



Corso Luigi Einaudi, 55 - Torino

Appunti universitari

Tesi di laurea

Cartoleria e cancelleria

Stampa file e fotocopie

Print on demand

Rilegature

NUMERO: 952

DATA: 05/05/2014

A P P U N T I

STUDENTE: Lo Curzio

MATERIA: Termodinamica applic. e Trasmis. del Calore

Prof. Torchio

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.**

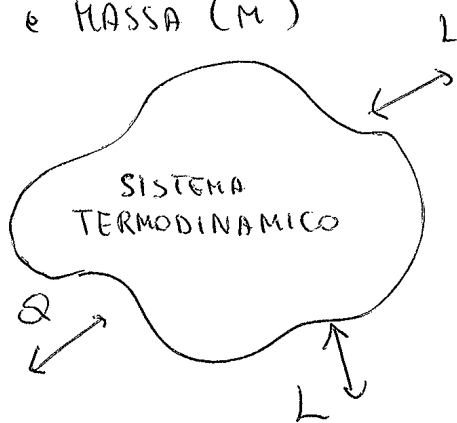
TERMODINAMICA APPLICATA e TRASMISSIONE DEL CALORE

Prof. Marco Filippo Torchio

Nella TERMODINAMICA CLASSICA (che è una teoria strettamente macroscopica) si assumono come primitivi i concetti di processo e trasformazione, tempo, massa, lunghezza, temperatura, lavoro e calore e come derivati quelli di volume, forza e pressione.

ENERGIA TOTALE DEL SISTEMA

Proprietà caratteristica del sistema. È l'insieme dell'energia contenuta nel sistema. Il sistema può scambiare energia con l'esterno attraverso lo scambio di CALORE (Q), LAVORO (L) e MASSA (M)



Un sistema si può classificare rispetto allo scambio di ognuna di queste quantità:

- SIST. CHIUSO/APERTO: non scambia/scambia materia con l'esterno
- SIST. ADIABATICO/DIABATICO: non scambia/scambia calore con l'esterno
- SIST. RIGIDO/DEFORMABILE: non scambia/scambia lavoro con l'esterno

- Se un sistema è chiuso, adiabatico e rigido, allora è ISOLATO.

PROPRIETÀ FISICHE DEI SISTEMI

- ESTENSIVE: se il valore delle proprietà dipende dalla massa del sistema (si indicano con lettere maiuscole), Es. V, M ecc.
- INTENSIVE: se il valore non dipende dalla massa del sist., Es. P, T ecc.
- SPECIFICHE: se dipende dal rapporto tra due proprietà estensive (si indicano con lettere minuscole) Es. p, v ecc.
- ESTERNE: se sono esterne al sistema
- INTERNE: interne al sistema

CAMPO DI DEFINIZIONE DELL'EQ. DI STATO

$$P > 0, \quad V > 0, \quad T > 0$$

In ogni stato termodinamico devono valere queste tre condizioni oltre alle

CONDIZIONE DI STABILITÀ

$$\left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_T < 0$$

NOTA: mantenendo T costante

Se aumento la forza di pressione diminuisce il volume e viceversa, quindi se il numeratore è positivo, il denominatore è negativo, e viceversa.

PRINCIPALI EQ. DI STATO

Questo modello appena descritto prevede l'utilizzo del modello dei GAS PERFETTI:

- Volume particelle trascurabile rispetto al vol. tot.
- Int. elastici tra le molecole

Le condizioni alle quali un gas si avvicina a questo modello e a basse pressioni e a basse temperature

$$PV = m R_0 T, \quad R_0 = 8314 \frac{\text{J}}{\text{kmol} \cdot \text{K}}$$

posto $MM = \frac{M}{m}$

$$P \cdot \frac{V}{M} = \frac{m}{M} R_0 T$$

$$Pv = \frac{R_0}{MM} \cdot T \quad \Rightarrow$$

↑
volume specifico

↑
R* COSTANTE DI ELASTICITÀ

$$Pv = R^* T$$

Eq. di stato dei gas perfetti con grandezze di tipo INTENSIVO

COEFFICIENTI TERMODINAMICI

- coefficiente di dilatazione cubica

$$\beta = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P$$

Data una certa sostanza, a pressione costante, faccio subire una variazione di temperatura e vedo così come varia il volume PERCENTUALE $\frac{\partial V}{V}$ e viceversa.

- Coefficiente di comprimibilità isoterma

$$K = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_T$$

Il segno "meno" deriva dalle condizioni di stabilità che imponeva $\left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_T < 0$.

Se vogliamo GENERALIZZARE L'EQUAZIONE DI STATO in forma differenziale, otteniamo:

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

$$dV = \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P dT + \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_P dP$$

$$dV = \beta V dT - K V dP$$

$$\frac{dV}{V} = \beta dT - K dP$$

In modo analogo si può ricavare che

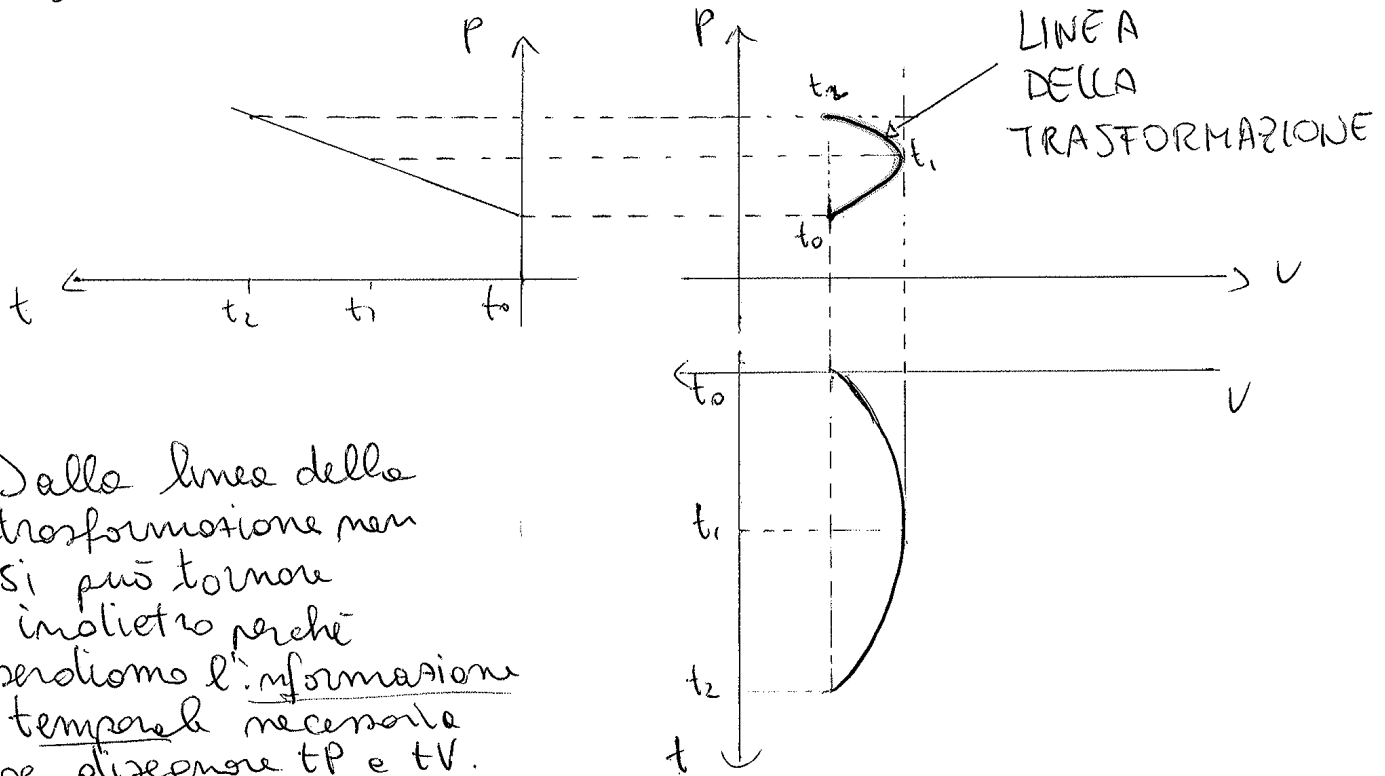
$$dP = \frac{\beta}{K} dT - \frac{1}{K} \frac{dV}{V} \quad ; \quad dT = \frac{1}{\beta} \frac{dV}{V} + \frac{K}{\beta} dP$$

EQUILIBRIO TERMODINAMICO :

Un sistema è all'equilibrio se le variabili termodinamiche rimangono costanti nel tempo.

PROCESSO : (IP)

È un'evoluzione nel tempo dello stato termodinamico, cioè un procedimento durante il quale le variabili termodinamiche variano nel tempo e quindi il sistema termodinamico non è in equilibrio. È comodo rappresentare i processi con dei diagrammi che mostrano come variano le variabili termodinamiche durante il processo stesso.

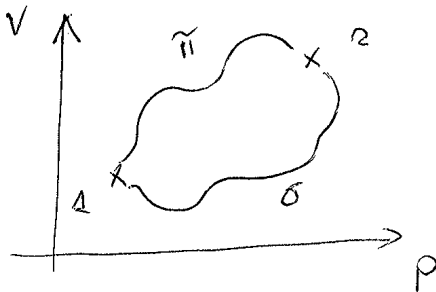


• Dalla linea della trasformazione non si può tornare indietro perché perdiamo l'informazione temporale necessaria per disegnare tP e tV .

GRANDEZZE DI SCAMBIO :

Grandezze che dipendono dal processo, caratteristiche per ogni processo. CALORE e LAVORO, ad esempio, sono due grandezze di scambio (esistono infatti solo calore e lavoro scambiati durante un processo). Mentre le grandezze di stato danno un differenziale esatto dP , dV ecc. le grandezze di scambio danno differenziali non esatti, ovvero che non dipendono solo dagli estremi ma anche dal processo.

NOTAZIONE: $dx = \int x = \tilde{x}$



PRESSIONE. $\int_{\pi 2} dP = P_2 - P_1$, $\int_{\sigma 2} dP = P_2 - P_1 \Rightarrow \int_{\pi 2} dP \equiv \int_{\sigma 2} dP$

LAVORO: $\int_{\pi 2} dL = L_{\pi 2}$, $\int_{\sigma 2} dL = L_{\sigma 2} \Rightarrow \int_{\pi 2} dL \neq \int_{\sigma 2} dL$

EQUAZIONE COSTITUTIVA DEL Q PER FLUIDI OMOGENEI

Equazioni che legano il calore alle variabili termodinamiche di stato.

$$dQ = C_v dT + \Lambda_v dV \quad \Rightarrow \quad Q(P) = \int_{T_1}^{T_2} C_v dT + \Lambda_v dV$$

$$dQ = C_p dT + \Lambda_p dp \quad \Rightarrow \quad Q(P) = \int_{T_1}^{T_2} C_p dT + \Lambda_p dp$$

dove

- C_v = capacità termica a vol. cost.
- C_p = capacità termica a press. cost.
- Λ_v = calore latente rispetto al volume
- Λ_p = calore latente rispetto alla pressione

• Cosa sono CAPACITÀ TERMICHE E CALORI SPECIFICI?

La capacità termica è il rapporto tra lo scambio di calore durante il processo e le differenze di temperatura tra lo stato iniziale e finale del processo. Essa indica la capacità del sistema termodinamico di accumulare calore in seguito ad un aumento di temperatura.

$$C_x = \left(\frac{dQ}{dT} \right)_x \quad \left[\frac{J}{K} \right]$$

Il calore specifico è il rapporto tra la capacità termica e la massa del sistema.

$$c = \frac{C_x}{M} = \left(\frac{dQ}{dT} \right)_x \quad \left[\frac{J}{K \cdot kg} \right]$$

Ogni kg di sostanze ha una certa capacità termica.

