + e_e + p)e] = 0 \Rightarrow$$

$$W = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{L}{\Delta t} \quad \rightarrow \quad \frac{W}{G} = l = \frac{L}{M} = \text{lavoro specifico}$$

$$G = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{M}{\Delta t} \quad \rightarrow \quad W = G \cdot l$$

$$\Rightarrow l_t + l_e + [(pv + e_c + p)u - (pv + e_e + p)e]$$

$$l_e = \frac{1}{2} w^2 \text{ velocità}$$

$$l_o = g \cdot z \text{ quota}$$

① Sistema adiabatico ($\Phi = 0$)

$$W_t = G [(h + e_c + e_p)_e - (h + e_c + e_p)_u]$$

$$l_t = [(h + e_c + e_p)_e - (h + e_c + e_p)_u]$$

$l_t > 0$ se $(h + e_c + e_p)_e > (h + e_c + e_p)_u$ (per es: se il fluido decelera oppure diminuisce le sue quote)

$l_t < 0$ se $(h + e_c + e_p)_u > (h + e_c + e_p)_e$

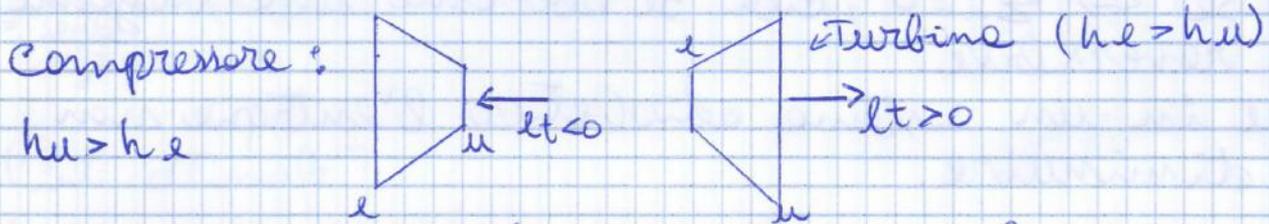
(ovvero se il fluido accelera o aumenta le sue quote, viene speso del lavoro)

Nella maggior parte dei casi $e_c \approx 0$ ed $e_p \approx 0 \Rightarrow$

$$l_t \approx h_e - h_u$$

se $h_e > h_u \Rightarrow l_t > 0$ (lavoro da sistema \rightarrow esterno)

se $h_u > h_e \Rightarrow l_t < 0$ (lavoro da esterno \rightarrow sistema)

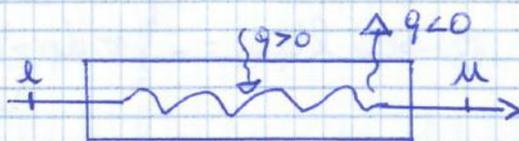


Se il gas utilizzato è un gas ideale: $l_t = h_e - h_u = c_p(T_e - T_u)$

② Scambiatore di calore ($W_t = 0$)

$$\Phi = G(h_u - h_e) \Rightarrow q = h_u - h_e$$

dividiamo per la massa



se $h_u > h_e \rightarrow q > 0$ (calore da esterno \rightarrow sistema)

se $h_e > h_u \rightarrow q < 0$ (calore da sistema \rightarrow esterno)

Equazione del 2° principio della Termodinamica per sistemi aperti:

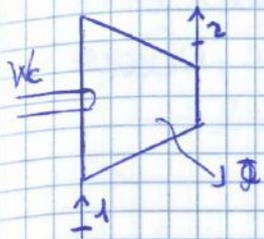
$$\frac{ds}{dt} = \frac{\Phi}{T} + \epsilon_i$$

$\epsilon_i \geq 0$
(= 0 solo per trasformazioni reversibili)

$$\Phi - W_t = G(l_2 - l_1)$$

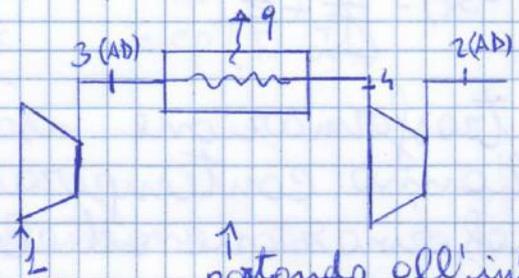
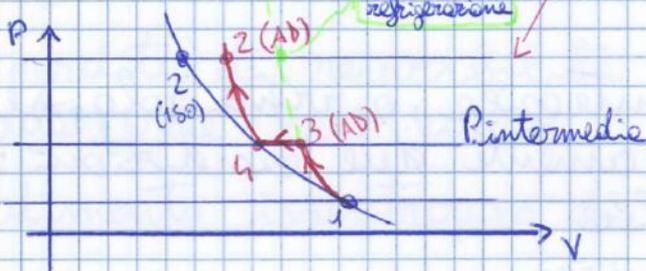
$$\Phi - W_t = G c_p (T_2 - T_1) \Rightarrow \text{se isoterma} \Rightarrow \Phi = W_t$$

compressione isoterma (possiamo ottenerla solo per approssimazione)



$$\Phi = W_c$$

COMPRESSO - RAFFREDDO



↑
portando all'infinito
questa sequenza,
approssimeremo un'
isoterma

$$q = c_p (T_{3(AD)} - T_4)$$

$$l_{12} > (l_{1,3(AD)} + l_{4,2(AD)})$$

senza refrigerazione

P_{int} ottimale?

$l_c = - \int v dp$ sull'adiabatica $p v^\gamma = cost$

$$\Rightarrow l_t = \frac{\gamma}{\gamma-1} P_1 V_1 \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] \quad (1)$$

se $P_2 > P_1 \rightarrow l_t < 0 = \text{compressione}$

in due stadi:

$$l_c = \frac{\gamma}{\gamma-1} P_1 V_1 \left[1 - \left(\frac{P_{int}}{P_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] + \frac{\gamma}{\gamma-1} P_4 V_4 \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_{int}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]$$

considerando che $P_1 V_1 = P_4 V_4$, abbiamo che:

$\min [l_{c1} + l_{c2}]$ con variabile indipendente P_{int}

$$P_{int, \min} = \sqrt{P_1 \cdot P_2}$$

Prendiamo la (1). Se abbiamo un gas ideale: $P_1 V_1 = R^* T_1$

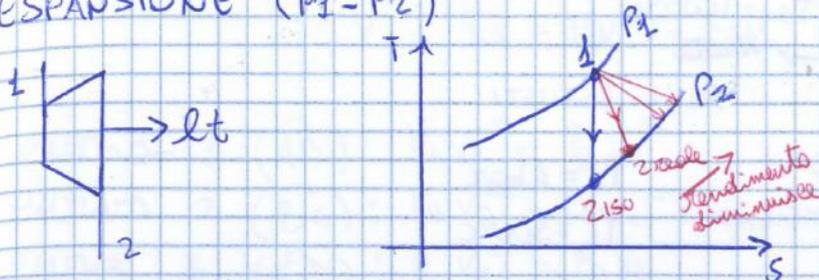
$$\Rightarrow l_t = \frac{\gamma}{\gamma-1} R^* T_1 \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] = c_p T_1 \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] \Rightarrow \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = \frac{T_2}{T_1}$$

$$\Rightarrow c_p T_2 \left[1 - \frac{T_2}{T_1} \right] = c_p [T_1 - T_2] = h_1 - h_2$$

più basso e il rendimento isentropico, più le curve T_{reale} si sposta verso temperature T crescenti.

caso ideale: $\eta_{iso,c} = 1 \Rightarrow l_t \text{ è min}$

ESPANSIONE ($P_1 - P_2$)



$$l_t = (h_1 - h_2) \Rightarrow \text{per gas ideali} \Rightarrow l_t = c_p (T_1 - T_2)$$

$$l_{t_{iso}} = c_p (T_1 - T_{2iso}) > l_{t_{re}} = c_p (T_1 - T_{2re})$$

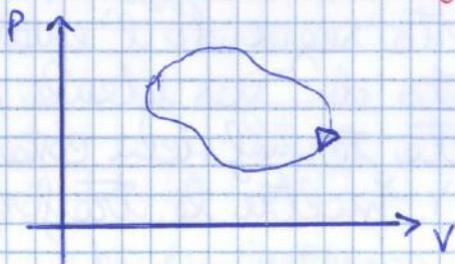
le perdite di reversibilità e' dovute alle forze viscose.

rendimento isentropico di espansione: $\eta_{iso,e} = \frac{l_{t_{re}}}{l_{t_{iso}}}$

$$= \frac{h_1 - h_{2re}}{h_1 - h_{2iso}} \Rightarrow \text{per gas reali} \Rightarrow \frac{c_p (T_1 - T_{2re})}{c_p (T_1 - T_{2iso})}$$

Generalmente, a parità di pressioni, il rendimento isentropico di espansione è leggermente migliore di quello di compressione.

