



Appunti universitari

Tesi di laurea

Cartoleria e cancelleria

Stampa file e fotocopie

Print on demand

Rilegature

NUMERO: 2123A-

ANNO: 2017

A P P U N T I

STUDENTE: Punzi Angelo

**MATERIA: Termodinamica applicata e trasmissione del calore
(Teoria + esercizi) - 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.**

Termodinamica

3/03/15

Consideriamo un corpo:



corpo omogeneo

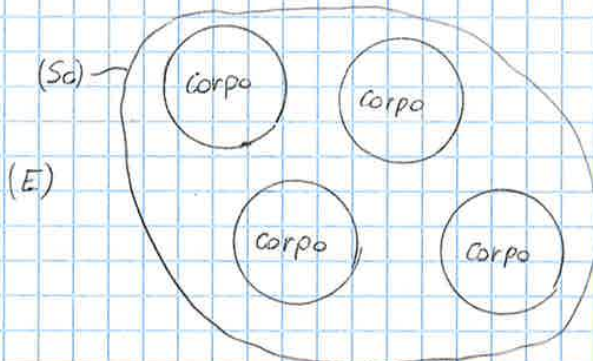
corpo: quantità di materia caratterizzata da una posizione nello spazio, che dal punto di vista della termodinamica è caratterizzato da una serie di proprietà fisiche che lo definiscono.

Generalmente questa quantità di materia (corpo) è caratterizzata, nella termodinamica classica, da un'ipotesi semplificativa l'ipotesi di omogeneità.

Per semplicità si considera che le proprietà termodinamiche siano omogenee.

L'Omogeneità: un corpo può essere definito omogeneo nello spazio, ma non nel tempo.

Consideriamo una serie di corpi ed isoliamo lo spazio che li delimita. Questi corpi sono tutti corpi omogenei, ogni corpo è un'aggregazione di materia (che è caratterizzato da proprietà omogenee). Un'aggregazione di più corpi è definito **sistema termodinamico**.



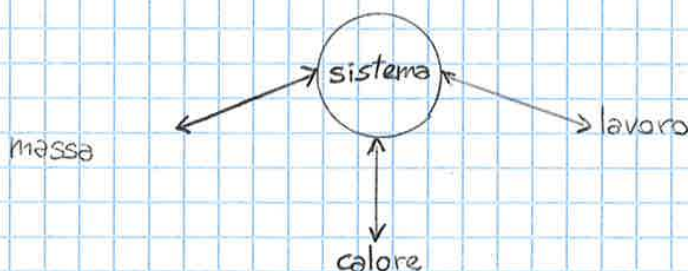
sistema termodinamico (S).

La superficie che separa il sistema termodinamico dall'esterno è definita **sistema di contorno**. (S_c).

L'esterno è definito come ambiente esterno (E).

L'unione tra ambiente esterno e sistema termodinamico è definito **Universo**.

Considero un sistema:



Equazione di stato: date n proprietà termodinamiche indipendenti (x_1, x_2, x_n) , e una proprietà termodinamica dipendente y .

Forma implicita: $F(y, x_1, x_2, \dots, x_n) = 0$

Forma esplicita: $y = f(x_1, x_2, \dots, x_n)$

Assiomi costitutivi: parliamo di equazioni assiomatiche, ovvero non derivanti dalla trattazione termodinamica ma da una teoria precedente. Costitutive, perché l'equazione di stato è legata alla specie chimica che costituisce il sistema.

Condizione di equilibrio di un sistema: è una condizione limite in cui, allo scorrere del tempo, il sistema termodinamico rimane inalterato.

$$x(t) = \begin{bmatrix} x_1(t) = \text{cost.} \\ x_2(t) = \text{cost.} \\ \vdots \\ x_n(t) = \text{cost.} \end{bmatrix} \quad \text{condizione di stazionarietà}$$

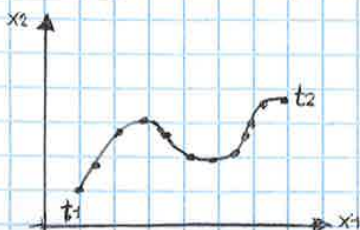
Nella realtà ci si può trovare nelle condizioni di transitorietà, ovvero una condizione in cui lo stato termodinamico varia nel tempo.