CALORI LATENTI

- Calore latente rispetto al VOLUME :

$$\Lambda_V = \left(\frac{dQ}{dV} \right)_T \left[\frac{J}{m^3} = \frac{Nm}{m^3} = Pa \right]$$

Quantità di calore che viene scambiata per unità di volume a $T = \text{cost.}$
 Viene adoperato nei cambi di fase

- Calore latente rispetto alle PRESSIONI

$$\Lambda_P = \left(\frac{dQ}{dP} \right)_T \left[\frac{J}{Pa} = \frac{Nm}{N/m^2} = m^3 \right]$$

Equazione di Carnot - Clapeyron

$$\Lambda_V = T \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_V \quad / \quad \Lambda_P = -T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P$$

Se abbiamo ad
 un'unità dimensionale
 Λ_V si misura
 in Pa.

Per un GAS IDEALE ($pV = MR^*T$)

$$\bullet \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_V = \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{MR^*T}{V} \right)_V = \frac{MR^*}{V} \Rightarrow \Lambda_V = \frac{TRM^*}{V} = P$$

$$\bullet \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P = \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{MR^*T}{P} \right)_P = \frac{MR^*}{P} \Rightarrow \Lambda_P = -\frac{TRM^*}{P} = -V$$

Osservazioni

$\Lambda_P = \left(\frac{dQ}{dP} \right)_T$ è una grandezza estensiva!

$\lambda_P = \left(\frac{dq}{dP} \right)_T$ calore latente SPECIFICO

~ ~

$\Lambda_V = \left(\frac{dQ}{dV} \right)_T$ è una grandezza intensiva!

λ_V non ha significato ma viene utilizzato come notazione per ricordare la sua natura intensiva


LAVORO DELLE FORZE ESTERNE

Effetti delle forze esterne

- Modificare lo stato di moto
- Modificare lo stato termodinamico
- Ottenere scambi di materia

① Forze di superficie

Sono di questo tipo ad esempio le forze di pressione di un fluido o quelle esercitate dagli organi meccanici mobili tra loro. Per il principio di azione e reazione ad ogni forza superficiale esercitata su un sistema dall'ambiente esterno corrisponde una forza uguale in intensità e direzione ma opposta in verso che il sistema esercita sull'ambiente.

$$\vec{F}_{es} + \vec{F}_{se} = \vec{0}$$


Esistono però situazioni, nelle quali, per effetto dell'attrito superficiale, i punti di applicazione delle forze che dall'esterno agiscono sul sistema e quelli sui quali agiscono le forze di reazione dal sistema sull'esterno, non coincidono, ma tra di loro c'è uno scorrimento relativo; quindi occorre tener conto del lavoro delle forze d'attrito. Se tra i due capi non c'è attrito le forze sono normali alla superficie, altrimenti sono inclinate di un angolo che dipende da μ . Per l'equilibrio deve valere

$$L_{es}^s(IP) + L_{se}^s(IP) + L_{AE}^s(IP) = 0$$

$$L_{se}^s(IP) = L_{\text{tecnico}}(IP) + L_0(IP)$$

Dove L_t è il lavoro utile che l'uomo riesce a sfruttare e L_0 quello che viene dissipato nell'atmosfera e non è recuperabile

LAVORO FORZE INTERNE

Dalla meccanica è noto che, in conseguenza di forze applicate dall'esterno, tra le particelle materiali che costituiscono il corpo si esercita un sistema di forze dette INTERNE, la cui risultante è globalmente uguale a zero. Nei sistemi rigidi anche il LAVORO è nullo, mentre nei sistemi DEFORMABILI

$$L_{int} = L_i^{lim} - L_{A1}$$

dove L_i^{lim} è il lavoro fatto dalle forze interne senza attrito e L_{A1} è il lavoro fatto dall'ATTRITO INTERNO.

EQUAZIONE COSTITUTIVA DEL LAVORO PER FLUIDI OMOGENEI

$$F_i^{lim} = p_i A$$

$$L_i^{lim}(P) = \int_{1 \rightarrow 2} F_i dx = \int_{1 \rightarrow 2} p_i A dx = \int_{1 \rightarrow 2} p_i dV \quad , \quad dL_i = p dV$$

TEOREMA DELL'ENERGIA CINETICA

Mette in relazione il lavoro di tutte le forze che agiscono sul mio sistema (interne ed esterne) con la variazione di energia cinetica del sistema (I PRINCIPI DELLA MECCANICA VALGONO NELLA TERMODINAMICA)

$$L_{es}(IP) + L_{is}(IP) = \Delta E_k$$

$$\begin{cases} L_{es} = L_{es}^s + L_{es}^d = [-L_{se}^s - L_{ae}] + L_{es}^d = [-L_{se}^s - L_{ae}] - \Delta E_p \\ L_i = L_i^{lim} - L_{A1} \end{cases}$$

SOSTITUENDO:

$$[-L_{se}^s - L_{ae}] - \Delta E_p + L_i^{lim} - L_{A1} = \Delta E_k$$

$$-L_{se}^s - L_{ae} - \Delta E_p + L_i^{lim} - L_{A1} - \Delta E_k = 0$$

$$L_{se}^s + L_{ae} + \Delta E_p - L_i^{lim} + L_{A1} + \Delta E_k = 0$$

$$L_{se}^s + L_a + \Delta E_p + \Delta E_k - L_i^{lim} = 0$$

$$L_t(IP) + L_o(IP) + L_e(IP) + \Delta E_p + \Delta E_k - L_i^{lim}(IP) = 0$$

Derivando rispetto a t :
$$W_t(t) + W_o(t) + W_e(t) + \frac{d}{dt} E_p + \frac{d}{dt} E_k - W_i^{lim}(t) = 0$$

TIPI DI PROCESSO FONDAMENTALI

① ISOBARA : $p = \text{cost.}$

- Per fluidi omogenei

$$- L_i^{\text{lim}} = \int_{A \rightarrow B} p dV = p(V_B - V_A)$$

$$L_i^{\text{lim}} = p(V_B - V_A)$$

$$- Q = \int c_p dT + \cancel{\int p dp} = \int c_p dT = M \int c_p dT \quad Q = M \int c_p dT$$

- Per gas ideali ($PV = MR^*T \Rightarrow \frac{V}{T} = \text{cost.}$)

$$- L_i^{\text{lim}} = p(V_B - V_A) = MR^*(T_B - T_A)$$

② ISOCORA : $V = \text{cost.}$

- Per fluidi omogenei

$$- L_i^{\text{lim}} = \int p dV = 0$$

$$L_i^{\text{lim}} = 0$$

$$- Q = \int_{A \rightarrow B} c_v dT + \cancel{\int p dV} = M \int c_v dT \quad Q = M \int c_v dT$$

- Per gas ideali ($PV = MR^*T \Rightarrow \frac{T}{P} = \text{cost.}$)

$$- L_i^{\text{lim}} = 0$$

$$L_i^{\text{lim}} = 0$$

④ ADIABATICA

Trasformazioni in cui non c'è scambio di calore (il flusso termico è nullo in ogni istante $\Phi(t) = 0 \Rightarrow Q = 0$)
 non vale il viceversa.

● Fluidi omogenei

- $Q = 0$
 - $L_i \ln = \int p dV$

● Gas ideali

$$\begin{cases} dQ = C_p dT + \Lambda_p dP = 0 \\ dQ = C_v dT + \Lambda_v dV = 0 \end{cases}$$

$$\begin{cases} C_p dT - V dP = 0 \Rightarrow dT = \frac{V dP}{C_p} \\ C_v dT + P dV = 0 \Rightarrow dT = -\frac{P dV}{C_v} \end{cases}$$

- 1) I due calori
- 2) Λ_v e Λ_p ideali
- 3) Uguagliamo e poniamo
- 4) Integro

Uguagliamo le due equazioni

$$\frac{V dP}{C_p} = -\frac{P dV}{C_v}$$

$$V dP = -\underbrace{\left(\frac{C_p}{C_v}\right)}_{\gamma} P dV \quad \boxed{\gamma = \frac{C_p}{C_v}}$$

$$V dP + \gamma P dV = 0 \Rightarrow \frac{dP}{P} + \gamma \frac{dV}{V} = 0$$

$$\int \frac{dP}{P} + \gamma \int \frac{dV}{V} = 0 \Rightarrow \ln P = -\gamma \ln V + c$$

$$\ln P = -\ln V^{\gamma} + c$$

$$\boxed{P V^{\gamma} = e^c = \text{cost.}}$$

Gas ideali

$$\left\{ \begin{array}{l} dQ = C dT \\ dQ = C_p dT + \underbrace{V}_M dp = C_p dT - V dp \end{array} \right.$$

$$C dT = C_p dT - V dp$$

$$C dT = C_p dT - V dp$$

$$M c dT = M c_p dT - M \frac{V}{M} dp$$

$$c dT = c_p dT - v dp$$

$$(c - c_p) dT = -v dp$$

$$\left[\begin{array}{l} \text{poiché } pV = R^* T \\ \text{e } d(pV) = R^* dT \\ dT = \frac{d(pV)}{R^*} \end{array} \right]$$

$$(c - c_p) \frac{d(pV)}{R^*} = -v dp$$

$$(c - c_p) d(pV) = -v R^* dp$$

$$(c - c_p) p dv + (c - c_p) v dp + R^* v dp = 0$$

$$\left[\text{poiché } R^* = c_p - c_v \right]$$

$$(c - c_p) p dv + (c - c_p + R^*) v dp = 0$$

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

$$(c - c_p) \frac{dv}{v} = -(c - c_v) \frac{dp}{p}, \quad \left[\text{ponendo } m = \frac{c - c_p}{c - c_v} \right]$$

$$m \frac{dv}{v} = -\frac{dp}{p} \quad \text{integrando} \Rightarrow \boxed{pV^m = \text{cost.}}$$

$$L_i^{\text{lim}} = \int p dV = \int p_A V_A^m \frac{dV}{V^m} = \boxed{\frac{p_A V_A}{1-m} \left[\left(\frac{V_B}{V_A} \right)^{1-m} - 1 \right]}$$

1° PRINCIPIO DELLA TERMODINAMICA

È una legge di conservazione dell'energia applicabile a qualsiasi sistema. Il primo principio è stato dedotto inizialmente per processi ciclici

integrale
a circuito chiuso $\rightarrow \oint dQ = \oint dL_{se}$

Andiamo adesso ad enunciare il primo principio per qualunque processo

$$\oint dQ - \oint dL_{se} = 0$$

$$\oint d(Q - L_{se}) = 0$$

$$d(Q - L_{se}) = dE_{tot} \leftarrow$$

$$Q (IP) - L_{se} (IP) = \Delta E_{tot}$$

A differenza di Q ed L_{se} presi singolarmente, la differenza tra i due dà vita ad un differenziale ESATTO.

L'energia totale non dipende dal percorso ma solo dagli estremi.

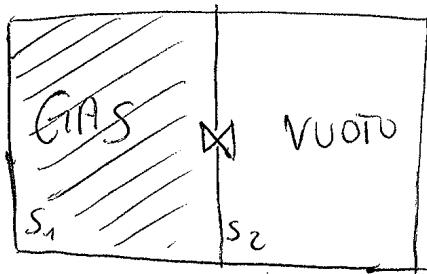
L'energia totale è una grandezza di tipo ESTENSIVO di cui il primo principio misura solo la variazione in un determinato processo.

FORMA GENERALIZZATA DEL PRIMO PRINCIPIO

$$Q(P) - L_{(P)}^{gen} = \Delta U + \Delta E_c$$

dove $L_{(P)}^{gen} = L_{se}^s + \Delta E_p$ è l'insieme di tutte le forze per spostamento che danno vita a quel lavoro durante il processo.

ESPERIENZA DI JOULE



Se apre la valvola il gas fluisce da S_1 a S_2 . Esse è una trasformazione in cui non c'è scambio di calore, né di lavoro \Rightarrow

$$Q = L_{se} = 0$$

per il 1° PRINCIPIO

$$\Delta U + \Delta E_c = 0$$

Ma essendo un sistema in quiete, $\Delta E_c = 0$, per cui

$$\Delta U = 0$$

Poiché durante il processo P e V variano ma U e T no, possiamo dedurre che U è funzione di T , $U = U(T)$.