CICLI MOTORI A GAS



$$l_t = - \int v dp \Rightarrow \text{in un ciclo} \Rightarrow l_{t_c} = - \oint v dp$$

se il ciclo è motore (fornisce lavoro del sistema \rightarrow esterno):

$$l_{t_c} > 0, \text{ il ciclo è percorso in senso orario}$$

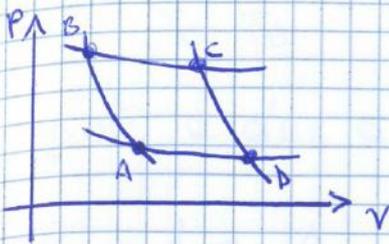
dal 2° principio: $L(c) = Q(c)$.
Se abbiamo un ciclo motore, $Q(c) > 0 \Rightarrow$ calore ricevuto $>$ calore ceduto $\Rightarrow Q^+ > Q^-$

$$q = \int T ds \Rightarrow \text{in un ciclo} \Rightarrow$$

$$q_c = \oint T ds \Rightarrow \text{in un ciclo motore}$$

$q_c > 0$ ed il ciclo è percorso in senso orario (viceversa il ciclo di una macchina operatrice va in verso antiorario)

CICLI A 4 POLITROPICHE OPPOSITE (A DUE A DUE):



$$\begin{aligned} \overline{AB} &= PV^m = \text{cost} \\ \overline{BC} &= PV^m = \text{cost} \\ \overline{CD} &= PV^m = \text{cost} \\ \overline{DA} &= PV^m = \text{cost} \end{aligned}$$

curva 1 (\widehat{AB}): $P_A V_A^m = P_B V_B^m$

curva 2 (\widehat{BC}): $P_B V_B^m = P_C V_C^m$

curva 3 (\widehat{CD}): $P_C V_C^m = P_D V_D^m$

curva 4 (\widehat{DA}): $P_D V_D^m = P_A V_A^m$

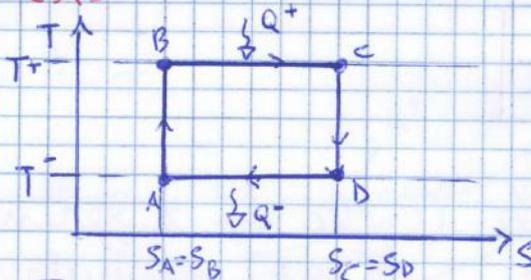
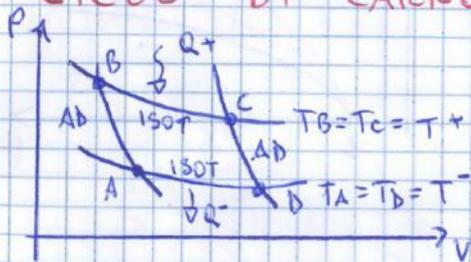
~~$$P_A \cdot P_B \cdot P_C \cdot P_D \cdot V_A^m \cdot V_B^m \cdot V_C^m \cdot V_D^m = P_A \cdot P_B \cdot P_C \cdot P_D \cdot V_A^m \cdot V_B^m \cdot V_C^m \cdot V_D^m$$~~

$$V_A^{(m-m)} \cdot V_C^{(m-m)} = V_B^{(m-m)} \cdot V_D^{(m-m)} \Rightarrow V_A \cdot V_C = V_B \cdot V_D$$

Si conserva il prodotto incrociato dei volumi mescolati

Inoltre: $P_A P_C = P_B P_D$ e $T_A T_C = T_B T_D$

CICLO DI CARNOT A GAS



$$\begin{aligned} \eta &= 1 - \frac{q^-}{q^+} = 1 - \frac{T^-}{T^+} = 1 - \frac{T_A}{T_B} = \\ &= 1 - \frac{T_D}{T_C} \end{aligned}$$

\overline{AB} adiabatiche

\overline{CD} adiabatiche

$$\left(\frac{T_A}{T_B}\right) = \left(\frac{V_B}{V_A}\right)^{\gamma-1}$$

$$\left(\frac{T_D}{T_C}\right) = \left(\frac{V_C}{V_D}\right)^{\gamma-1}$$

\Rightarrow poiché $T_A = T_D$ e $T_B = T_C \Rightarrow \frac{V_B}{V_A} = \frac{V_C}{V_D} \Rightarrow V_A V_C = V_B V_D$

$\rho_c = \frac{V_A}{V_B}$ = rapporto volumetrico di compressione

$\rho_e = \frac{V_D}{V_C}$ = rapporto volumetrico di espansione

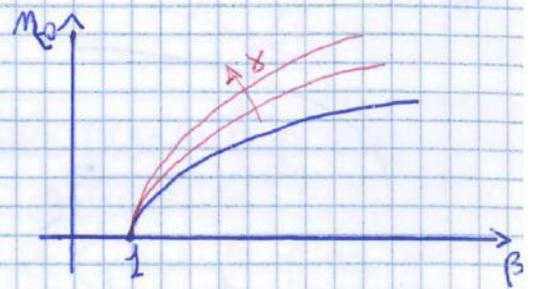
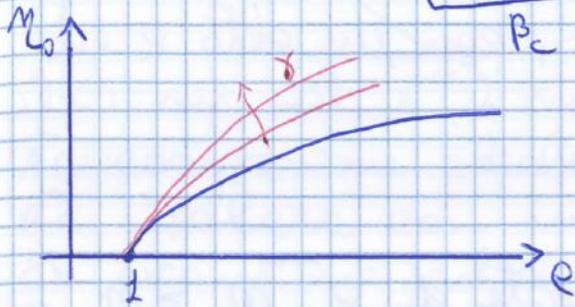
come visto nelle politropiche opposte a due a due

poiché $\frac{V_A}{V_B} = \frac{V_D}{V_C} \Rightarrow \rho_c = \rho_e = \rho$, da cui:

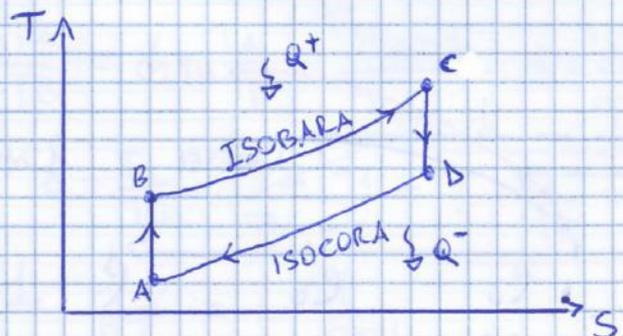
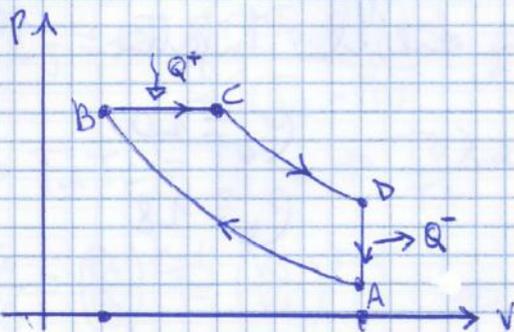
$$\eta = 1 - \frac{T_A}{T_B} = 1 - \left(\frac{V_B}{V_A}\right)^{\gamma-1} = 1 - \rho^{-(\gamma-1)} = 1 - \frac{1}{\rho^{\gamma-1}}$$

$$= 1 - \frac{T_D - T_A}{T_C - T_B} = 1 - \frac{T_A}{T_B} \cdot \frac{\frac{T_D}{T_A} - 1}{\frac{T_C}{T_B} - 1} \Rightarrow T_A \cdot T_C = T_B T_D \text{ (4 poliotropiche opposte e due a due)} \Rightarrow \frac{T_D}{T_A} = \frac{T_C}{T_B} \Rightarrow 1 - \frac{T_A}{T_B} \cdot \frac{\frac{T_D}{T_A} - 1}{\frac{T_C}{T_B} - 1} \Rightarrow \eta_o = 1 - \frac{T_A}{T_B}$$

ADIABATICA: $\frac{T_B}{T_A} = \left(\frac{P_B}{P_A}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = \left(\frac{V_A}{V_B}\right)^{\gamma-1} \Rightarrow \eta_o = 1 - \frac{1}{\beta_c^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} = 1 - \frac{1}{\epsilon_c^{\gamma-1}}$



CICLO DIESEL (ciclo di riferimento di motore a combustione interna, volumetrico, ed accensione spontanea)



- AB compressione adiabatica reversibile (isentrope)
- BC isobara di inserimento di calore q^+
- CD espansione adiabatica reversibile (isentrope)
- DA isocora di cessione di calore q^-

Nel piano TS, l'isocora ha una pendenza superiore dell'isobara

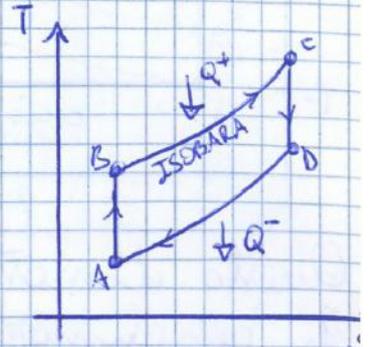
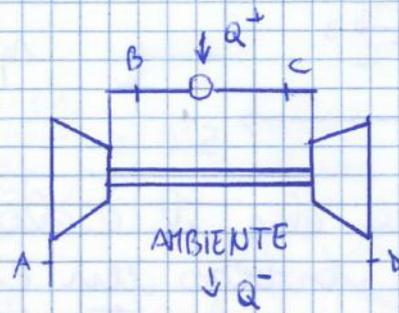
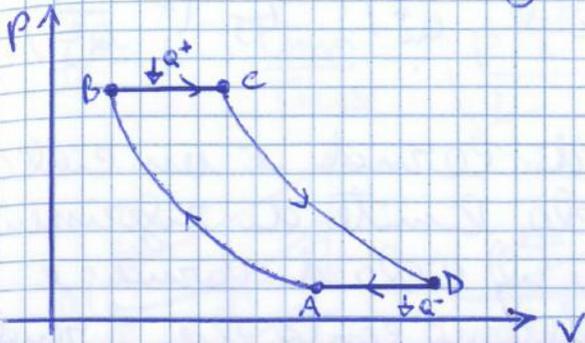
$\eta_o = 1 - \frac{q^-}{q^+}$ BC è un'isobara: $q^+ = c_p (T_C - T_B)$
 DA è un'isocora: $q^- = c_v (T_D - T_A)$ [q in modulo]

inoltre il ciclo è composto da 4 poliotropiche a due a due opposte \Rightarrow

$$\eta_o = 1 - \frac{c_v (T_D - T_A)}{c_p (T_C - T_B)} = 1 - \frac{1}{\gamma} \cdot \frac{T_A}{T_B} \frac{\frac{T_D}{T_A} - 1}{\frac{T_C}{T_B} - 1} \Rightarrow \frac{T_D}{T_A} = \frac{T_D}{T_C} \cdot \frac{T_C}{T_B} \cdot \frac{T_B}{T_A} =$$