Processo Termodinamico: (P)

Sequenza di trasformazioni dello stato del sistema, (è una condizione di transitorietà). Sequenze di valori associati alle proprietà termodinamiche del sistema nel tempo.

$$x(t) = \begin{bmatrix} x_1(t) \\ x_2(t) \\ \vdots \\ x_n(t) \end{bmatrix}$$

Trasformazione: È una rappresentazione grafica degli stati termodinamici dal tempo t_1 al tempo t_2 .



La linea da t_1 a t_2 è una trasformazione termodinamica, la quale varia nel tempo in un processo P.

Grandezze che dipendono dal processo:

Sono grandezze definibili come associate non ad uno stato del sistema (ad un certo tempo t) ma ad un processo nella sua interezza. Queste proprietà non sono grandezze di stato, ma sono definite come azioni. Dove l'azione è un ~~legame funzionale~~ numero reale associato ad un legame funzionale da un processo.

$$a = a(P) \Rightarrow \text{legame funzionale generalizzato}$$

Dato che l'azione non è funzione di una variabile reale, non mi è possibile calcolarne la derivata.

Azioni: k funzioni del processo e non dello stato termodinamico sono:

- Lavoro; $L = L(P)$
- Calore; $Q = Q(P)$

Processo reversibile: Un processo si definisce reversibile (Pr) se è inverso di un processo P e, inoltre, tutte le azioni del processo inverso sono uguali in modulo, ma opposte in segno alle azioni del processo P .

Quindi:

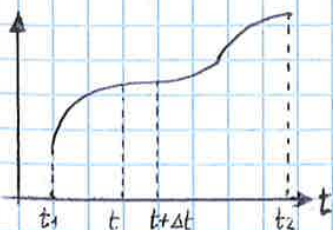
- 1) Pr è inverso di P ;
- 2) tutte le azioni di Pr sono uguali in modulo ma opposte in segno al processo P ;

$$a(Pr) = -a(P) \Rightarrow \begin{aligned} L(Pr) &= -L(P) \\ Q(Pr) &= -Q(P) \end{aligned}$$

Calore:

$Q = Q(P)$ (è una funzione di un processo)

Flusso termico: $\phi = \phi(t)$ (è una funzione del tempo)



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

Quindi, il calore, può essere scritto come l'integrale del flusso termico rispetto al tempo:

$$Q(P) = \int_{\tau} \phi(t) dt \quad \text{dove: } \tau = \text{tempo}$$

Forze di superficie: Forze scambiate tra il sistema e l'esterno attraverso un contatto superficiale (Attraverso la superficie di contorno).

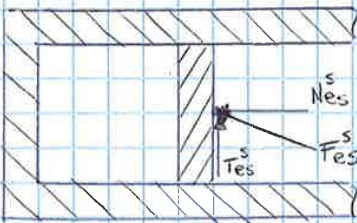
Quindi, per il principio di azione-reazione:



$$F_{e-s}^s + F_{s-e}^s = 0$$

dove: F_{e-s}^s = forza di superficie, scambiata tra esterno e sistema;

F_{s-e}^s = forza di superficie, scambiata tra sistema ed esterno;



Se si ha lo spostamento del punto di applicazione della forza, entrambe le componenti fanno lavoro, ma la componente utilizzabile è associata alla componente normale della forza, mentre la componente tangenziale dissipa lavoro in forma di attrito.

Bilancio di lavoro: Il lavoro scambiato tra esterno e sistema più il lavoro scambiato tra sistema ed esterno è uguale a 0.

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

Lo stesso bilancio può essere scritto in forma di potenza:

Bilancio di potenza:

$$W_{es}^s(t) + W_{se}^s(t) = 0$$

Sistema di forze di campo: (o a distanza)

Tutte quelle forze che possono essere scambiate tra il sistema e l'esterno senza contatto superficiale. (non c'è scambio diretto).