PREMESSE AL SECONDO PRINCIPIO

Esistono due cause dell'IRREVERSIBILITÀ

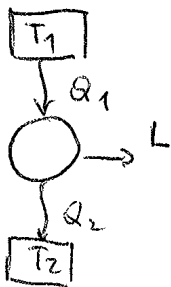
- **SQUILIBRI**: il sistema una volta raggiunto l'equilibrio non torna indietro
- **EFFETTI DISSIPATIVI**: attrito, resistenze elettriche

Il generico sistema all'interno del quale è presente un fluido che opera ciclicamente scambiando calore e lavoro è detto MACCHINA TERMICA e le sue efficienze è data da

$$\text{eff.} = \frac{\text{en. utile}}{\text{en. spesa}}$$

La macchina termica opera tra più TERMOSTATI, ovvero sistemi non sottoposti a irreversibilità che stanno / ricevono calore senza variazioni di temperatura (CASO IDEALE).

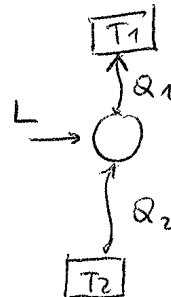
MACCHINA TERMICA MOTRICE



$$\eta = \frac{L}{Q_1} = \text{appl. il I PRINCIPIO}$$

$$\eta = 1 - \frac{|Q_2|}{|Q_1|} < 1$$

MACCHINA TERMICA OPERATRICE



si distinguono in:

- **REFRIGERANTI** il cui obiettivo è raffreddare T_2

$$\epsilon_f = \frac{|Q_2|}{L}$$

- **POMPE DI CALORE** il cui obiettivo è riscaldare T_1

$$\epsilon_{pc} = \frac{|Q_1|}{L}$$

③ PROCESSI CICLICI IRREVERSIBILI

$$\eta = 1 - \frac{|Q_2|}{|Q_1|} < \eta_{CARN} = 1 - \frac{T_2}{T_1}$$

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} < 0$$

$$\sum_i \frac{Q_i}{T_i} < 0 \Rightarrow \oint_{IRR} \frac{dQ}{T} < 0$$

Termine mancante in 3

④ PROCESSI QUALSIASI

$$\oint_{IRR} \frac{dQ}{T} + S_{IRR} = 0 = \oint_{IRR} dS$$

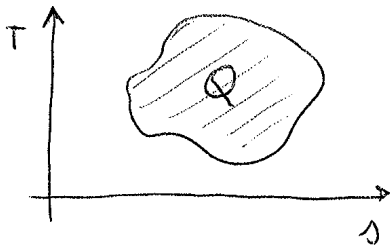
$S_{IRR} = 0$	PROCESSI REVERSIB.
$S_B = S_A$	PROCESSI CICLICI IRR. EV.
$S_{IRR} = 0$ $S_A = S_B$	PROCESSI CICLICI REV.

S_{IRR} è la quota di ENTROPIA dovuta all'irreversibilità

$$\int \frac{dQ}{T} + S_{IRR} = \Delta S$$

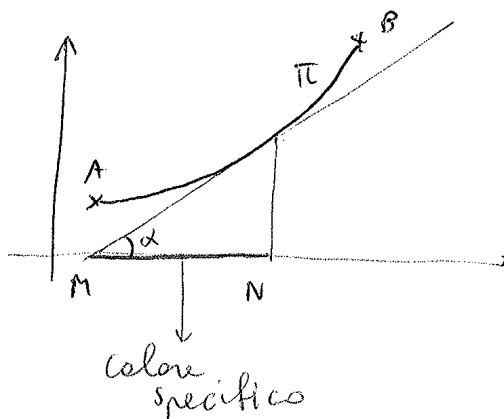
$$\oint \frac{dQ}{T} + \sum_{IRR} = \frac{dS}{dt}$$

DIAGRAMMA T-s (GIBBS)



$$\frac{dQ}{T} = ds \Rightarrow Q = \int T ds = \text{AREA}$$

- se il ciclo è DIRETTO $Q > 0$
- se il ciclo è INVERSO $Q < 0$



$$\tan \alpha = \frac{T}{MN}, \quad \frac{dT}{ds} = \frac{T}{MN}$$

$$MN = \frac{T ds}{dT} = \frac{dQ}{dT} = C$$

SISTEMI APERTI: SISTEMI ATTRAVERSATI DA FLUSSI DI MASSA

Descrizione lagrangiana:

Si prende in esame una porzione di materia costante nel tempo

Descrizione euleriana

Si prende in esame una porzione di spazio nel tempo

PORTATA : $G(t) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left[\frac{M(\Delta t)}{\Delta t} \right]$

Se $\rho = \frac{M}{V} \Rightarrow G = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left[\frac{\rho V}{\Delta t} \right] = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left[\frac{\rho A dx}{\Delta t} \right] = \rho A \text{ vel}$

$$G = \rho A \text{ vel} \quad G_v = A \cdot \text{vel}$$

LAVORO L_{se}^s NEI SISTEMI APERTI

$L_{se}^s = L_f + L_0 + L_{sp}$, dove L_{sp} LAVORO DI SPOSTAMENTO è dovuto alle forze causate dal movimento di massa.

Se il sistema è rigido $L_0 = 0$

$$L_{sp} = F \cdot \Delta x = p A |\Delta x| \Rightarrow L_{sp} = \sum_{j=1}^{NC} \pm p_j A_j |\Delta x_j|$$

(+) Flusso USCENTE
 (-) Flusso ENTRANTE

$$W_{sp} = \frac{dL_{sp}}{dt} = \sum_{j=1}^{NC} \pm p_j A_j |\text{vel}_j| = \sum_{j=1}^{NC} \pm p_j v_j G_j$$

perché $A \text{ vel} = G_v$

TEOREMA ENERGIA CINETICA PER SISTEMI APERTI

• Per sistemi chiusi: $W_{se}^s + W_A - W_i^{\lim} + \frac{dE_p}{dt} + \frac{dE_c}{dt} = 0$

• Per sistemi aperti in W_{se}^s si aggiunge W_{sp}

- $W_{sp} = \frac{d}{dt}(pV) = v \frac{dp}{dt} + p \frac{dv}{dt}$

- $W_i^{\lim} = \frac{d}{dt}(pV) = p \frac{dv}{dt}$

- $W_{se}^s = \cancel{W_o} + W_t + W_{sp}$

$$W_t + v \frac{dp}{dt} + \cancel{p \frac{dv}{dt}} + W_A + \frac{dE_p}{dt} + \frac{dE_c}{dt} - \cancel{p \frac{dv}{dt}} = 0$$

$$W_t + W_A + v \frac{dp}{dt} + \left[\frac{dE_p}{dt} + \frac{dE_c}{dt} \right]_{vc} + \sum_{j=1}^{N_c} \pm G_j (e_p + e_c)_j = 0$$

Nel caso stazionario
con l'ingresso e l'
uscita:

$$W_t + W_A + v \frac{dp}{dt} + G(\Delta e_c + \Delta e_p) = 0$$

Se trascuro attriti e variazioni di energie cinetica e potenziale
ottiengo che il lavoro tecnico specifico è

$$l_t = - \int v dp$$

$$L_t = - M \int dp$$

- Se integrato nel tempo e diviso per M ottengo dei lavori specifici; se considero un sistema adiabatico dove $\Delta e_c = 0$ e $\Delta e_p = 0$

$$\boxed{h_t = -\Delta h}$$

In un gas ideale

$$dh = du + d(pv)$$

$$dh = C_v dT + R^* dT = C_v dT + (C_p - C_v) dT$$

$$\boxed{\Delta h = C_p \Delta T}$$

II PRINCIPIO per SISTEMI APERTI

- Per sistemi chiusi: $\frac{\phi}{T} + \sum_{IRR} = \frac{dS}{dT}$

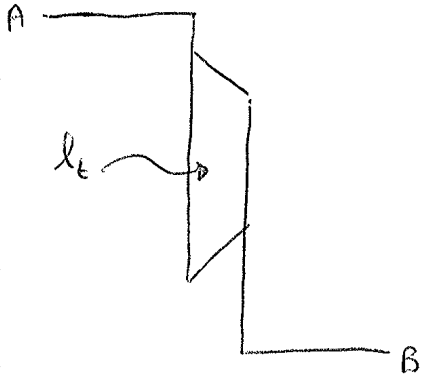
- Per sistemi aperti:

$$\boxed{\frac{\phi}{T} + \sum_{IRR} = \left[\frac{dS}{dT} \right]_{vc} + \sum_{j=1}^{NC} G_j \Delta_j}$$

Caso stazionario
l'entrata l'uscita

$$\boxed{\frac{\phi}{T} + \sum_{IRR} = G \Delta_j}$$

COMPRESSORE



Il compressore riceve in ingresso un fluido a bassa pressione e grazie a del lavoro tecnico che gli viene fornito restituisce in uscita B un fluido a pressione elevata.

$$h_t < 0$$

$$|h_t| = h_B - h_A$$

Si definisce RENDIMENTO ISENTROPICO del compressore

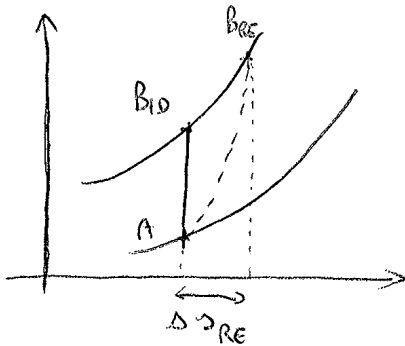
$$\eta_{co}^{is} = \frac{|h_t \text{ IDEALE}|}{|h_t \text{ REALE}|}, \quad \eta_{co}^{is} = \frac{h_{B, ID} - h_A}{h_{B, RE} - h_A}$$

Il lavoro ideale immesso è minore di quello reale.

Se ci fosse un GAS IDEALE

$$\eta_{co}^{is} = \frac{T_{B, ID} - T_A}{T_{B, RE} - T_A}$$

$$-h_t = h_B - h_A$$



$$d\Delta_{IRR} > 0$$

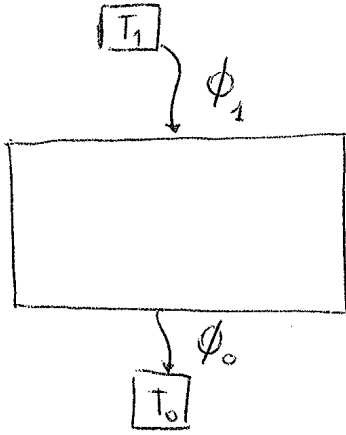
$$\Delta\Delta = d\Delta_{IRR} + \frac{dp}{T} > 0$$

$$\Delta\Delta > 0$$

EXERGIA

Si definisce EXERGIA la quantità di energia che può diventare lavoro

EXERGIA ASSOCIATA A UN FLUSSO TERMICO



$$\sum_{k=1}^1 \phi_k \left(1 - \frac{T_0}{T_k}\right) - W_t = T_0 \Sigma_{IRR} + \sum_{j=1}^{NC} \phi_j (h + e_c + e_p - T_0);$$

$$\phi_1 \left(1 - \frac{T_0}{T_1}\right) - W_t = T_0 \Sigma_{IRR}$$

$$W_t = \phi_1 \left(1 - \frac{T_0}{T_1}\right) - T_0 \Sigma_{IRR}$$

La massima potenza tecnica si ottiene se $T_0 \Sigma_{IRR} = 0$

$$W_{MAX} = \Psi = \phi_1 \left(1 - \frac{T_0}{T_1}\right)$$

Dove Ψ è il FLUSSO DI EXERGIA associato a ϕ_1 disponibile a T_1 .
Se si integra nel tempo si ottiene l'EXERGIA

$$B = Q_1 \left(1 - \frac{T_0}{T_1}\right)$$

Q_1 è un'energia e B la parte di essa che può diventare lavoro. La differenza tra le due quantità è energia persa.

$$B = Q_1 - \left(Q_1 \frac{T_1}{T_0}\right) \rightarrow \text{calore perso}$$

CICLI DIRETTI A GAS

PREMESSE:

Esistono in generale due famiglie di cicli diretti: i cicli a GAS e i cicli a VAPORE. Lo scopo di questi cicli è trasformare il calore in lavoro e, utilizzando i processi ciclici si può riutilizzare il fluido un numero indefinito di volte.