CICLO JOULE (ciclo termodinamico rappresentativo di macchine a combustione interne, a flusso continuo, non volumetriche)

Esempi: turbine a gas



- AB compressione adiabatica reversibile (isentrope)
- BC isobara con inserimento di calore Q^+
- CD espansione adiabatica reversibile (isentrope)
- DA isobara con cessione di calore Q^-

$$\eta_J = 1 - \frac{Q^-}{Q^+} \Rightarrow \begin{cases} Q^+ = c_p (T_c - T_B) \\ Q^- = c_p (T_D - T_A) \end{cases} \text{ qui in modulo} \Rightarrow$$

$$\eta_J = 1 - \frac{c_p (T_D - T_A)}{c_p (T_c - T_B)} = 1 - \frac{T_D - T_A}{T_c - T_B} = 1 - \frac{T_A}{T_B} \cdot \frac{T_D/T_A - 1}{T_c/T_B - 1} \Rightarrow \text{4 polinomi e due a due opposte}$$

$$\Rightarrow T_A T_C = T_B T_D \Rightarrow \frac{T_D}{T_A} = \frac{T_C}{T_B} \Rightarrow 1 - \frac{T_A}{T_B} \cdot \frac{T_D/T_A - 1}{T_D/T_A - 1} = 1 - \frac{T_A}{T_B} = \eta_J$$

$$\frac{T_A}{T_B} = \left(\frac{P_A}{P_B}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = \left(\frac{V_B}{V_A}\right)^{\gamma-1} \Rightarrow \eta_J = 1 - \frac{1}{\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} = 1 - \frac{1}{\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}$$

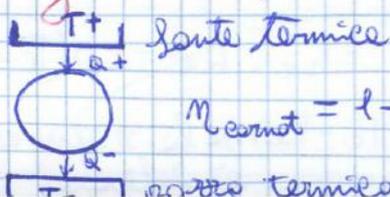
Nel gruppo turbogas le grandezze di terza sono:

$$\beta = \frac{P_B}{P_A} = \frac{P_c}{P_D} \approx 20 - 30$$

$$TIT = T_c \approx 1500^\circ\text{C}$$

Confronto a parità di condizioni al contorno "energetiche", e si a parità di:

- T^+
- T^-

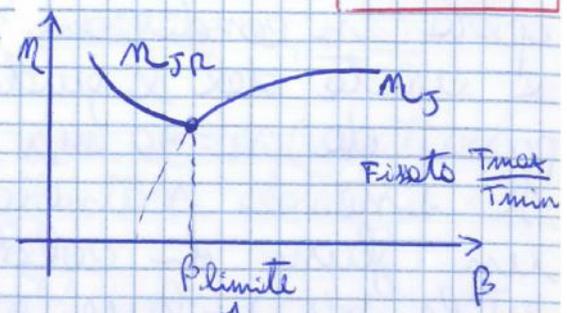
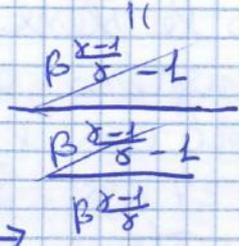
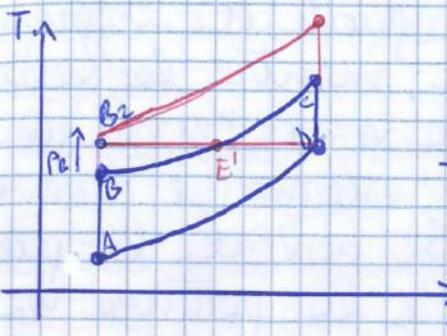


$$\eta_{Carnot} = 1 - \frac{Q^-}{Q^+} = 1 - \frac{T^-}{T^+}$$

$$M_{JR} = \frac{cp(T_C - T_D) - cp(T_B - T_A)}{cp(T_C - T_D)} = 1 - \frac{T_B - T_A}{T_C - T_D} =$$

$$1 - \frac{T_A}{T_C} \cdot \frac{T_B/T_A - 1}{1 - T_D/T_C} \Rightarrow \frac{T_B}{T_A} = \beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}, \quad \frac{T_D}{T_C} = \frac{1}{\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \Rightarrow$$

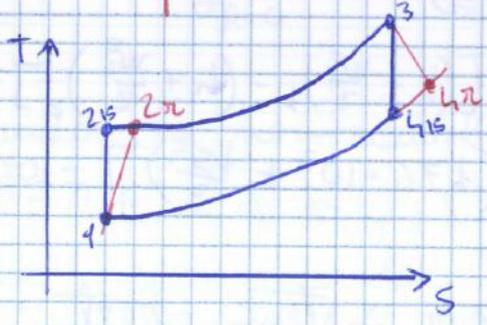
$$M_{JR} = 1 - \frac{T_{min}}{T_{max}} \cdot \frac{\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1}{1 - \frac{1}{\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}} = 1 - \frac{T_{min}}{T_{max}} \cdot \beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = 1 - \frac{\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}{\frac{T_{max}}{T_{min}}}$$



Se T_B coincide con T_D , non si può più fare la rigenerazione, perché non c'è più nulla da riscaldare, dunque oltre il β_{lim} il ciclo torna ad essere un classico ciclo Joule senza rigenerazione

e questo β non posso più compiere la rigenerazione, in quanto T_B andrebbe a coincidere con T_A

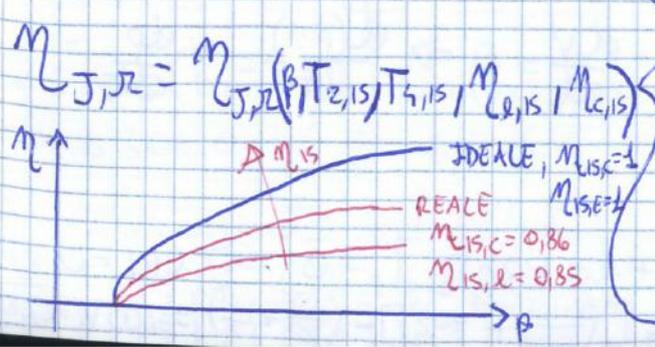
Ruolo delle irreversibilità nelle fasi di compressione e di espansione



$$M_{1s,c} = \frac{l_{c,1s}}{l_{c,r}} = \frac{h_{2s} - h_1}{h_{2r} - h_1} = \frac{cp(T_{2s} - T_1)}{cp(T_{2r} - T_1)}$$

$$M_{1s,e} = \frac{l_{e,r}}{l_{e,1s}} = \frac{h_3 - h_{4r}}{h_3 - h_{4s}} = \frac{cp(T_3 - T_{4r})}{cp(T_3 - T_{4s})}$$

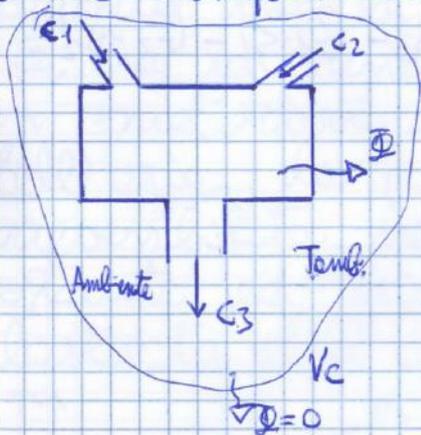
$$M_{J,r} = \frac{q^-}{q^+} = \frac{l_{c,r} - l_{e,r}}{q^+} \Rightarrow$$



$$\left. \begin{aligned} l_{e,r} &= M_{1s,e} \cdot l_{e,1s} = m_{e,1s} \cdot cp(T_3 - T_{4s}) \\ l_{c,r} &= \frac{1}{M_{1s,c}} \cdot l_{c,1s} = \frac{cp(T_{2s} - T_1)}{M_{1s,c}} \\ q^+ &= cp(T_3 - T_{2r}) \\ T_{2r} &= T_1 + \frac{T_{2s} - T_1}{M_{1s,c}} \end{aligned} \right\}$$

4.2) In un contenitore rigido due portate d'acqua $\dot{m}_1 = 2 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$ e $\dot{m}_2 = 1 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$ si miscelano a pressione costante ed in condizioni stazionarie senza scambiare lavoro con l'ambiente esterno. Le portate \dot{m}_1 entra nel recipiente alla temperatura $T_1 = 20^\circ\text{C}$, e la portata \dot{m}_2 alla temperatura $T_2 = 50^\circ\text{C}$. Nell'ipotesi che la variazione di energia cinetica e potenziale relative alle due correnti siano trascurabili e che se $c_p = 4,2 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}^\circ\text{K}}$, calcolare:

- la potenza termica scambiata con l'ambiente esterno nel caso in cui la temperatura della miscela uscente del recipiente è $T_3 = 25^\circ\text{C}$;
- il valore che assumerebbe la temperatura T_3 all'uscita del recipiente se il miscelamento fosse adiabatico;
- il flusso di entropie generato nei due casi precedenti, se la temperatura dell'ambiente esterno è pari a 20°C .