Vale, comunque, il principio di azione-reazione, si instaura comunque un equilibrio di forze (e quindi, anche, un equilibrio di lavoro e potenza), cioè:

$$F_{es}^d + F_{se}^d = 0$$

$$L_{es}^d(P) + L_{se}^d(P) = 0$$

$$W_{es}^d(t) + W_{se}^d(t) = 0$$

dove: dA = superficie infinitesima interna al corpo;
 n = vettore normale alla superficie dA ;

Se si ha uno spostamento del punto di applicazione della forza F con velocità v , è possibile definire la potenza generata dalla pressione interna p_i come:

$$W_i(t) = \int_A p_i(t) \cdot n \wedge v(t) \, dA$$

Nell'ipotesi di corpo omogeneo la pressione può essere estratta dall'integrale:

$$W_i(t) = p_i(t) \int_A n \wedge v(t) \, dA \quad \text{①}$$

Lezione 4:

Variatione di volume nell'unità di tempo:

$$V = V(t) \rightarrow \text{volume} \quad \frac{dV(t)}{dt} = \int_A n \wedge v(t) \, dA \quad \text{②} \quad \text{dove: } v(t) = \text{velocità}$$

↑
la variazione di volume in funzione di tempo

In conclusione: La potenza interna può essere scritta come, la pressione interna per il differenziale del volume nel tempo.

$$W_i(t) = p_i(t) \cdot \frac{dV(t)}{dt}$$

Questa relazione è valida per fluidi omogenei lineari.

Posso esprimere il lavoro della forza interna come:

$$L_i(P) = \int_T W_i(t) \, dt$$

$$L_i(P) = \int_T p_i(t) \frac{dV(t)}{dt} \, dt$$

Se è nota l'equazione di stato del fluido omogeneo lineare:

Ex.

$p_i = p_i(V, T) \Rightarrow$ Ad esempio, in questo caso è nota l'equazione di stato in cui

la pressione interna è esprimibile come la funzione di altre 2 grandezze indipendenti (V =volume e T =temperatura)

Se l'equazione di stato non presenta discontinuità e punti singolari:

Equazione dell'energia cinetica:

$$W_{es}(t) = \frac{dE_c(t)}{dt} - W_i(t)$$

Effetti:

- 1) legato alla variazione dello stato di moto del sistema; (dE_c/dt)
- 2) modifica dello stato tensionale interno (che determina una modifica dello stato termodinamico interno al sistema);

Ex. Consideriamo la variazione dello stato di moto nullo:

$$\frac{dE_c}{dt} = 0 \Rightarrow \text{si ottiene, per il principio di azione-reazione:}$$

$$W_{es}(t) = -W_i(t)$$

In forma di lavoro: $L_{es}(P) = \Delta E_p - L_i(P)$ Trattazione in forma di potenza:

$$W_{es}(t) + W_i(t) = \frac{dE_c}{dt} \Rightarrow -W_{se}(t) + W_i(t) = \frac{dE_c}{dt}$$

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

Passo esprimere la potenza scambiata tra sistema ed esterno come:

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

Se il campo di forza è conservativo:

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

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

Consideriamo la potenza (o il lavoro) scambiata dalle forze di superficie; essa può essere scomposta in 2 termini:

- 1) un termine ricavabile in modo "utile"; (Lavoro tecnico)

Se $\frac{dfc}{dt} = 0 \rightarrow L_{se}(P) = L_i(P) = L(P)$ {"lavoro associato al processo"}

$$L(P) = \int_{\Gamma} P \frac{dV}{dt} dt$$

Se nota l'equazione costitutivo di stato: $p = p(x_1, x_2, x_N)$

$$\tilde{L}(P) = \int_{\Gamma} p(x_1, \dots, x_N) dV \Rightarrow \text{passo da un'integrazione nel tempo, ad un'integrazione in una trasformazione.}$$