Il calore fornito al fluido operativo può essere dato da una sorgente esterna (che non è a contatto col fluido) o interna.

Le principali sorgenti sono date da combustibili fossili, nucleari, radiazione solare ecc..

CLASSIFICAZIONE IMPIANTISTICA

- MACCHINE MONDCOMPONENTE: tutte le trasformazioni avvengono in un unico componente
- MACCHINE MULTICOMPONENTE: le trasformazioni avvengono in componenti diverse (sono dette macchine di deflusso)

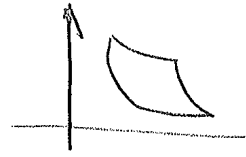
IPOTESI SEPARATIVE

- Trasformazioni reversibili
- Condizioni stazionarie
- $\Delta p_p = \Delta p_c = 0$
- Fluido utilizzato: aria standard
- Calori specifici costanti.

CICLI DIRETTI A GAS

CICLO CARNOT

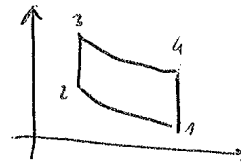
2 ADIABATICHE
2 ISOTERMICHE



$$\eta = 1 - \frac{T_{min}}{T_{max}}$$

CICLO OTTO

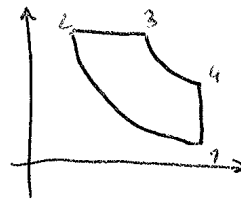
2 ISOCORE
2 ADIABATICHE



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

CICLO DIESEL

2 ADIABATICHE
1 ISOCORA
1 ISOBARA



$$\eta = 1 - \frac{1}{\gamma} \frac{(T_4 - T_1)}{(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{1}{\gamma} \frac{v_2^{1-\gamma} (v_1^\gamma - 1)}{(v_1^\gamma - 1)}$$

$$\pi_v = \frac{V_{MAX}}{V_{MIN}}$$

(compressione adiabatica)

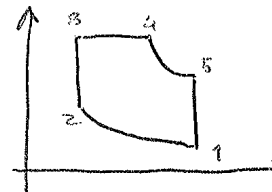
$$\pi_i = \frac{V_{fine\ ins.}}{V_{inizio\ ins.}}$$

(insieme lavoro)

$$\pi_p = \frac{P_{MAX}}{P_{MIN}} \text{ (compressione adiab.)}$$

CICLO SABATHE

2 ADIABATICHE
2 ISOCORE
1 ISOBARA

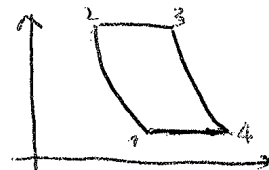


$$\eta = 1 - \frac{T_5 - T_1}{T_3 - T_2 + \alpha(T_4 - T_3)}$$

CICLO JOULE IDEALE

(multicompon.)

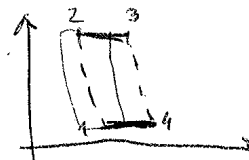
2 ADIABATICHE
2 ISOBARE



$$\eta = 1 - \frac{T_1}{T_2} = 1 - \left(\frac{\pi_p}{\gamma}\right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}}$$

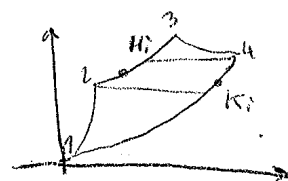
CICLO JOULE REALE

2 ADIABATICHE
2 ISOBARE



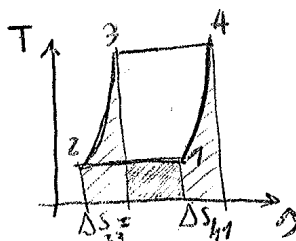
$$\eta = \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2}$$

CICLO JOULE RIGENERAZ.



$$\eta_{RIG} = 1 - \frac{T_2 - T_1}{T_3 - T_4}, \quad \epsilon = \frac{T_H - T_2}{T_4 - T_2}$$

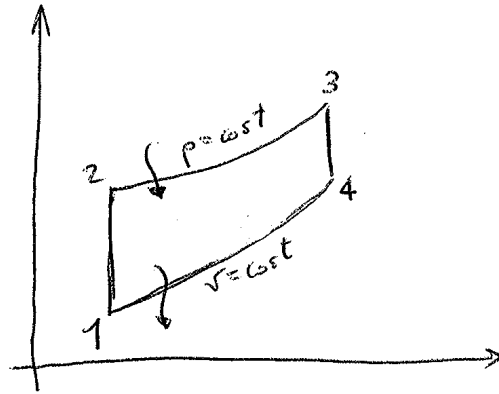
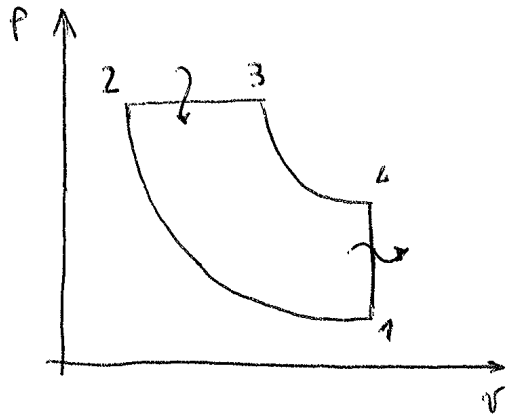
CICLO STIRLING



2 ISOTERMICHE
2 ISOCORE

$$\eta = 1 - \frac{T_{MIN}}{T_{MAX}} \text{ (utilizzo } Q = \int T ds \text{)}$$

CICLO DIESEL IDEALE



$$\eta_{\text{DIESEL}} = 1 - \frac{|Q_{41}|}{|Q_{23}|} = 1 - \frac{c_v (T_4 - T_1)}{c_p (T_3 - T_2)}$$

$$\eta_{\text{DIESEL}} = 1 - \frac{1}{\gamma} \left(\frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} \right) = \eta_{\text{DIESEL}} = 1 - \frac{1}{\gamma} \left[\frac{T_1}{T_2} \left(\frac{T_4}{T_1} - 1 \right) \right]$$

- Il rendimento si può scrivere in termini di RAPPORTO VOLUMETRICO DI INTRODUZIONE

$$\tau_i = \frac{v_{\text{fine iniezione}}}{v_{\text{inizio iniezione}}} = \frac{v_3}{v_2}$$

- * $\frac{T_3}{T_2}$ fa riferimento a $P = \text{cost} \Rightarrow \frac{v}{T} = \text{cost}$

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{v_3}{v_2} = \tau_i \quad (I)$$

- * $\frac{T_4}{T_1}$ fa riferimento a $v = \text{cost} \Rightarrow \frac{P}{T} = \text{cost}$

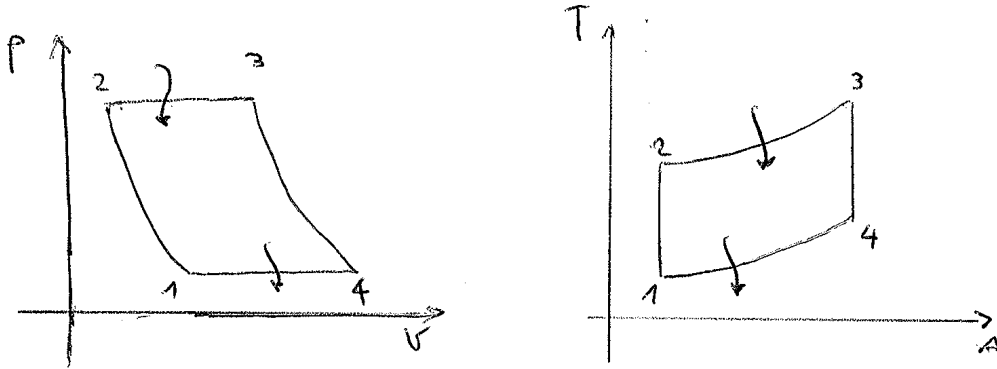
$$\frac{T_4}{T_1} = \frac{P_4}{P_1} = \frac{P_3 \left(\frac{v_3}{v_4} \right)^\gamma}{P_2 \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^\gamma}$$

TRASF. ADIABATICHE

Psichi $v_1 = v_4$ e $P_2 = P_3$ $\frac{T_4}{T_1} = \left(\frac{v_3}{v_2} \right)^\gamma = \tau_i^\gamma \quad (II)$

* $\frac{T_1}{T_2} = \tau_v^{1-\gamma} \quad (III)$ dal ciclo di Otto

CICLO JOULE IDEALE



$$\eta_J = 1 - \frac{|Q_{ul}|}{|Q_{23}|} = 1 - \frac{c_p(T_4 - T_1)}{c_p(T_3 - T_2)} \quad \eta_J = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2}$$

- Posso applicare la regola del proietto in croce $\frac{T_4}{T_1} = \frac{T_3}{T_2}$

$$\boxed{\eta_J = 1 - \frac{T_1}{T_2}}$$

- Il rendimento si può scrivere in termini di RAPPORTO MANOMETRICO DI COMPRESSIONE

$$\pi_p = \frac{P_{MAX}}{P_{MIN}} = \frac{P_2}{P_1}$$

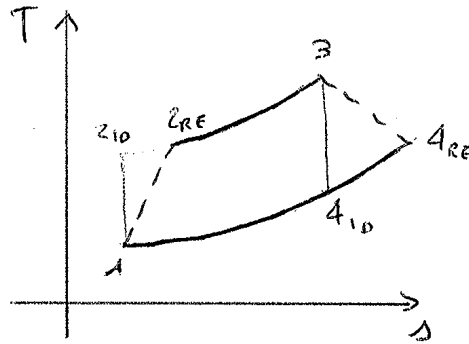
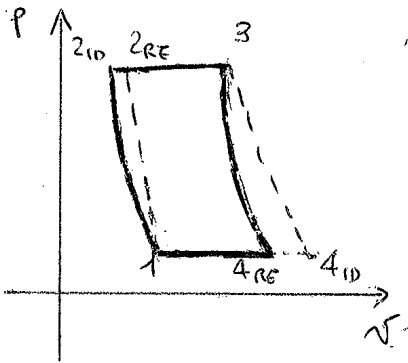
Richi per le trasformazioni adiabatiche $P^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} T = \text{cost}$

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

$$\boxed{\eta_J = 1 - (\pi_p)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}}} \quad [\eta_J \propto \pi_p]$$

CICLO JOULE REALE

Consideriamo un ciclo Joule con attriti nel compressore e nella turbina. Tali attriti sono responsabili di irreversibilità interna.



Dato che le trasformazioni che avvengono nel compressore e nella turbina sono irreversibili

$$\eta_{JRE} = 1 - \frac{|Q_{4R,1}|}{|Q_{2R,1}|}$$

$$\eta_{JRE} = 1 - \frac{T_{4R} - T_1}{T_3 - T_{2R}}$$

$$\Delta S = \frac{dq}{T} + \sum_{IRR} > 0$$

Le trasformazioni adiabatiche da isentropiche diventano processi in cui Δs aumenta.