$$\dot{m}_3 = \dot{m}_1 + \dot{m}_2$$

$$\dot{I}^{\circ} \text{P.T.S.A.} : \dot{Q} - \dot{W} = \left[\frac{d(U + E_p + E_c)}{dt} \right]_{Vc} + \sum_{K=1}^{Nc} \dot{m}_K (h_K + \frac{V_K^2}{2} + z_K g) \quad \text{(stazionaria)}$$

$$\Rightarrow \dot{Q} = \dot{m}_3 h_3 - \dot{m}_1 h_1 - \dot{m}_2 h_2 = (\dot{m}_1 + \dot{m}_2) h_3 - \dot{m}_1 h_1 - \dot{m}_2 h_2 = \dot{m}_1 (h_3 - h_1) + \dot{m}_2 (h_3 - h_2)$$

Fluido che non scambia calore con l'esterno. Dal \dot{I}° P.T.S.A.:

$$\dot{Q} = \dot{m} (h_2 - h_1) \Rightarrow q = h_2 - h_1$$

$$\text{calore specifico del fluido: } c = \frac{q}{\Delta T} = \frac{h_2 - h_1}{\Delta T}$$

$$(h_2 - h_1) = c (T_2 - T_1)$$

$$\text{miscelazione a } p \text{ costante: } \Rightarrow (h_2 - h_1) = c_p (T_2 - T_1)$$

$$\dot{Q} = \dot{m}_1 (h_3 - h_1) + \dot{m}_2 (h_3 - h_2) = \dot{m}_1 \cdot c_p (T_3 - T_1) + \dot{m}_2 \cdot c_p (T_3 - T_2) = -63000 \text{ W} = -63 \text{ kW}$$

Miscelamento adiabatico:

$$\dot{Q}_{\dot{I}^{\circ}} = \dot{m}_1 (h_{3,ad} - h_1) + \dot{m}_2 (h_{3,ad} - h_2) \Rightarrow \dot{m}_1 (h_1 - h_{3,ad}) = \dot{m}_2 (h_{3,ad} - h_2)$$

① miscelatore non adiabatico:

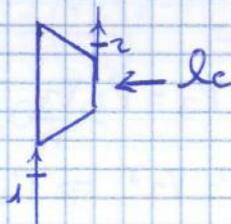
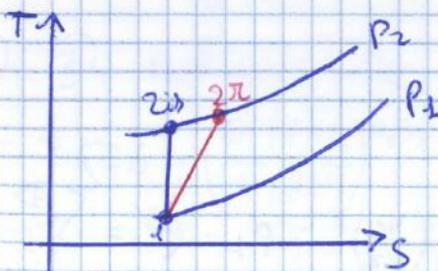
$$\dot{E}_{irr,1} = 2 \cdot 4200 \cdot \ln \frac{298,15}{293,15} + 1 \cdot 4200 \ln \frac{298,15}{323,15} + \frac{63000}{293,15} = 18,78 \frac{W}{gK}$$

② miscelatore adiabatico:

$$\dot{E}_{irr,2} = 2 \cdot 4200 \cdot \ln \frac{298,15}{293,15} + 1 \cdot 4200 \ln \frac{298,15}{323,15} = 13,43 \frac{W}{gK}$$

L'entropia generata del secondo sistema è minore: infatti nel primo caso, dopo la miscelazione, dissipa calore, mentre nel 2° caso tutte le potenzialità termiche vengono mantenute nel flusso in uscita, quindi il 2° caso è più efficiente.

4.3 Una portata di aria di 3 kg/s, alla temperatura di 17° C, viene compressa adiabaticamente con un rapporto tra le pressioni $\beta = 4,13$ in una macchina che ha un rendimento isentropico dell' 84%. Calcola in condizioni stazionarie, la temperatura di uscita dell'aria, la potenza motrice e la produzione di irreversibilità, nelle ipotesi che il cp dell'aria sia costante ed uguale a 1010 $\frac{J}{kg \cdot gK}$ e la costante di elasticità dell'aria 287 $\frac{J}{kg \cdot gK}$



rapporto di compressione

$$\beta = \frac{P_2}{P_1} = 4,13$$

$$(S_{2s} - S_1) = 0 = c_p \ln \frac{T_{2s}}{T_1} - R \ln \beta$$

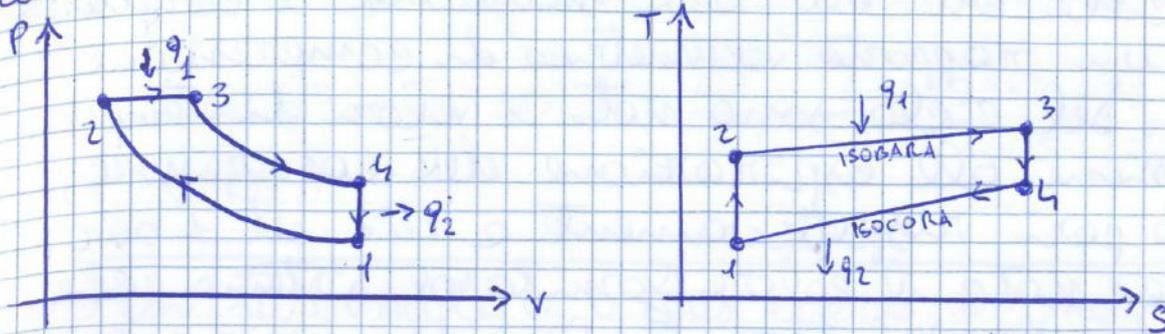
$$T_{2s} = T_1 \exp\left(\frac{R}{c_p} \ln \beta\right) = 290,15 \cdot \exp\left(\frac{287}{1010} \cdot \ln 4,13\right) = 434^\circ K$$

$$\eta_{is,c} = \frac{h_{2s} - h_1}{h_{2r} - h_1} = \frac{c_p(T_{2s} - T_1)}{c_p(T_{2r} - T_1)} = \frac{T_{2s} - T_1}{T_{2r} - T_1} \Rightarrow T_{2r} = T_1 + \frac{T_{2s} - T_1}{\eta_{is,c}}$$

$$W_c = G \cdot c_p(T_1 - T_{2r}) = -529 \text{ KW} = 290,15 \cdot \frac{434 - 290,15}{0,84}$$

$$\dot{S}_0 = G (S_{2r} - S_1) = G \left(c_p \ln \frac{T_{2r}}{T_1} - R \ln \beta\right) = 185,7 \frac{W}{gK} = 461^\circ K$$

rendimento termico del ciclo.



$T_1 = 289,15^\circ\text{K}$ $P_1 = 1 \text{ bar} = 10^5 \text{ Pa}$ $\rho = \frac{v_1}{v_2} = 15$

① $v_1 = \frac{R^* \cdot T_1}{P_1} = \frac{287 \cdot 289,15}{10^5} = 0,829 \frac{\text{m}^3}{\text{kg}}$

② $1-2$ adiabatica reversibile: $\rho = \frac{v_1}{v_2} \Rightarrow v_2 = v_1 / \rho = \frac{0,829}{15} = 0,0553 \frac{\text{m}^3}{\text{kg}}$

$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{\gamma-1} = \rho^{\gamma-1} \Rightarrow T_2 = T_1 \rho^{\gamma-1} = 289,15 \cdot 15^{1,39-1} = 854^\circ\text{K}$

$P_2 v_2^\gamma = P_1 v_1^\gamma \Rightarrow P_2 = P_1 \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^\gamma = P_1 \cdot \rho^\gamma = 10^5 \cdot 15^{1,39} = 44,3 \cdot 10^5 \text{ Pa} = 44,3 \text{ bar}$

(poteramo anche fare: $P_2 = \frac{R^* \cdot T_2}{v_2}$)

③ $P_3 = P_2 = 44,3 \text{ bar}$

$q_1 = c_p(T_3 - T_2) \Rightarrow T_3 = T_2 + \frac{q_1}{c_p} = 854 + \frac{1800 \cdot 10^3}{1005} = 2646^\circ\text{K}$

$v_3 = \frac{R^* \cdot T_3}{P_3}$ oppure $\frac{T_3}{v_3} = \frac{T_2}{v_2} \Rightarrow v_3 = v_2 \cdot \frac{T_3}{T_2} = 0,1714 \frac{\text{m}^3}{\text{kg}}$

④ $3-4$ adiabatica: $\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{v_3}{v_4}\right)^{\gamma-1} = \left(\frac{v_3}{v_1}\right)^{\gamma-1} \Rightarrow T_4 = T_3 \left(\frac{v_3}{v_1}\right)^{\gamma-1} = 2646 \cdot \left(\frac{0,1714}{0,829}\right)^{0,39} = 1408^\circ\text{K}$

$v_4 = v_1 = 0,829 \frac{\text{m}^3}{\text{kg}}$

$P_4 = \frac{R^* \cdot T_4}{v_4}$ oppure: $P_4 = P_3 \cdot \left(\frac{v_3}{v_1}\right)^\gamma = 4,9 \text{ bar}$

$\delta = \frac{v_3}{v_2} = \frac{0,1714}{0,0553} = 3,1$

PUNTO	T(°K)	P(bar)	v($\frac{\text{m}^3}{\text{kg}}$)	h($\frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$)	s($\frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$)
1	289,15	1	0,829		
2	854	44,3	0,0553		
3	2646	44,3	0,1714		
4	1408	4,9	0,829		