Dalla pratica sperimentale, risulta che lo stato termodinamico di una grande quantità di fluidi tecnici può essere espresso completamente considerando solo 2 variabili di stato indipendenti: è buona norma selezionare le 2 grandezze indipendenti nella terna p-V-T (pressione, volume, temperatura).

$$L(P) = \int_{\Gamma} p(V, T) dV \quad \text{Nella forma infinitesimale} \Rightarrow L(P) = \int_{\Gamma} \tilde{L}(P)$$

↳ lavoro di trasformazione infinitesimale;

$$\tilde{L} = p(V, T) dV \Rightarrow \text{Forma differenziale lineare}$$

lezione 5

Lavoro specifico (o massico):

$$l(P) = \frac{L(P)}{M} \left[\frac{J}{Kg} \right] \quad \text{dove: } L(P) = \text{lavoro complessivo compiuto nel processo;}$$

M = massa del sistema;

Volume specifico (o massico):

$$v = \frac{V}{M} \left[\frac{m^3}{Kg} \right] \quad \text{dove: } V = \text{volume del sistema}$$

Quindi, il volume massico, è il volume sull'unità di massa. È il reciproco della densità.

Lavoro specifico (o per unità di massa):

$$l(P) = \int_{\Gamma} p dv \quad v = \text{volume massico}$$

$$\tilde{l} = p dv \Rightarrow \text{Forma differenziale per lavoro massico}$$

$$Q(P) = \int \langle \lambda_V dV + C_V dT \rangle$$

Calore scambiato per unità di massa:

$$q = \frac{Q}{M} \left[\frac{J}{Kg} \right]$$

$$q(P) = \int \langle \lambda_V dV + C_V dT \rangle$$

↑
volume
massico

Flusso termico per unità di massa:

$$\psi(t) = \frac{\Phi(t)}{M} = \left[\frac{W}{Kg} \right]$$

$$\psi(t) = \lambda_V \frac{dV}{dt} + C_V \frac{dT}{dt}$$

vol.
massico

Introduciamo un'equazione in cui le variabili indipendenti sono pressione e temperatura:

Ex. $V = V(p, T)$

Scrivo le forme differenziali per il calcolo del calore e del lavoro:

$$W(t) = A_p \frac{dp}{dt} + A_T \frac{dT}{dt} \quad \left. \begin{matrix} A_p = A_p(p, T); \\ A_T = A_T(p, T) \end{matrix} \right\} \text{coefficienti meccanici}$$

$$\Phi(t) = \lambda_p \frac{dp}{dt} + C_p \frac{dT}{dt} \quad \left. \begin{matrix} \lambda_p = \lambda(p, T); \\ C_p = C_p(p, T) \end{matrix} \right\} \text{coeff. calorimetrici}$$

Espressione dei coefficienti meccanici:

$$A_p = p \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_{T=\text{cost.}}$$

$$A_T = p \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_{V=\text{cost.}}$$

Da cui:

$$L(P) = \int_{\Gamma} \langle A_p dp + A_T dT \rangle = \int_{\Gamma} p \left(\frac{dV}{dp} \right)_T dp + p \left(\frac{dV}{dT} \right)_p dT$$

Calcolo del lavoro: 2 possibilità, a seconda della scelta della coppia di grandezze di stato indipendenti;

$$V, T: \quad L(P) = \int_{\Gamma} p(V, T) dV$$

$$\tilde{q} = \frac{\tilde{Q}}{M} \rightarrow \text{calore scambiato in una trasformazione infinitesima; } \left[\frac{J}{Kg} \right]$$

$$\tilde{q} = \lambda p dp + c_p dT \quad \text{calore specifico}$$

Equazione di stato dei gas ideali:

Calcolo di calore e lavoro nel caso di un fluido specifico:

Consideriamo una famiglia di fluidi, che è rappresentata dal concetto matematico di GAS IDEALE.