FORMULAZIONE DEI RENDIMENTI ISENTROPICI

$$\eta = \frac{\eta_{tu}^{is} (T_3 - T_{4i}) - (T_{2i} - T_1)}{T_3 - \left(T_1 + \frac{T_{2i} - T_1}{\eta_{co}^{is}} \right)}$$

Come si può evidenziare dal grafico, se fosse un rigeneratore ideale tutto il calore ceduto dalla trasformazione 4-Ki verrebbe acquistato nella trasformazione 2-Hi, i fluidi raggiungerebbero una temperatura T_4 e i fumi di scarico verrebbero raffreddati fino a T_2 . In altre parole

$$T_{Hi} = T_4 \quad \text{e} \quad T_{Ki} = T_2$$

$$\eta_{RIG}^J = 1 - \frac{|q_{K1}|}{|q_{H3}|} = 1 - \frac{c_p(T_K - T_1)}{c_p(T_3 - T_H)}$$

$$\eta_{RIG}^J = 1 - \frac{T_K - T_1}{T_3 - T_H}$$

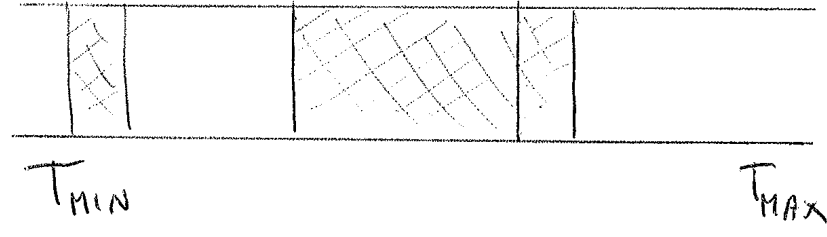
$$\eta_{RIG}^J = 1 - \frac{T_2 - T_1}{T_3 - T_4}$$

EFFICIENZA DI UN RIGENERATORE

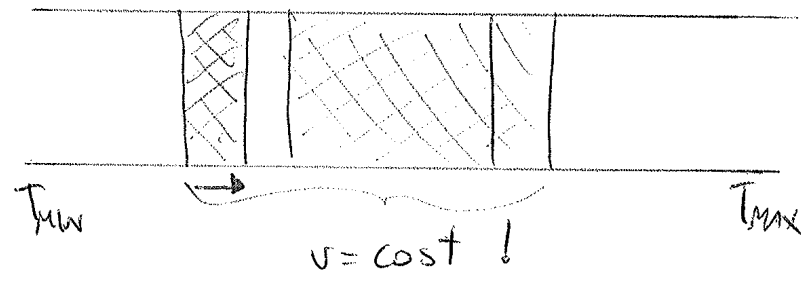
$$\epsilon_{RIG} = \frac{\Delta h_{REALE}}{\Delta h_{IDEALE}} = \frac{T_H - T_2}{T_4 - T_2}$$

SCHEMA IPERBOLICO DI STIRLING

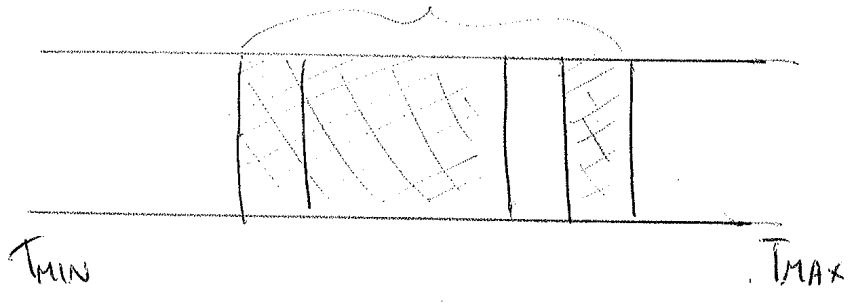
①



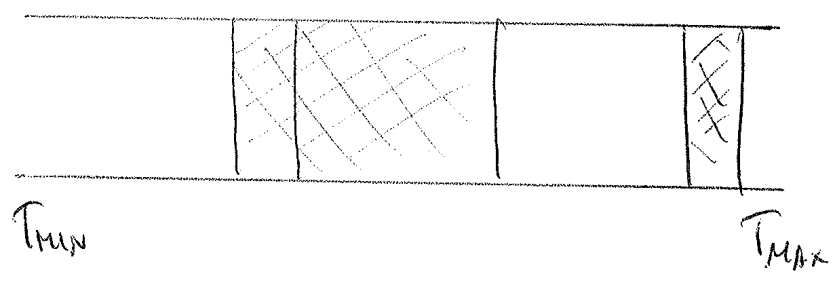
②
COMPRESSIONE
ISOTERMA



③
ACQUISTA Q
A V = COST



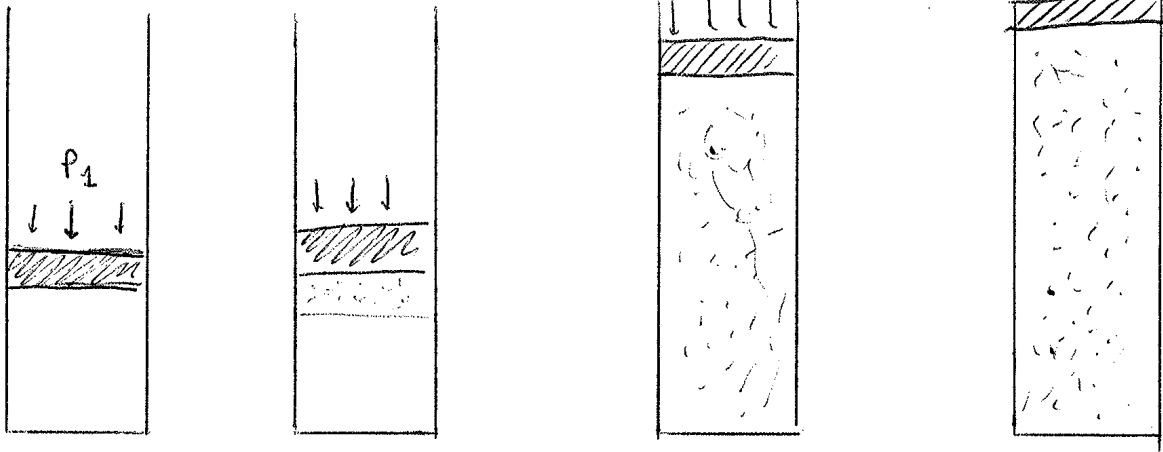
④
ESPANSIONE
ISOTERMA
(ACQUISTA Q
DA TMAX)



I pistoni
trabono
verso sinistra
& v = cost.

SISTEMA UTILIZZATO:

sistemi cilindro-pistone a $p = \text{cost.}$



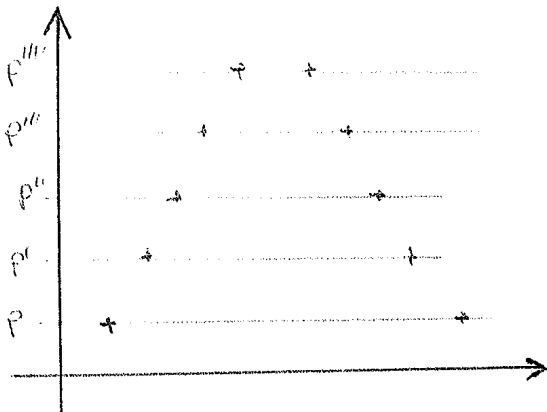
1-2 fornisco calore a $p = \text{cost.}$ \rightarrow T aumenta, v aumenta.
 T aumenta fino a 100°C

2-3 la temperatura smette di aumentare finché non si sono rotti tutti i legami tra le molecole e tutto il liquido non è diventato gas $\rightarrow v$ aumenta

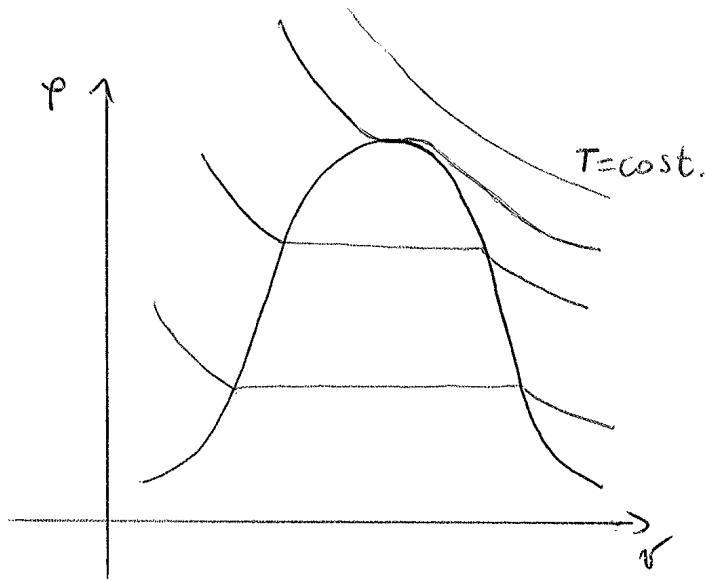
3-4 Dopo che tutto il liquido è diventato gas la temperatura riparte da $T_3 = 100,01^\circ\text{C}$ e nuovamente sia T che v aumentano

A pressione variabile

Se faccio questo esperimento a pressioni diverse ottengo ogni volta un diverso intervallo in cui avviene l'evaporazione.



Al di sotto dell'isobara critica la transizione di fase è distinguibile, lungo di essa avviene in modo netto (c) e sopra di essa non si riesce più a distinguere il liquido dal vapore.



La temperatura rimane costante durante l'ebollizione.

TITOLO DEL VAPORE

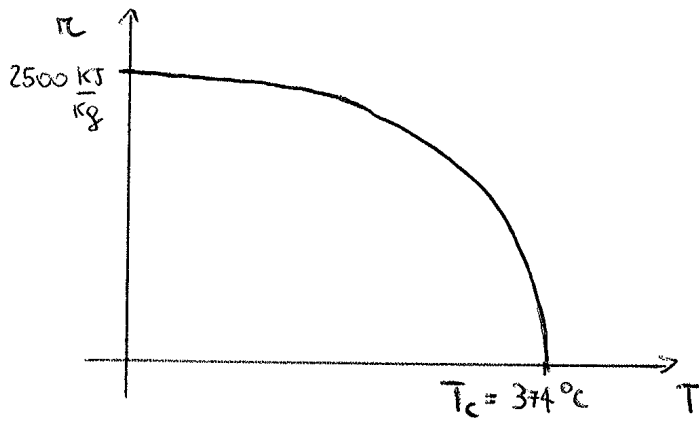
In che misura è presente una fase rispetto l'altra nella zona liquido-vapore?

Si definisce TITOLO DEL VAPORE x la quantità

$$x = \frac{M_v}{M_{TOT}} = \frac{M_v}{M_v + M_L}$$

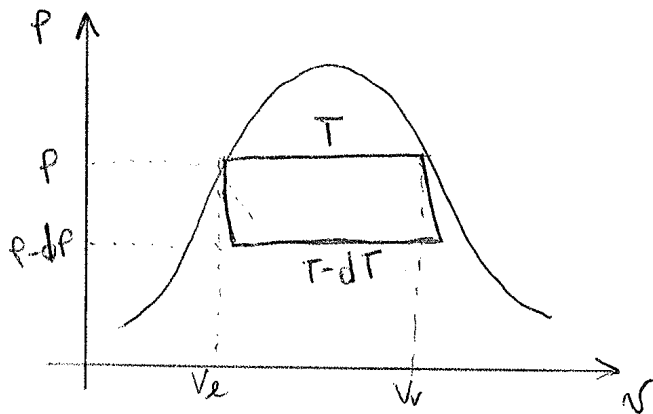
x varia tra 0 e 1 quando la miscela passa da solo liquido a solo gas.