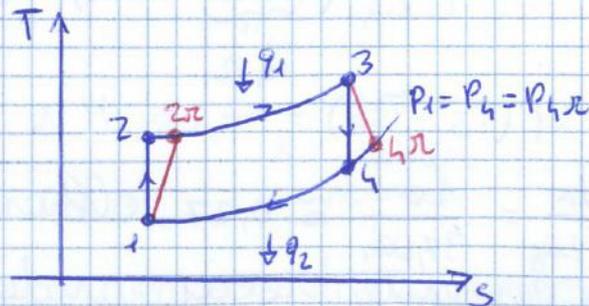
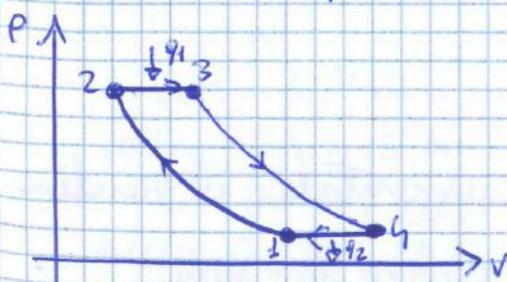
$\eta = 1 - \frac{1}{\rho^{\gamma-1}} \cdot \frac{1}{\delta} \cdot \frac{\delta^\gamma - 1}{\gamma - 1} = 1 - \frac{1}{15^{0,39}} \cdot \frac{1}{1,39} \cdot \frac{3,1^{1,39} - 1}{3,1 - 1} = 0,55$

$$\eta = \frac{L_m}{Q_1} \Rightarrow Q_1 = \frac{L_m}{\eta} = \frac{1800 \cdot 10^3}{0,603} = 2985,075 \text{ kJ}$$

$$Q_1 = M c_p (T_3 - T_2) \Rightarrow M = \frac{Q_1}{c_p (T_3 - T_2)} = \frac{2985,075 \cdot 10^3}{1005 (1748,2 - 874,1)} = \boxed{3,21 \text{ kg}}$$

5.5) Un turbomotore a gas opera secondo un ciclo Joule - Brayton tra le temperature $T_1 = 20^\circ\text{C}$ (minime) e $T_3 = 700^\circ\text{C}$ (massime). Nelle fasi di compressione ed espansione (entrambe adiabatiche), caratterizzate da un rapporto tra le pressioni pari a 5, l'entropia specifica del gas aumenta di una quantità $\Delta s_c = \Delta s_e = 0,084 \frac{\text{kJ}}{\text{kg} \cdot \text{K}}$. Nell'ipotesi che il fluido operativo sia aria (considerabile come un gas ideale), e che la portata di combustibile sia trascurabile rispetto a quella del comburente, valutare, sapendo che la potenza netta dell'impianto vale $10000 \text{ kW} = 10 \text{ MW}$:

- il rendimento termico del ciclo
- il rendimento termico del ciclo in presenza di rigenerazione, supponendo di inserire tra il fluido in uscita delle turbine e quello in uscita del compressore uno scambiatore rigenerativo di efficienza pari a 0,75 (rapporto tra l'aumento effettivo di temperatura del fluido ed il massimo aumento possibile, compatibilmente con la temperatura di ingresso del fluido riscaldante), ferme restando le condizioni operative sopra riportate.



$$T_1 = 293,15 \text{ K}, \quad T_3 = 973,15 \text{ K}, \quad \frac{P_2}{P_1} = \frac{P_3}{P_4} = 5,0$$

$$\Delta s_c = s_{2r} - s_1 = \Delta s_e = s_3 - s_{4r} = 0,084 \frac{\text{kJ}}{\text{kg} \cdot \text{K}}$$

$$W_m = 10000 \text{ kW} = 10 \text{ MW}$$

ESERCIZIATIONE: CICLO JOULE

$W_m = 10 \text{ MW}$

IPOTESI:

- regime stazionario
- e_p ed e_v trascurabili
- Fluido: aria standard (gas ideale)
 $\Rightarrow p v = R^* T$
- c_p, c_v, γ, R^* costanti
 (in generale $c_p = c_p(T)$ e $c_v = c_v(T)$
 \Rightarrow per es: $c_p = A + B T^2 + C T^3 + \dots$)
- ciclo ideale: compressione ed espansione adiabatiche e reversibili (dunque isentropiche)

Equazioni principali da utilizzare per il calcolo di entalpia ed entropia.

$dh = c_p dT$ (GAS IDEALE)

$(h - h_{\text{riferimento}}) = c_p (T - T_{\text{riferimento}})$

$\Rightarrow h = c_p (T - 273,15) = c_p \cdot t$

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

$(s - s_{\text{rif}}) = c_p \ln \frac{T}{T_{\text{rif}}} - R^* \ln \left(\frac{p}{p_{\text{rif}}} \right)$

$\Rightarrow s = c_p \ln \frac{T}{T_{\text{rif}}} - R^* \ln \frac{p}{p_{\text{rif}}}$

Dati del problema:

$W_m = 10 \text{ MW}$

$P_A = 1 \text{ bar} = 10^5 \text{ Pa}$

$T_A = 20^\circ \text{C} = 293,15^\circ \text{K}$

$P_B = C + (N \cdot 10) \text{ bar}$

$T_C = 1100 + C \text{ }^\circ \text{K}$

$c_p = 1063 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}}$

$R^* = 287 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}}$

Per ipotesi $T_{\text{rif}} = 273,15^\circ \text{K}$

$h_{\text{rif}} = 0 \text{ J/kg}$

$t =$ temperatura espressa in $^\circ \text{C}$

IMPONGO CHE:

$s_{\text{rif}} = 0 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}}$

$T_{\text{rif}} = 273,15^\circ \text{K}$

$P_{\text{rif}} = 1 \text{ bar} = 10^5 \text{ Pa}$

$C =$ numero di lettere del cognome

$N =$ numero di lettere del nome

PUNTO	P(bar)	T(K)	t(°C)	$e \left(\frac{\text{J}}{\text{kg}} \right)$	$v \left(\frac{\text{m}^3}{\text{kg}} \right)$	$h \left(\frac{\text{J}}{\text{kg}} \right)$	$s \left(\frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}} \right)$
A	1	293,15	20	0,841	1,19	263	0,675
B							
C							
D							

③ si trova su AB adiabatica reversibile:

$P v^\gamma = \text{cost} = P_A v_A^\gamma$

$T P^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = \text{cost} = T_A P_A^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$

$T v^{\gamma-1} = \text{cost} = T_A v_A^{\gamma-1}$

REGOLA DELLE FASI DI RIBBS

Sistema termodinamico caratterizzato da:

- 1) un numero c di componenti
- 2) un numero N di fasi

Il numero I di gradi di libertà del sistema, cioè il numero di variabili termodinamiche che possono variare in modo indipendente l'una dall'altra, è definito dalla seguente regola: $I = c - F + 2$

① Sistema mono-componente ($c=1$) $\Rightarrow I = 3 - F$

se $F=1 \Rightarrow I=2$

Questo è il caso classico di sistemi composti da 1 gas ideale ($pV = R^*T$)

② Sistema bi-componente ($c=2$) con $F=1 \Rightarrow I=3$

Questo è il caso di una miscela di gas.

i : p, T + composizione

y_A oppure y_B

$y = \text{frazione molare} = \frac{n_i}{n_{TOT}}$

$y_A = \frac{n_A}{n_{TOT}}, y_B = \frac{n_B}{n_{TOT}}$

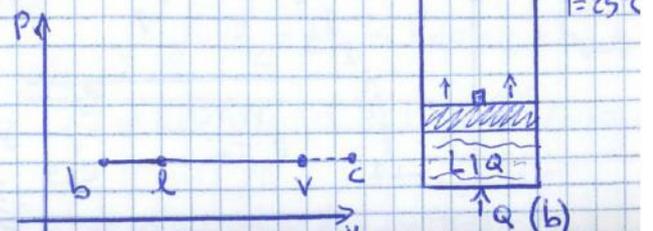
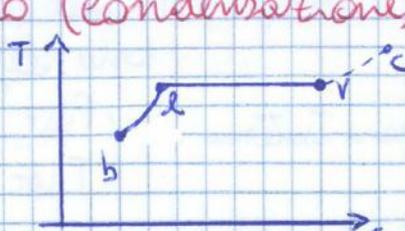
poiché $y_A + y_B = 1$, basta conoscere una sola frazione molare.

③ Sistema mono-componente ($c=1$) con $F=2$ (due stati di aggregazione in equilibrio tra loro alle stesse pressioni e temperature) $\Rightarrow I=1$

Definisco come variabile indipendente la pressione p , e ciò consegue una ed una sola temperatura (p.g.d.).

④ $c=1$ ed $F=3 \Rightarrow I=0 \Rightarrow$ esiste un'unica stato termodinamico che permette la coesistenza in equilibrio dei tre stati di aggregazione (punto triplo, o p.g.d.l.)

Passaggio di stato Liquido-Vapore (evaporazione) e Vapore-Liquido (condensazione)



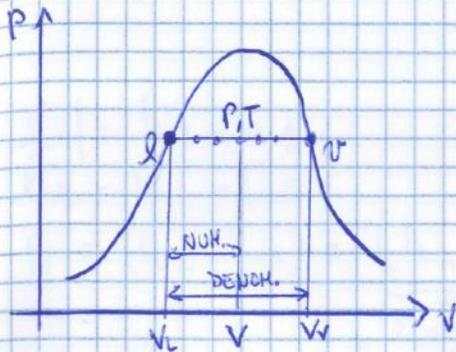
Il "titolo" è definito come $\frac{m_{vap}}{m_{tot}} = \frac{m_{vap}}{m_{liq} + m_{vap}} = x$