Questo è un modello valido in determinate condizioni:

- 1) bassa pressione,
- 2) lontananza dalle condizioni di liquefazione,
- 3) maggiormente valida per gas a basso peso molecolare;

Equazione di stato: (in forma esplicita rispetto alla pressione)

$$p = \frac{n R T}{V}$$

Dove: n = numero di moli del gas; V = volume del gas;

$$R = \text{cost. universale dei gas; } = 8314 \left[\frac{J}{Kmol K} \right]$$

T = temperatura del gas;

Se scelgo V e T come grandezze indipendenti. (II° equazione di stato, se scelgo come fluido gas ideale)

$$\textcircled{2} \quad \lambda_v = T \left(\frac{dp}{dT} \right)_v = p$$

$$\Rightarrow \left(\frac{dp}{dv} \right)_v = \frac{nR}{V}$$

III° equazione di stato:

Equazione del calore latente rispetto al volume (è funzione della sola temperatura, non dipende da V).

$$C_v = C_v(T)$$

$$C_v = C_v(T)$$

$\gamma = \frac{C_p}{C_v} \Rightarrow$ È il rapporto tra calore specifico a pressione costante e il calore specifico a volume costante;

$\gamma > 1$
 = esponente dell'adiabatica.

Per i gas reali, equazione di stato di Van der Waals:

$$P = \frac{R^* T}{(V-b)} - \frac{a}{v^2}$$

a e b, dipendono dalla singola specie chimica:

- temperatura critica T_K ;
- pressione critica P_K ;

$$a = \frac{27 \cdot (R^* T_K)^2}{64 \cdot P_K}$$

$$b = \frac{R^* T_K}{8 P_K}$$

Torino \Rightarrow considerare il gas \Rightarrow comportamento ideale:

Espressione di calore per un gas ideale: (in forma di calore per unità di massa)

$$\textcircled{1} \quad q = \int_p \langle \lambda_v dv + c_v dT \rangle = \boxed{\int_p \langle p dv + c_v dT \rangle}$$

$$\textcircled{2} \quad q = \int_p \langle \lambda_p dp + c_p dT \rangle = \boxed{\int_p \langle \underbrace{-v}_{\substack{\text{volume} \\ \text{massico}}} dp + c_p dT \rangle}$$

Relazioni per il calcolo del lavoro: (in forma di lavoro per unità di massa)

$$\textcircled{1} \quad l(p) = \int_p p dv = \int_p \frac{R^* T}{v} dv = \boxed{R^* \int_p \frac{T}{v} dv}$$

$$\lambda_v \Rightarrow \lambda_v = \lambda_p \left(\frac{dv}{dp} \right)_T = -v$$

$$\textcircled{2} \quad l(p) = \int_p \left\langle p \left(\frac{dv}{dp} \right)_T + p \left(\frac{dT}{dT} \right)_p dT \right\rangle = \boxed{\int_p \langle -v dp + R^* dT \rangle}$$

$\frac{p = R^* T}{v} \Rightarrow \frac{R^*}{p}$

$$q(P) = c_v (T_2 - T_1) = \frac{c_v v_1}{R^*} (P_2 - P_1)$$

Sul diagramma di Clapeyron:



L'isocora è una linea verticale;

Isobara:

È una trasformazione a pressione costante.

$$\begin{cases} P(t) = \text{cost.} & \forall t \\ P_1 = P_2 = P & \Rightarrow dp = 0 \end{cases}$$

Calcolo del lavoro: (per unità di massa)

$$l(P) = \int_1 P dv = P (v_2 - v_1)$$

dato che la pressione si mantiene costante, posso scrivere:

$$= P_2 v_2 - P_1 v_1 \Rightarrow R^* (T_2 - T_1)$$

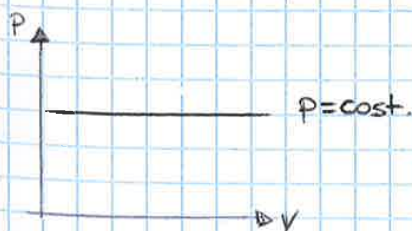
Calcolo del calore:

$$q(P) = \int_1 \left(\lambda_p \frac{dp}{p} + c_p dT \right) = \int_1 c_p dT$$

Considerando la stessa approssimazione fatta per l'isocora, posso scrivere:

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

Sul diagramma di Clapeyron:



L'isobara è una linea orizzontale;

Adiabatica: È una trasformazione senza scambio di calore con l'esterno;

$$\Phi(t) = 0 \quad \forall t \rightarrow Q(P) = 0$$

$$\Psi(t) = \frac{\Phi(t)}{M}; \quad \Psi(t) = \lambda v \frac{dv}{dt} + c_v \frac{dT}{dt} = 0$$

$$\Psi(t) = p \frac{dv}{dt} + c_v \frac{dT}{dt} = 0 \quad (1); \quad \Psi(t) = \lambda p \frac{dp}{dt} + c_p \frac{dT}{dt} = -v \frac{dp}{dt} + c_p \frac{dT}{dt} = 0 \quad (2)$$

Sostituisco la (1) nella (2):

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

$$\frac{dp}{p} + \frac{c_p}{c_v} \frac{dv}{v} = 0 \Rightarrow \boxed{\frac{dp}{p} + \gamma \frac{dv}{v} = 0}$$

per gas ideali

Integro tra stato 1 (p_1, v_1) e stato generico (p, v):

$$\ln p + \gamma \ln v = \ln p_1 + \gamma \ln v_1$$

Da cui:

$$\boxed{p \cdot v^\gamma = p_1 \cdot v_1^\gamma = \text{cost.}} \quad (3) \Rightarrow \text{tutti gli stati termodinamici che appartengono a questa trasformazione adiabatica hanno un legame tra le grandezze "p" e "v".}$$

$$p_1 v_1^\gamma = p_2 v_2^\gamma$$

Partendo dall'equazione di stato dei gas, posso ottenere altre formulazioni dell'adiabatica:

$$p = \frac{R^* T}{v};$$

$$\boxed{T v^{(\gamma-1)} = \text{cost.}} \quad (4); \quad \boxed{T p^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} = \text{cost.}} \quad (5)$$

L'adiabatica è la tipica trasformazione che avviene nelle macchine in cui si ha un effetto meccanico sul fluido.

Calcolo del lavoro:

$$L(P) = \int_{v_1}^{v_2} p \, dv = p_1 v_1^\gamma \int_{v_1}^{v_2} v^{-\gamma} \, dv = p_1 v_1^\gamma \int_{v_1}^{v_2} v^{-\gamma} \, dv =$$

$$C = \frac{\tilde{q}}{dT} \quad \text{Calore specifico}$$

$$\tilde{q} = c dT \quad (2)$$

Poiché la (1) e la (2) esprimono lo stesso concetto, eguaglio le 2 equazioni:

$$(c_v - c) dT + \lambda_v dr = 0$$

Nel caso dei gas ideali $dT = \frac{p dr + r dp}{R^*}$; $\lambda_v = p$

$$(c_v - c) (p dr + r dp) + R^* p dr = 0 \Rightarrow (c_v - c) (p dr + r dp) + (c_p - c_r) \cdot p dr = 0$$

$$\boxed{\left(\frac{c - c_p}{c - c_r}\right) p dr + r dp = 0}$$

Per definizione:

$$n = \left(\frac{c - c_p}{c - c_r}\right) \quad (1)$$

Quindi:

$$n p dr + r dp = 0 \Rightarrow \frac{dp}{p} + n \frac{dr}{r} = 0$$

Integrata si ottiene:

$$\boxed{p V^n = p_1 V_1^n = \text{cost.}}$$

$$\boxed{\begin{aligned} T V^{(n-1)} &= \text{cost.} \\ T p^{\frac{1-n}{n}} &= \text{cost.} \end{aligned}} \quad (2)$$

Dalla (1):

$$C = c_v \frac{n - \frac{c_p}{c_v}}{n-1}$$

$$\Rightarrow \boxed{C = c_v \frac{n - \gamma}{n-1}} \quad (1 \text{ bis})$$

Calore specifico generico \rightarrow Capacità di raccogliere calore
valore della politropica