Diagramme del calore latente d'evaporazione per H_2O



EQUAZIONE DI CLAUDIUS-CLAPEYRON

Collega calori latenti alle coordinate termodinamiche



Se T la temperatura alla quale vogliamo calcolare r . Se consideriamo due isobare P e $P-dP$ e le collegiamo con due adiabotiche otteniamo un ciclo di Carnot. Per $dT \rightarrow 0$ l'area del ciclo (approssimabile a un rettangolo) è uguale al lavoro netto

$$L_{\text{netto}} = (v_V - v_e) dP$$

Mentre il calore fornito è uguale al calore latente

$$Q_{\text{fornito}} = r$$

$$\eta = \frac{(v_V - v_e) dP}{r} = \overset{\text{carnot}}{1 - \frac{T_{\text{MIN}}}{T_{\text{MAX}}}} = 1 - \frac{T-dT}{T} = \frac{dT}{T}$$

$$r = (v_V - v_e) T \frac{dP}{dT}$$

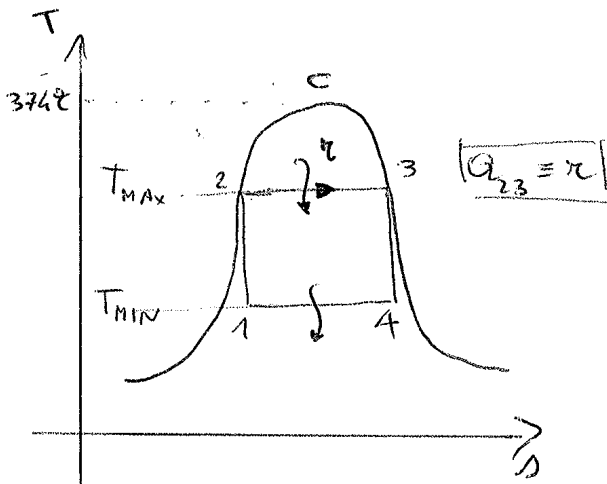
CICLI DIRETTI A VAPORE

- FLUIDO OPERATIVO: vapore / liquido / miscela
- La sorgente di calore è sempre esterna (si usa uno scambiatore)
- Macchine multicomponenti
- Fluido più diffuso: H_2O (si userebbe anche l'olio ma nei cicli a vapore si sfruttano i cambi di stato e l'olio cambia stato a $-140^\circ C$)

VINCOLI TECNOLOGICI GENERALI

- Per scambiare calore (Q) uso gli scambiatori (a $P = \text{cost!}$)
- Per dare lavoro ($L < 0$) uso compressori o pompe
(fase gassosa) (fase liquida)
- Per produrre lavoro ($L > 0$) uso turbine e vapore

CICLO DI CARNOT A VAPORE

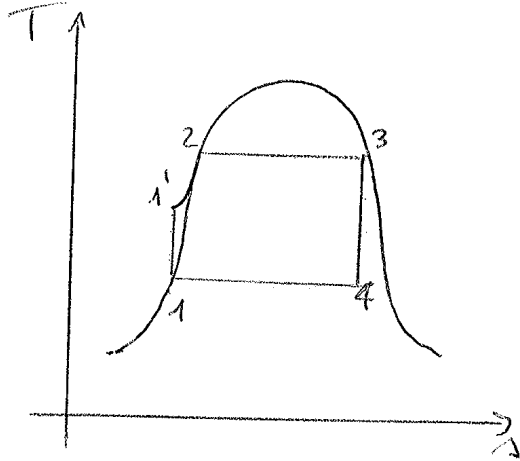


Gli scambiatori lavorano a pressione costante ma Carnot dice anche che deve avvenire su un'isoterma: le isoterme devono coincidere con le isobare e questo accade solo nelle zone di miscela del diagramma $p-T$

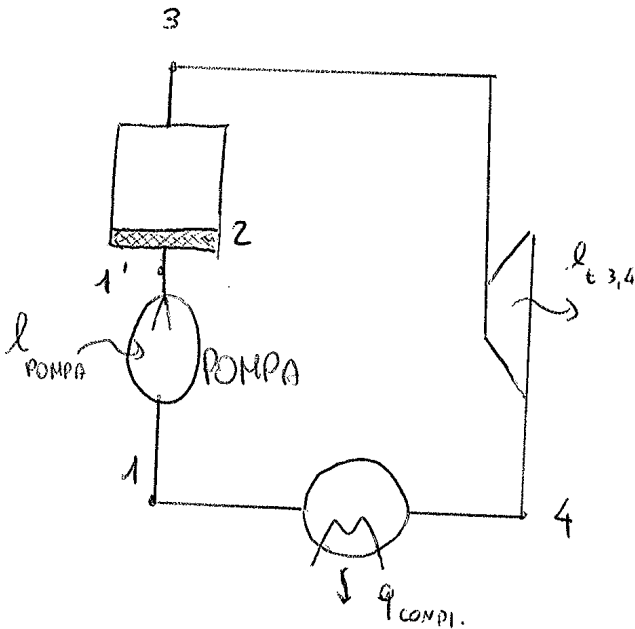
CICLI RANKINE

Variations del ciclo di Carnot che permettono di superare alcune problematiche

CICLO DI RANKINE A VAPORE SATURO

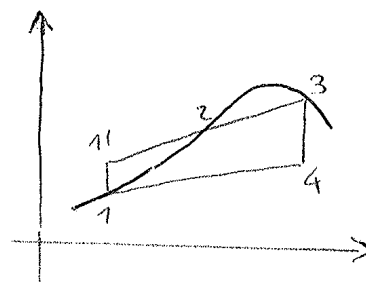


Modifica al ciclo di Carnot per quanto riguarda la trasformazione 4-1 facendo procedere la condensazione fino a quando non otteniamo il liquido saturo. Poi il fluido viene compresso fino a 1' e da 1' e 2 fornisco calore finché non riottengo il liquido saturo.

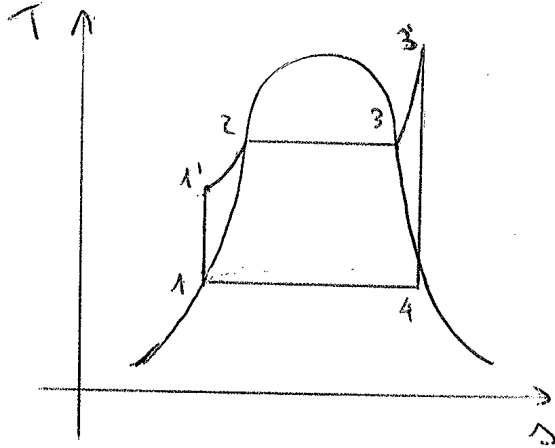


N.B. Uso la POMPA e non il COMPRESSORE perché il fluido è in fase liquida totalmente.

Diagramme di Mollier



CICLO RANKINE A VAPOR SURRISCALATO (o ciclo di HIRM)



Modifica il ciclo andando a inserire un'ulteriore cessione di calore al fluido da 3 a 3'. Il fluido raggiunge quindi una temperatura T_3 (più alta del ciclo e vapore saturo) e poi entra nella turbina espandendosi e cedendo lavoro fino all'isobara $P = P_{4'} = P_4 = P_1$.

$$\eta_{HIRM} = 1 - \frac{T_1}{T_{MED}} > \eta_{VAP. SAT.}$$

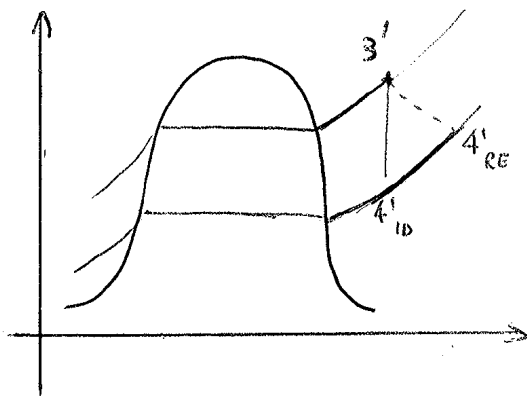
$$T_{MED} = \langle T_{1'3'} \rangle,$$

$$\langle T_{1'3'} \rangle > \langle T_{13} \rangle$$

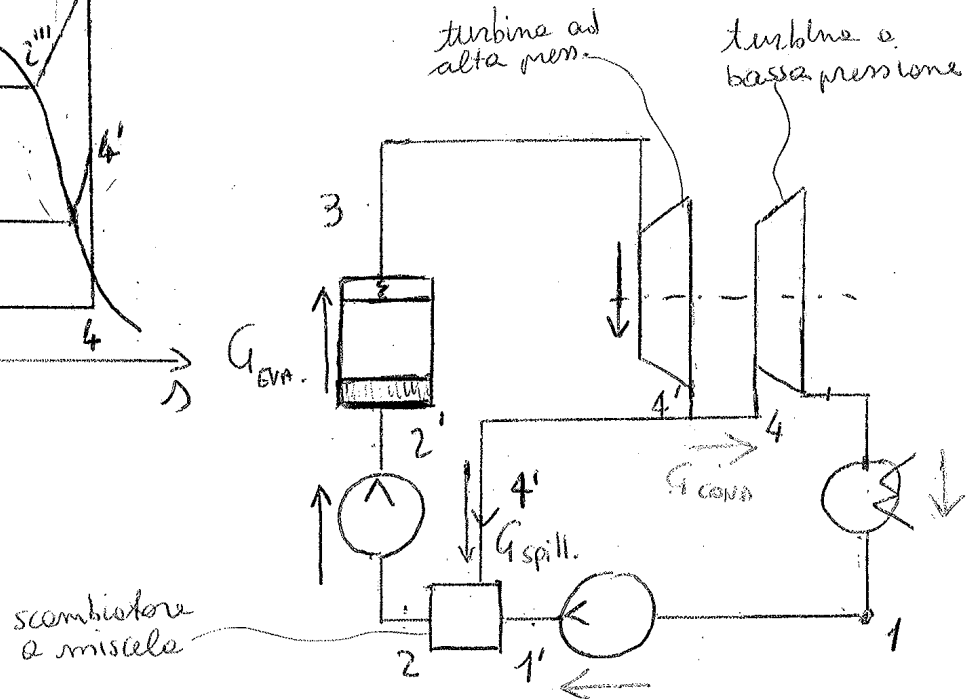
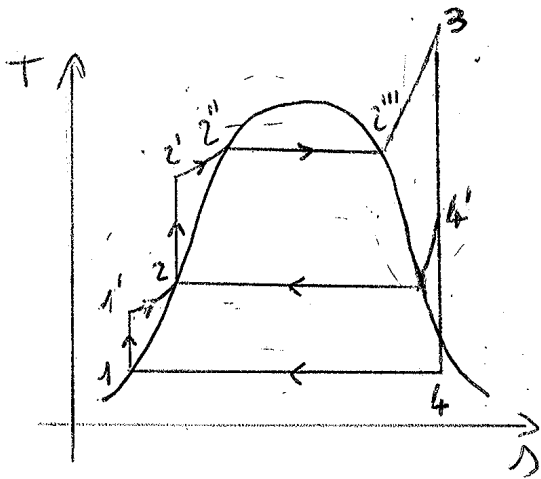
PROBLEMI TECNICI

Nell'ingresso nelle turbine i vapori surriscaldati raggiungono temperature molto elevate, e i materiali di cui è costituita devono resistere.

ANALISI DELLE TURBINE REALI



• RIGENERAZIONE FRAZIONATA



$$\eta = \frac{W_{34'} + W_{4'4} - (|W_{1'1}| + |W_{22'}|)}{\Phi_{2'3}}$$

$$\eta = \frac{Q_{EVA} (h_3 - h_{4'}) + Q_{CON} (h_{4'} - h_4) - [Q_{CON} (h_{2'} - h_2) + Q_{EVA} (h_{2'} - h_2)]}{Q_{EVA} (h_3 - h_2)}$$

$$\begin{cases} Q_{EVA} = Q_{CON} + Q_{SPI} \\ Q_{EVA} \cdot h_2 = Q_{CON} h_{4'} + Q_{SPI} \cdot h_{4'} \end{cases}$$

$$Q_{EVA} \cdot h_2 = Q_{CON} h_{4'} + (Q_{EVA} - Q_{CON}) h_{4'}$$

$$Q_{EVA} (h_2 - h_{4'}) = Q_{CON} (h_{4'} - h_{4'})$$

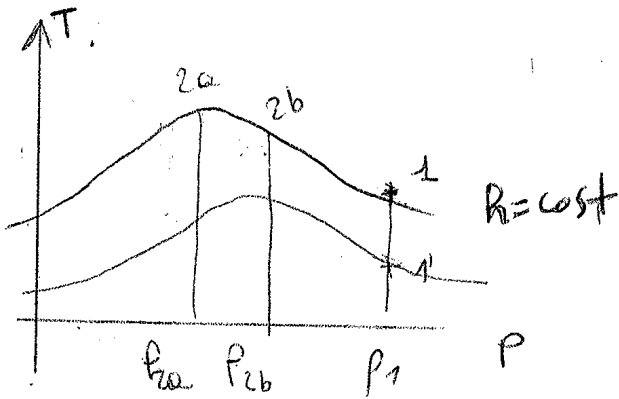
$$\frac{h_2 - h_{4'}}{h_1 - h_{4'}} = \frac{Q_{CON}}{Q_{EVA}}$$