$x=0$ se $m_v=0$, cioè se abbiamo solo liquido

$x=1$ se $m_{tot}=m_v$, cioè se abbiamo solo vapore

volume totale = $V = V_{liq} + V_{vap} = m_L v_L + m_v v_v$

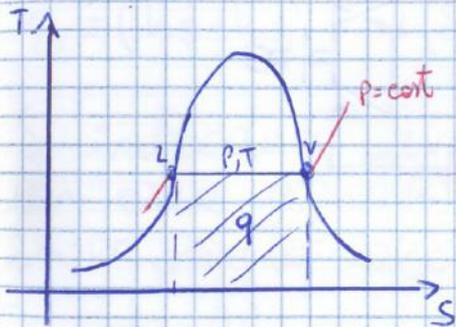
il volume specifico delle masse di fluido lo posso scrivere come: $v = \frac{V}{m_{tot}} = \frac{m_L v_L + m_v v_v}{m_{tot}} = (1-x)v_L + xv_v \Rightarrow x = \frac{v - v_L}{v_v - v_L}$



$$x = \frac{v - v_L}{v_v - v_L}$$

$$x = \frac{h - h_L}{h_v - h_L}$$

$$x = \frac{s - s_L}{s_v - s_L}$$

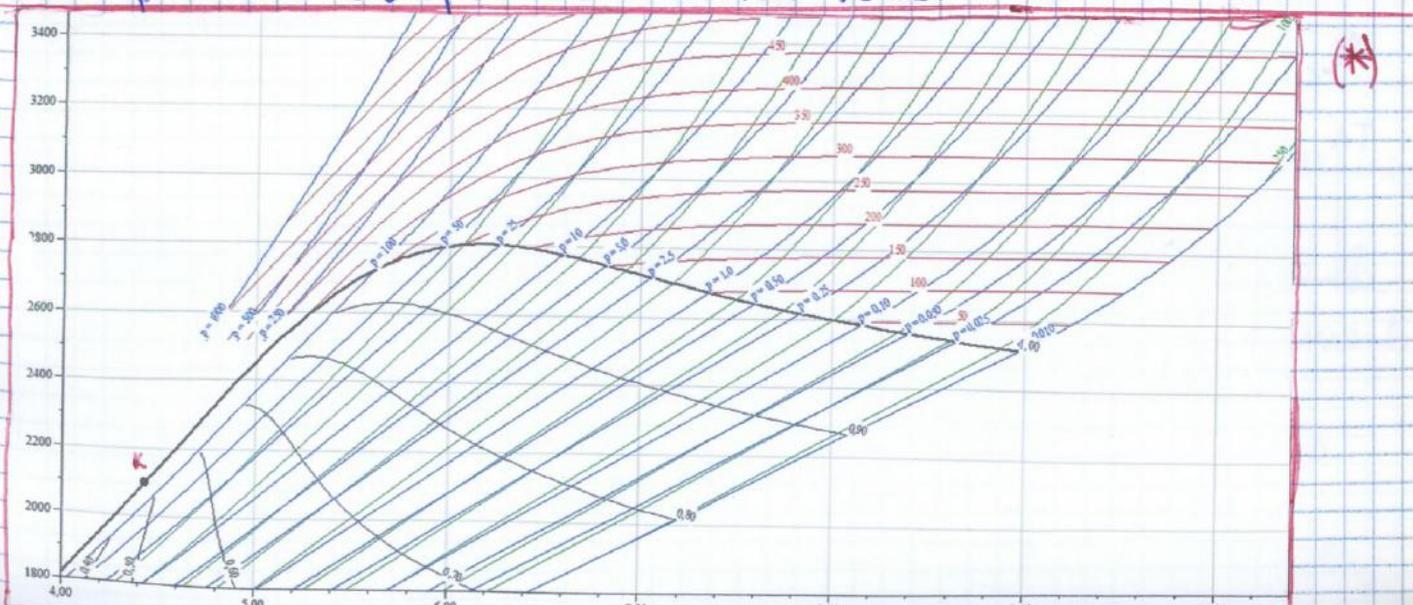


$q = \int T ds =$ calore fornito per l'evaporazione (ovvero per passare da L a v) oppure ricevuto dalla condensazione del fluido (passando da v ed L)

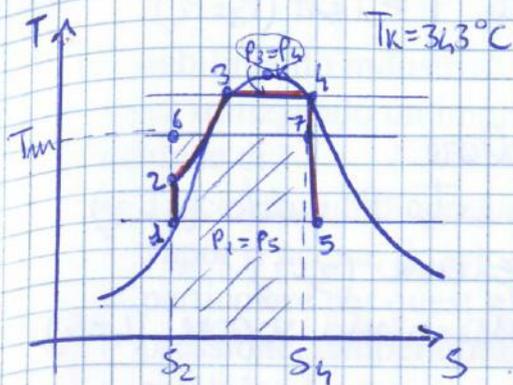
$q_{evap, cond} = T_{SAT} (s_v - s_L)$

L'evaporazione e la condensazione si svolgono a $P=const$

$\Rightarrow q = dh - v dp \Rightarrow q = dh \Rightarrow dh = T ds = q_{evap, cond} = h_v - h_L =$
 = entalpie di evaporazione-condensazione



Ciclo Hirn - Rankin



$$P_2 = P_3 = P_4$$

1→2: pompaggio H₂O liquida da P₁→P₂
 Fornitura di calore in due fasi
 sulle stesse isobore (P₂=P₃=P₄)

(A) riscaldamento liquido: 2→3
 del liquido sottoraffreddato (2) al
 liquido saturo (3)

(B) evaporazione

$$l_d = h_2 - h_1$$

$$l_e = h_4 - h_5$$

$$q_1 = (h_4 - h_2) = \underbrace{(h_4 - h_3)}_{\text{evaporazione}} + \underbrace{(h_3 - h_2)}_{\text{riscaldamento del liquido}} = \int_{s_2}^{s_4} T ds$$

$$q_2 = (h_5 - h_1) = T_2 (s_5 - s_1)$$

Si introduce una T_m (temperatura media) che sottende un'area uguale a quella sottesa dalle curve di inserimento calore (2-3-4), cioè: $A_{s_2-6-7-s_4} \equiv A_{s_2-2-3-4-s_4}$

Quindi abbiamo introdotto la T_m per avere lo stesso q₁ della trasformazione reale 2-3-4

$$\eta = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{T_2 (s_5 - s_1)}{\int_{s_2}^{s_4} T ds} = 1 - \frac{T_2 (s_5 - s_1)}{T_m (s_4 - s_2)} \Rightarrow \text{poiché } (s_5 - s_1) = (s_4 - s_2)$$

$$\Rightarrow \eta = 1 - \frac{T_2}{T_m} \Rightarrow \eta \uparrow \text{ se anche } T_m \uparrow$$

OBBIETTIVI: Documentare la temperatura media di inserimento del calore (aumento rendimento);

2) documentare la temperatura massima di ciclo sopra la temperatura critica dell'H₂O, cioè sopra T_c = 373.9°C (aumento del rendimento);

3) documentare il titolo di fine espansione del vapore (cioè aumentare x_s per evitare un contenuto di H₂O liquido troppo elevato, la quale sarebbe degradare rapide

CICLO Rankine Reale

Uno stabilimento industriale soddisfa il proprio fabbisogno di energia elettrica utilizzando un impianto nel quale si realizza un ciclo Rankine.

Si richiede di:

- Tracciare, sul diagramma termodinamico allegato di Mollier per il vapor d'acqua, il ciclo Rankine, mettendo in evidenza i capisaldi. In particolare per quest'ultimi compilare una tabella che riporta pressione, temperatura in K e in °C, volume specifico, densità, entalpia ed entropia;
- Calcolare la potenza meccanica di compressione e la potenza meccanica di espansione;
- Calcolare i flussi termici scambiati;
- Calcolare la potenza elettrica prodotta supponendo unitario il rendimento dell'alternatore;
- Calcolare il rendimento di primo principio della termodinamica.

Dati per i calcoli

Pressione di evaporazione
 Pressione di condensazione
 Temperatura di surriscaldamento
 Rendimento isentropico di espansione
 Portata in massa di vapore

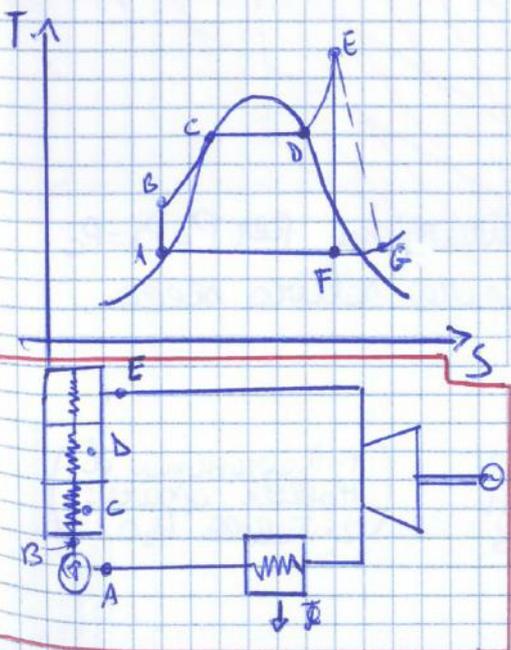
$$p_C = 2,5 \text{ [bar]} = p_B = p_D = p_E$$

$$p_A = 0,025 \text{ [bar]} = p_F = p_G$$

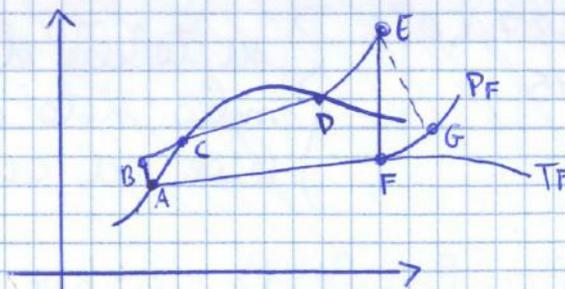
$$T_E = 425 + 5 \cdot C \text{ [}^\circ\text{C]} = 550^\circ\text{C}$$

$$\eta = 85\% \quad \uparrow_{25}$$

$$m_v = 7,2 \text{ t/h}$$



\overline{EF} = espansione ideale
 \overline{EG} = espansione reale ($\eta_{is,r} < 1$)

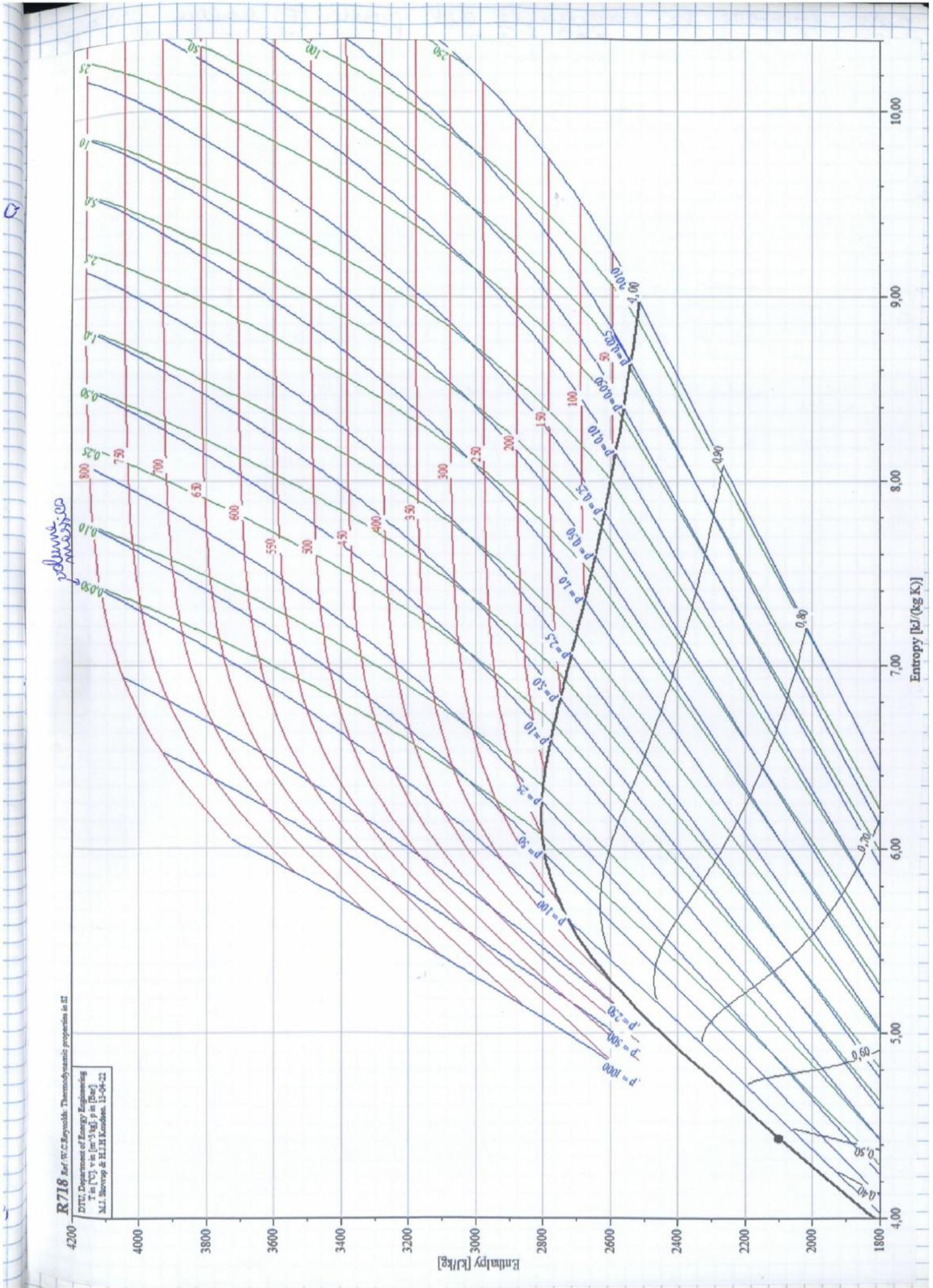


Ⓐ si trova sulle curve limite inferiore, quindi in condizioni di saturazione (possiamo usare le

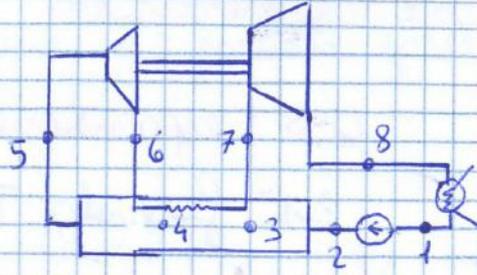
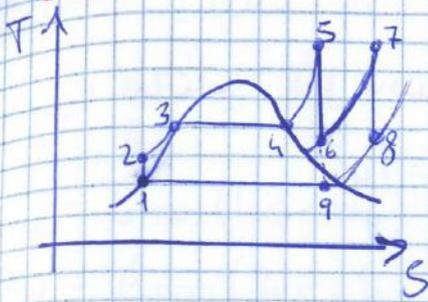
tabelle): $p_A = 0,025 \text{ bar} \Rightarrow$

$$T_A = T_{SAT}(p_A) = 21,096^\circ\text{C}, \quad h_A = 88,45 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}, \quad s_A = 0,3119 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}\cdot\text{K}},$$

$$v_A = 0,001 \frac{\text{m}^3}{\text{kg}} \Rightarrow \rho_A = 1000 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$$



Ciclo Rankine



$$\eta = \frac{l_m}{q_1} = \frac{l_e - l_{p \approx 0}}{q_1} \approx \frac{l_e}{q_1}$$

$$l_e = h_{in} - h_{out} \quad (\text{in generale})$$

$$q_1 = h_{out} - h_{in} \quad (\text{in generale})$$

$$= \int T ds$$

$$l_{e, \text{risurriscaldato}} = l_{e, \text{RSS}} = (h_5 - h_6) + (h_7 - h_8)$$

se non fosse stato aggiunto un surriscaldamento:

$$l_e = (h_5 - h_9)$$

$$l_{e, \text{RSS}} > l_e \Rightarrow [(h_5 - h_6) + (h_7 - h_8)] > (h_5 - h_9)$$

Caso non risurriscaldato:

$$q_{1, \text{RSS}} = \int_2^5 T ds = h_5 - h_2$$

$$\text{Caso surriscaldato: } q_{1, \text{RSS}} = \int_2^5 T ds + \int_6^7 T ds = (h_5 - h_2) + (h_7 - h_6)$$

$$\Rightarrow q_{1, \text{RSS}} > q_1$$

$$\eta = \frac{h_5 - h_9}{h_5 - h_2}$$

$$\eta_{\text{RSS}} = \frac{(h_5 - h_6) + (h_7 - h_8)}{(h_5 - h_2) + (h_7 - h_6)}$$

$\eta \geq \eta_{\text{RSS}} \Rightarrow$ dunque non abbiamo le certezze assolute che aggiungendo un surriscaldamento aumenta il rendimento.

Aggiungendo 1 o più risurriscaldamenti, il lavoro di espansione aumenta. Dunque, essendo $W_e = \eta_{H_2O} \cdot l_e$, se l_e aumenta, la portata di acqua può diminuire, quindi diminuisce il consumo specifico di vapore.

⇒ tanto più voglio scaldare l'acqua, tanto maggiore dovrà essere la frazione di portata spillata.

$$\eta = \frac{W_{sp}}{\Phi_1} \cong \frac{W_e}{Q_1}$$

$$W_e = G_{TOT} (h_5 - h_6) + (G_{TOT} - G_{SPILL}) (h_6 - h_7)$$

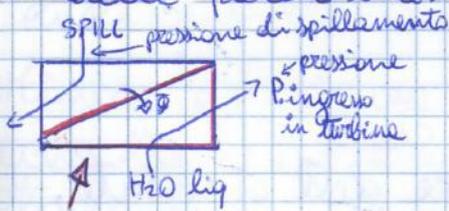
$$\Phi_1 = G_{TOT} (h_5 - h_4)$$

$$\Rightarrow \eta_{sp} = \frac{(h_5 - h_6) + (1-f)(h_6 - h_7)}{h_5 - h_4} \Rightarrow \eta_{spill} > \eta$$

(da dimostrare)

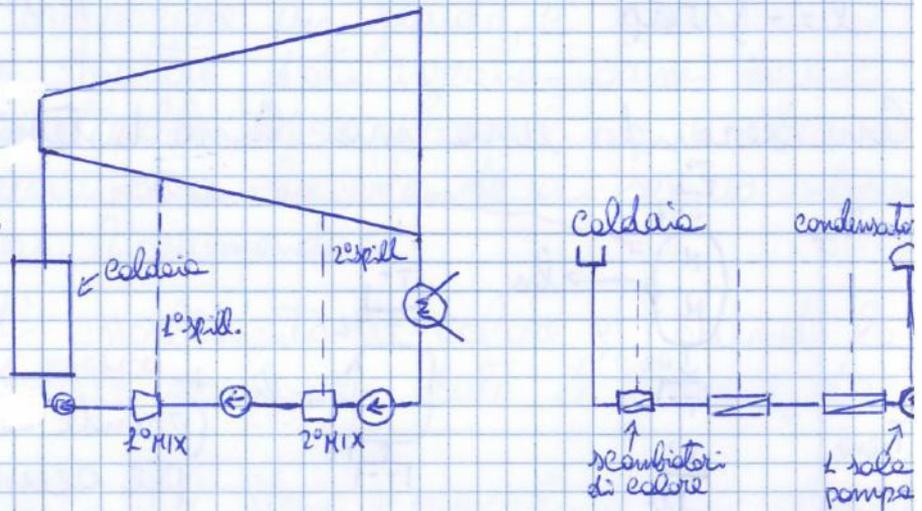
Scheme di molteplici spillamenti successivi:

Al posto dei miscelatori si potrebbero usare degli scambiatori di calore con delle pareti interne:



qui la pressione può essere già la pressione di caldaia, in quanto i due flussi rimangono separati e con delle pressioni ben distinte, ciò consentirebbe di usare una sola pompa all'inizio del ciclo, ma lo scambio termico che avviene con i miscelatori è migliore di quello che avviene con lo scambiatore di calore.