DESCRIZIONE RIGENERAZIONE FRAZIONATA

- (1-1') Compressione fino alla pressione intermedia
 $P = P_{1'} = P_2 = P_4$
- (1'-2) Fluido entra nello scambiatore a miscela, dove si miscela con del fluido insonso e a temperatura molto alta uscente dalle turbine ad alta pressione.
- (2-2') Compressione fino alla pressione alta $P = P_2 = P_{2''} = P_{2'''} = P_3$
- (2'-2'') Fornisce calore al fluido per portarlo allo stato di liquido saturo
- (2''-2''') Fornisce il calore latente d'evaporazione al fluido in modo che si abbia la completa evaporazione del fluido.
- (2'''-3) Ulteriore riscaldamento del gas
- (3-4') Il vapore surriscaldato entra nella turbina ad alta pressione, dove si espande producendo lavoro, fino alla pressione intermedia $P = P_{4'} = P_2 = P_{2'}$. A questo punto una parte di fluido è mandata nel miscelatore per mischiarsi col fluido in uscita dal primo compressore e scaldarlo. L'altra parte di fluido è mandata nella turbina a bassa pressione dove si espande producendo lavoro fino alla pressione iniziale $P_{4''} = P_1$
- (4''-1) Condensazione fino allo stato iniziale

- ⇒ • Pressione diminuisce
- Entalpia costante
- Entropia cresce

DIAGRAMMA T-P

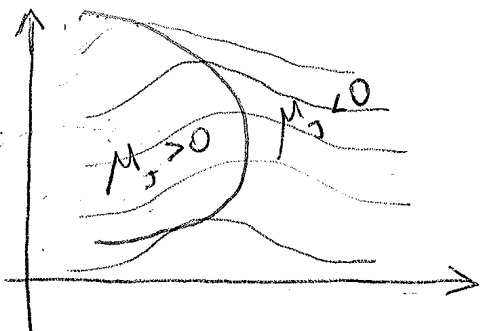
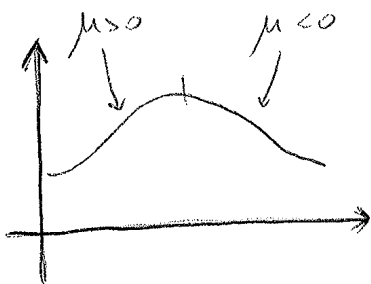


La variazione di temperatura al variare di p può essere maggiore o minore di zero.

Si definisce COEFFICIENTE DI JOULE-THOMPSON

$$\mu_J = \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_h$$

← Permette di distinguere le zone a raffreddamento da quelle a riscaldamento



Se si uniscono i massimi di queste curve si ottiene la CURVA DI INVERSIONE (o di Boyle) che divide i due piani.

- $\mu_J > 0 \rightarrow \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_h > 0$ se p diminuisce anche T diminuisce
- $\mu_J < 0 \rightarrow \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_h < 0$ se p diminuisce, T aumenta

Se applico questa teoria ai gas ideali ottengo sempre $\mu_j = 0$.
 In effetti se gli attriti sono bassi $\mu_j \rightarrow 0$.

I cicli inversi hanno un duplice scopo

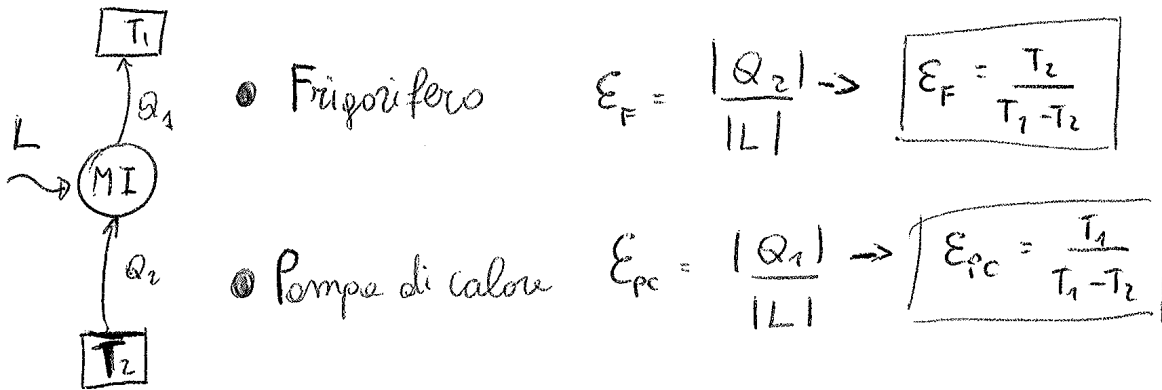
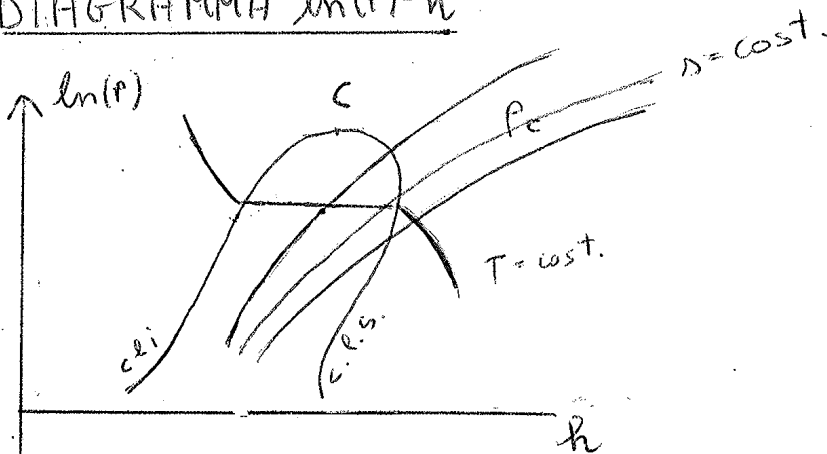
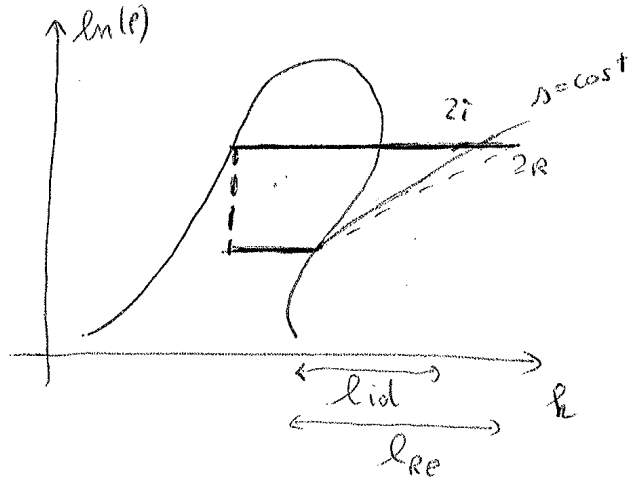
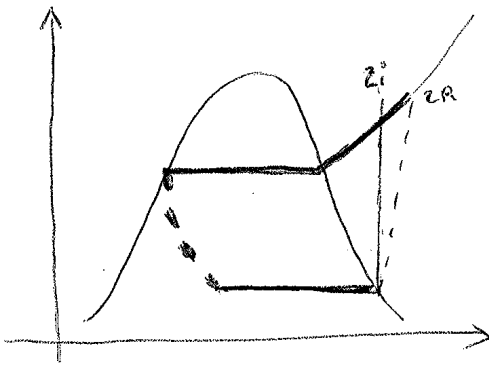


DIAGRAMMA $\ln(P)$ - h



IRREVERSIBILITÀ DOVUTE AGLI ATTRITI DI COMPRESSIONE

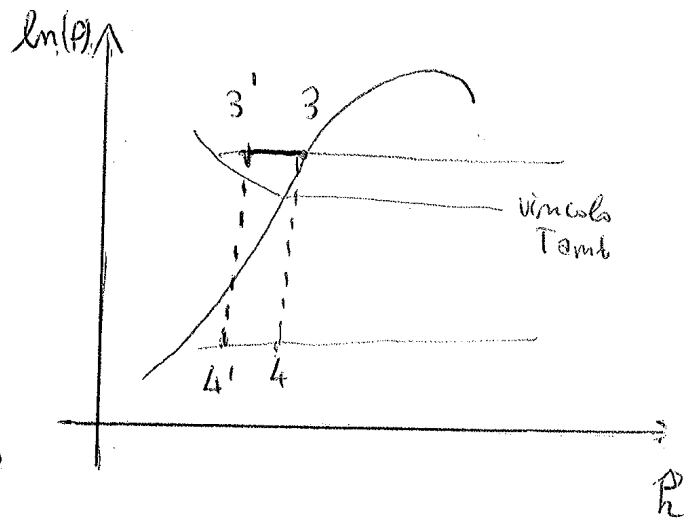
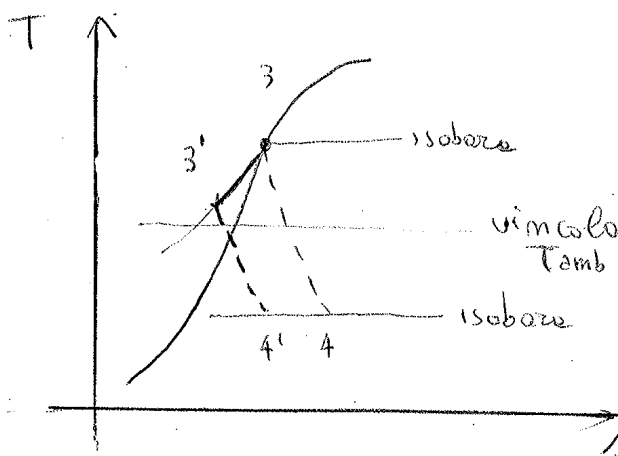


$$\eta_{is} = \frac{|l_{id}|}{|l_{re}|} = \frac{h_{2i} - h_1}{h_{2R} - h_1}$$

MODIFICHE al ciclo inverso a semplice compressione di vapore

• Sottoraffreddamento

Si può cedere calore all'esterno (ambiente) fino a quando la temperatura del fluido è cioè uguale alla temperatura dell'ambiente (oltre non si può andare!)

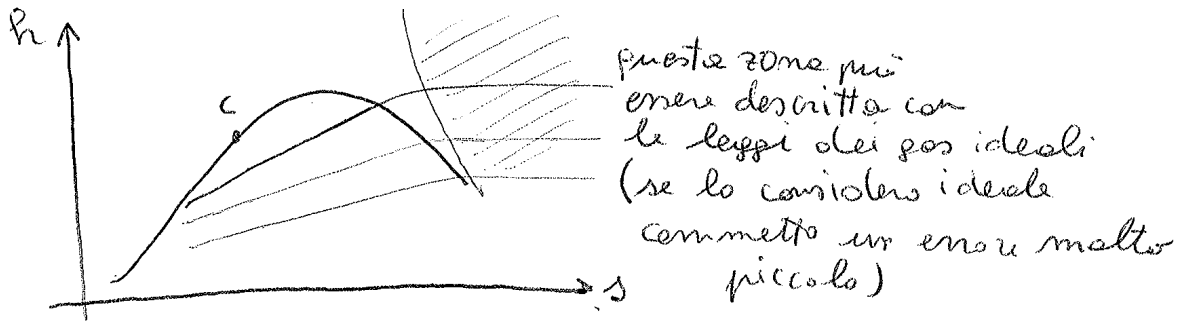


AUMENTA L'EFFICIENZA E_{FR} perché
aumenta Q_{41} a parità di L_{12}

PREMESSE ALLA PSICROMETRIA

LEGGI PER LE MISCELE IDEALI

- Modello di gas ideale (valido se siamo lontani dal punto critico): ogni gas deve avere comportamenti ideale



Applichiamo la REGOLA DELLE FASI ad una miscela di N gas ideali:

$$V = C - F + 2$$

se $F = 1, C = N \Rightarrow \boxed{V = N + 1}$

\Rightarrow Il numero di variabili indipendenti che servono per descrivere la miscela sono $N+1$, ovvero T, P e le altre $N-1$ che danno inform. sulle singole quantità.