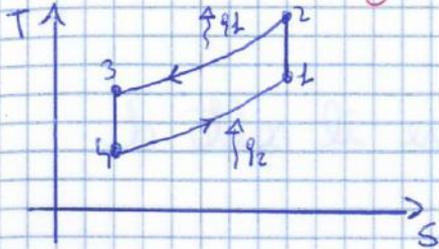
Normalmente in un ciclo Rankin si hanno tra gli 8 e i 10 spillamenti.



② pompe di calore: COP (coefficient of performance)

$$\epsilon_{pc} = COP = \frac{|q_1|}{|w|} = \frac{|q_1|}{|q_1 - q_2|} > 1$$

Cicli inversi a gas (sono di basso interesse):



Il calore q_2 deve essere il più grande possibile. Ma un fluido che sta evaporando assorbe molto più calore di un gas che si riscalda, ecco perché questo ciclo è di scarso interesse.

Infatti la quantità di calore q_2 da sottrarre è deficitaria se, a posto di far evaporare un fluido, ci limitiamo a riscaldare un gas. Inoltre, dati i grandi volumi massici dei gas, si necessiterebbe di apparecchi più voluminosi e anche questo è una cosa che rende di scarso interesse i cicli inversi a gas. Riassumendo:

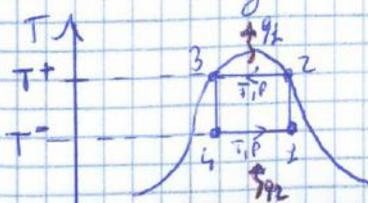
① Minore efficienza di assorbimento di calore q_2 (quindi la necessità di avere portate maggiori, dato il flusso q_2 da sottrarre)

② Maggiori volumi massici del fluido \rightarrow macchine più voluminose

Cicli inversi a vapore (percorso da un fluido che subisce un cambiamento di stato):

① il cambiamento di stato che interessa particolarmente è quello che permette di sottrarre calore da un ambiente che si vuole mantenere a bassa temperatura, quindi è l'evaporazione del fluido che percorre il ciclo. I fluidi frigoriferi utilizzati nei cicli a vapore sono composti da specie chimiche (spesso in miscela), che possono essere CFC, HCFC, HFC, NH_3 , CO_2 , etc, ma raramente sono cicli a vapore di H_2O .

Ciclo di riferimento: ciclo inverso di Carnot a vapore.

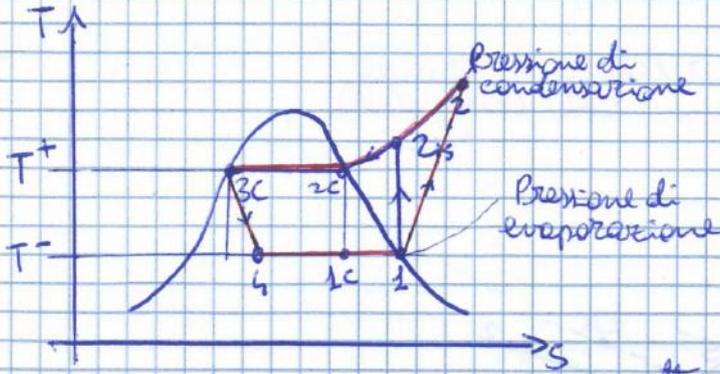


1-2 compressione

2-3 condensazione completa con cessione di calore q_1 .

3-4 espansione

CICLO INVERSO A COMPRESSIONE DI VAPORE



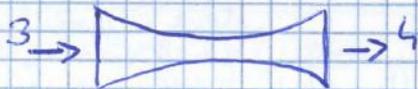
1c → 1 evaporazione completa

1 → 2 compressione in fase vapore (vapore surriscaldato)

2 → 2c de-surriscaldamento
 2c → 3c condensazione

Nel passaggio P. cond → P. evap (espansione), potenzialmente ottengo lavoro, però v è molto basso perché praticamente abbiamo un liquido, da cui: $l_e = -\int v dp \approx 0$
 ⇒ si evitano complicazioni impiantistiche per ottenere un lavoro trascurabile.

Si inserisce dunque una valvola di laminazione:



3c → 4 laminazione isentalpica.

4 → 1 evaporazione (fase utile)

equazione dell'energia cinetica: $l_t + l_o + l_e + \int v dp + l_{ec} + l_{ep} = 0$

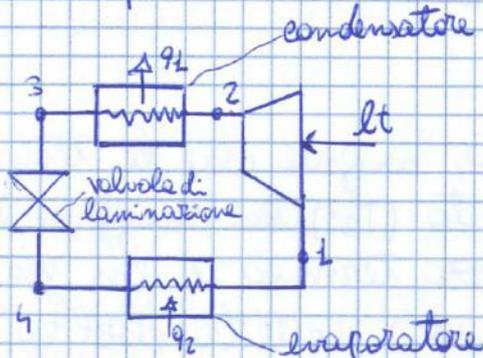
1° P.T.D.S.A:

$q - l_t = \Delta h + l_{ec} + l_{ep} \Rightarrow \Delta h = 0 \Rightarrow h_3 = h_4$ (isentalpica)

$\Rightarrow l_e + \int v dp = 0, v = \text{cost}$
 $\Rightarrow l_e = -\int v dp = -v(P_4 - P_3) > 0$
 (perché $l_e > 0$), $P_4 < P_3$

2° P.T.D.S.A:

$\Delta S = \int \frac{\delta q}{T} + S_i \Rightarrow S_4 - S_3 = S_i \geq 0 \Rightarrow S_4 \geq S_3$ (irreversibilità, aumento di entropia).



compressione: $q - l_c = \Delta h \Rightarrow l_c = -\Delta h$

$\Rightarrow l_c = h_1 - h_2 < 0$

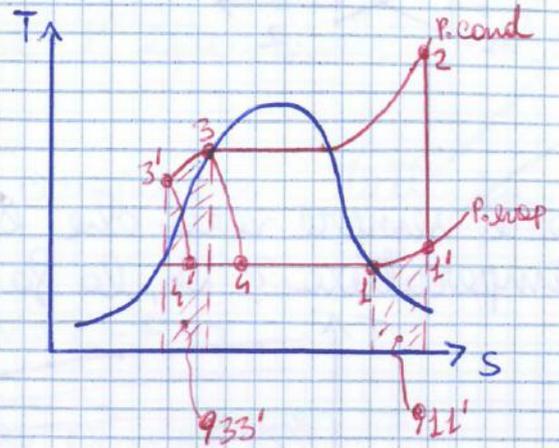
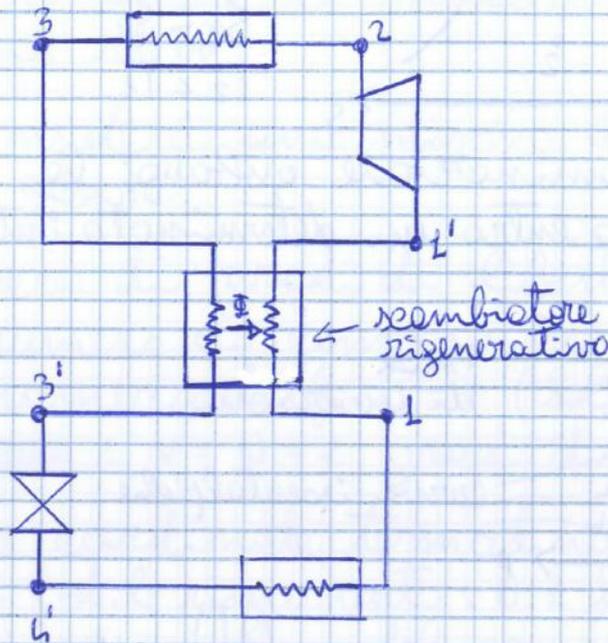
$\Rightarrow |l_c| = h_2 - h_1$

evaporazione: $q - l_e = \Delta h \Rightarrow$

$q_2 = \Delta h = h_1 - h_4$

$E_{FR} = \frac{q_2}{|l_c|} = \frac{h_1 - h_4}{h_2 - h_1}$

per avviare a questo problema, si introduce lo scambiatore rigenerativo:



$$q_{33'} = q_{11'}$$

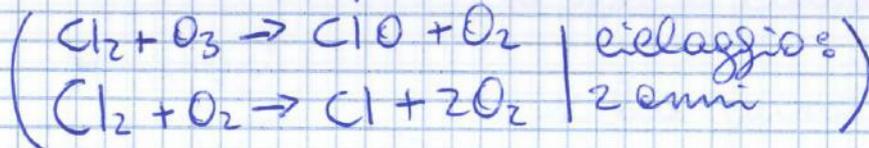
$$(h_3 - h_{3'}) = (h_{1'} - h_1)$$

Fluidi frigoriferi:

Storicamente:

- 1) CFC (cloro-fluoro-carburi) e HFC (idro-cloro-fluoro-carburi)
- 2) R12 (o freon 12): CF_2Cl_2 (ambito civile ed automobilistico)
- 3) R13: CHCl_2F (ambito industriale).

Nel 1987 il protocollo di Montreal ha definito la diminuzione di questi fluidi, per via del danno (buco nell'ozono) da essi provocato



Attualmente utilizzabili: HFC (idro-fluoro-carburi)

- 2) R134A: CH_2FCF_3 (tetra-fluoro-etano)

sono comunque gas serbi, con un GWP di circa 2000.

Nel futuro: fluidi organici senza alogeni: per esempio CO_2
 NH_3 è il principale fluido refrigerante in ambito industriale.