DEFINIZIONI PER LE MISCELE

$$m_{TOT} = \sum_{i=1}^N m_i$$

$$M_{TOT} = \sum_{i=1}^N M_i$$

• FRAZIONE MOLARE

$$y_i = \frac{m_i}{m_{TOT}}$$

• MASSA MOLECOLARE

$$MM = \sum_{i=1}^N y_i MM_i$$

• FRAZIONE IN MASSA

$$z_i = \frac{M_i}{M_{TOT}}$$

• COSTANTE D'ELASTICITÀ

$$R_{mis}^* = \frac{R}{MM_{mis}}$$

PSICROMETRIA

Studio delle proprietà e delle trasformazioni dell'aria umida - L'aria umida è una miscela di aria secca e acqua gassosa. I gas dell'aria secca sono considerati IDEALI (punti lontani dal punto critico, quindi NONCONDENSABILI) mentre l'H₂O gassosa è considerato come condensabile (punti in condizioni vicine al punto critico)

APPLICAZIONI

- Condizionamento ambientale dei locali
- Processi industriali
 - Lavorazione carta
 - Lavorazione pelli, tessuti, legno
- Conservazione
 - Formaggi
 - Ortofrutticoli
 - Opere d'arte

ARIA SECCA

	γ_i	MM _i
N ₂	78	28
O ₂	21	32
Ar	1	40
Altri gas	TRASCURABILI	-

$$MM_{aria} = \sum_{i=1}^3 MM_i \gamma_i = 28,76 \text{ kg/kmol}$$

$$R_{aria}^* = 287 \frac{\text{J}}{\text{kg K}}$$

$$R_{vap}^* = 461,63 \frac{\text{J}}{\text{kg K}}$$

ACQUA

- Stato di vapore surrisc.
- Temperature -10 ÷ 50°

UMIDITÀ RELATIVA

$$\phi = \frac{M_v}{M_{vs}} = \frac{P_v}{P_{vs}}$$

ϕ è massimo quando siamo nelle condizioni di vapore saturo secco.

Possiamo riscrivere x in termini di ϕ

$$x = 0,622 \frac{\phi P_{vs}}{P_{TOT} - \phi P_{vs}}$$

ENTALPIA DELL'ARIA UMIDA

$$H_{a.v.} = H_{a.s.} + H_v \quad (\text{l'entalpia è estensiva})$$

$$h_{a.v.} M_{AS} = M_{AS} h_{AS} + M_v h_v$$

La massa totale è paragonabile a quella dell'aria secca

$$h_{a.v.} = \frac{M_{AS}}{M_{AS}} h_{AS} + \frac{M_v}{M_{AS}} h_v$$

$$h_{a.v.} = h_{AS} + x h_v$$

Per i gas ideali $\Delta h_v = c_p (T_v - T_0) \rightarrow h_v = \tau_0 + c_p (T_v - T_0)$,
 dove τ_0 è il salto d'entalpia per passare da h_0 allo stato di vapore saturo secco.

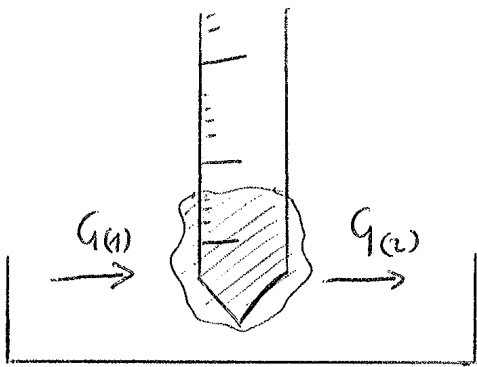
$$h = \underset{h_{A.S.}}{\underbrace{c_A T}} + x (\tau_0 + c_{vap} T)$$

$$c_A = 1 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}_A \text{K}}$$

$$\tau_0 = 2,5 \cdot 10^3 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}_v}$$

$$c_v = 1,9 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}_v \text{K}}$$

TEMPERATURA AL BULBO UMIDO



Attraversando una gamma imbevuta di H_2O che avvolge un termometro, l'aria cattura dell' H_2O liquida e la trasforma in vapore; per farlo deve cedere calore e quindi raffreddarsi. La T_z è detta temperatura al bulbo umido

N.B. La temperatura al bulbo umido e quella di saturazione adiabatica coincidono!

VOLUME SPECIFICO DELL'ARIA UMIDA

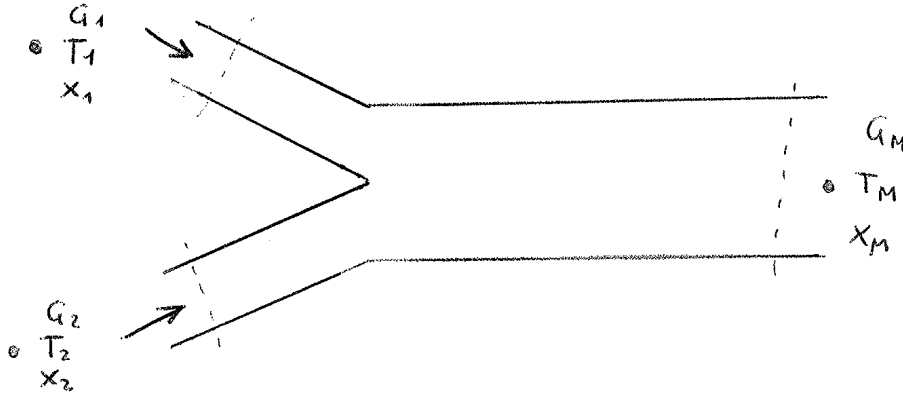
$$V_{AU} = V_{AS} + V_V = \frac{M_{AS} R_{AS}^* T}{P_{TOT}} + \frac{M_V R_V^* T}{P_{TOT}}$$

$$v_{AU} = \frac{M_{AS}}{M_{AS}} \frac{R_{AS}^* T}{P_{TOT}} + \frac{M_V}{M_{AS}} \frac{R_V^* T}{P_{TOT}}$$

$$v_{AU} = \frac{T}{P_{TOT}} (R_{AS}^* + x R_V^*)$$

TRASFORMAZIONI DELL'ARIA UMIDA

① MISCELAZIONE ADIABATICA DI 2 PORTATE D'ARIA IN CONDIZIONI DIVERSE



$$\rightarrow G_{AS1} + G_{AS2} = G_{ASM}$$

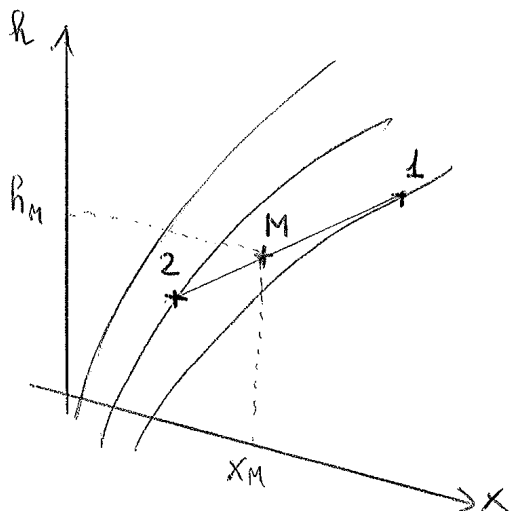
$$\rightarrow G_{V1} + G_{V2} = G_{VM} \quad \Rightarrow \quad G_{AS1} x_1 + G_{AS2} x_2 = G_{ASM} x_M$$

$$\rightarrow G_{AS1} h_1 + G_{AS2} h_2 = G_{ASM} h_M$$

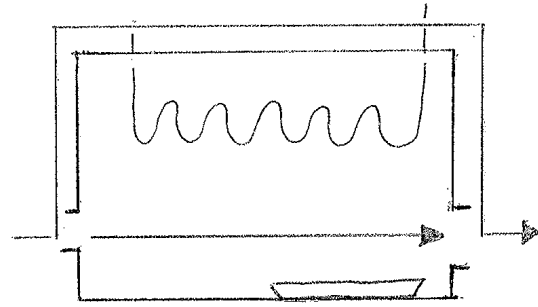
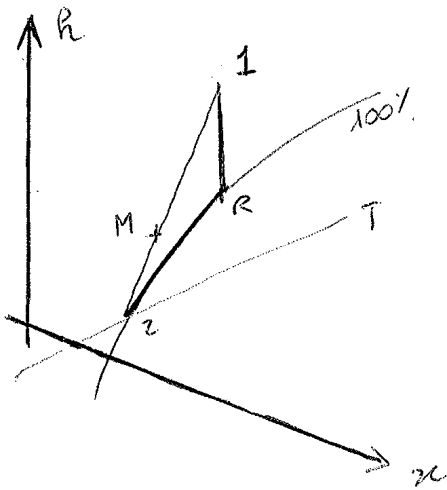
$$x_M = \frac{G_1 x_1 + G_2 x_2}{G_1 + G_2}$$

$$h_M = \frac{G_1 h_1 + G_2 h_2}{G_1 + G_2}$$

● Il punto M sta nel diagramma di Mollier sulle congiungente tra i punti (x_1, h_1) e (x_2, h_2) . Più G_2 è grande più M sarà vicino a 2 e viceversa.



RAFFREDDAMENTO CON DEUMIDIFICAZIONE



CASO IDEALE

Se si raffredda fino a $\phi=100\%$ si arriva alla condizione in cui il vapore inizia a condensare (cioè quando $T=T_R$). Se raffreddo ulteriormente le trasformo. Continuo ad andare sulla curva $\phi=100\%$. \Rightarrow oltre al raffreddamento avviene una condensazione, (in fatti x diminuisce) che mantiene $\phi = cost. = 100\%$ ed diminuire di T .

CASO REALE

$$Q = Q' + Q''$$

Una parte dell'aria bypassa la serpentina e poi

Definizione I

$$f_{BP} = \frac{Q'}{Q}$$

fattore di bypass

$$Q' = f_{BP} \cdot Q$$

$$Q'' = (1 - f_{BP}) \cdot Q$$

$$x_M = \frac{Q' x_1 + Q'' x_2}{Q}$$

$$h_M = \frac{Q' h_1 + Q'' h_2}{Q}$$

$$x_M = \frac{(f_{BP} \cdot Q) x_1 - [(1 - f_{BP}) \cdot Q] x_2}{Q} = \left[f_{BP} x_1 + (1 - f_{BP}) x_2 = x_M \right]$$

$$h_M = f_{BP} h_1 + (1 - f_{BP}) h_2$$

TRASMISSIONE DEL CALORE

Nell'analisi della trasmissione sono importanti due aspetti:

- La rapidità con cui avviene lo scambio
- La distribuzione della temperatura nei sistemi

ESEMPI

- Thermos chiuso
- Riscaldamento degli edifici
- Produzione del lavoro
- Riscaldamento / Raffreddamento fluidi
- Raffreddamento dispositivi elettrici / elettronici
- Isolamento termico degli edifici

MECCANISMI DI SCAMBIO TERMICO

- **CONDUZIONE** trasmissione del calore che avviene all'interno dei corpi solidi (o anche nei fluidi) senza moti macroscopici di materia.
- **CONVEZIONE** trasmissione del calore che avviene con movimento relativo macroscopico delle particelle dei fluidi
- **IRRAGGIAMENTO** trasmissione del calore attraverso le onde elettromagnetiche (è l'unica possibilità per trasmettere calore, e più in generale energia, nel vuoto, dove non c'è materia).

Se si verificano contemporaneamente più fenomeni di trasmissione del calore si parla di **CONCOMITANZA**.

Tra i vari fenomeni che possono verificarsi contemporaneamente studieremo quello **PREVALENTE** dal punto di vista ingegneristico

$$\Phi = - \lambda A \frac{dT}{ds}$$

dove λ è detta
CONDUTTIVITÀ TERMICA
DEL MEZZO

Il segno meno serve per far rispettare il secondo principio:
Il flusso termico va spontaneamente da $T+dT$ a T , ovvero
è diretto come $-\vec{n}$.

$$q = - \lambda \frac{dT}{ds}$$

Espressione delle legge di
Fourier in termini di q

SIGNIFICATO FISICO DI λ

Potenza per unità di area trasmessa in uno spessore unitario
con un salto di temperatura unitario \Rightarrow maggiore è λ
a parità di dT , ds e superficie A , maggiore è il flusso.

$$\lambda = - \left(\frac{d}{A} \right) \frac{ds}{dT} \quad \frac{W}{m^2} \cdot \frac{m}{K} = \frac{W}{m K}$$