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

1) Se si hanno 2 azioni, $a_1(P)$ e $a_2(P)$, la somma (o la differenza) delle 2 azioni, è anch'essa un'azione:

$$a_1(P) \pm a_2(P) = a_3(P)$$

2) Se un'azione assume valore nullo quando è calcolata su un processo ciclico chiuso (c), allora si può definire una funzione potenziale, (funzione dello stato del sistema (X)), per cui l'azione associata ad un processo non ciclico P, è calcolabile come la differenza di questa funzione potenziale (E) calcolata agli estremi del processo P.

$$a(P) = E(x_2) - E(x_1)$$

x_2 = punto finale del processo; x_1 = punto iniziale del processo

Se l'azione applicata ad un processo chiuso (ex. ciclica) è = 0, e come se si trattasse di un campo conservativo:

$$a(C) = 0 \Rightarrow \text{implica che} \Rightarrow a(P) = \underline{E(x_2) - E(x_1)}$$

differenza di una funzione potenziale.

Q ed L sono delle azioni, quindi:

$$Q(P) - L(P) = a(P) \quad (1)$$

Dalla formulazione assiomatica del primo principio associato ad un ciclo C:

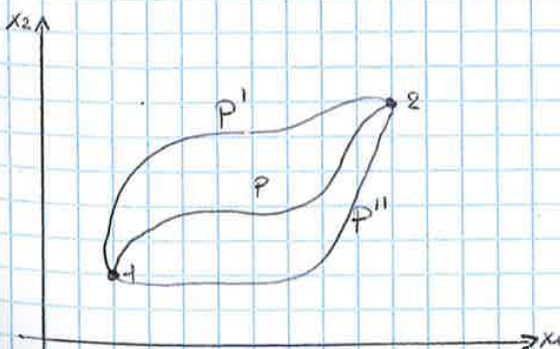
$$Q(C) - L(C) = 0 \quad (2) \Rightarrow Q(C) - L(C) = a(C) \quad \text{è un'azione, che assume valore nullo se applicata ad un ciclo C.}$$

$$a(C) = Q(C) - L(C) = 0 \Rightarrow \text{implica l'esistenza di funzione potenziale.}$$

Mettendo insieme le 2 proprietà delle azioni e la forma assiomatica del primo principio (associato ad un ciclo), si ottiene la forma estesa al di fuori di un ciclo (non ciclica):

$$Q(P) - L(P) = E(x_2) - E(x_1) \Rightarrow Q(P) - L(P) = \Delta E$$

Con $E(x)$ è definita come: **Energia totale del sistema;**



Il calcolo di calore e lavoro, scambiati tra sistema ed esterna in un processo P sono funzioni del processo, (cioè non è sufficiente conoscere gli stati iniziale e finale, per calcolare Q e L), quindi, è necessario considerare la linea di trasformazione.

Quindi se consideriamo sempre gli stessi 2 estremi 1 e 2,

Quindi:

$$Q(P) - L_i(P) = \Delta E - \Delta E_c$$

Componente "macroscopica" di energia cinetica, intendo un componente che si muove nello spazio. (Stato di moto nello spazio).

Definisco $\Delta E - \Delta E_c = \Delta U$, ovvero energia interna del sistema;

$$\Delta U = \Delta E - \Delta E_c$$

U = energia interna del sistema

energia tot. del sistema, depurata dall'energia cinetica "macroscopica".

Anche l'energia interna U è una grandezza di stato (la differenza di 2 grandezze di stato, è anch'essa una grandezza di stato).

$$U = U(x)$$

Forma ulteriore del primo principio (per sistemi chiusi):

$$Q(P) - L_i(P) = \Delta U = U(x_2) - U(x_1) \quad (1)$$

$$Q(P) - L_{SE}(P) = \Delta U - \Delta E_c \quad (2)$$

Energia interna U del sistema S :

1) grandezza termodinamica definita come differenza, per cui calcolabile "a meno di una costante";

Anche in questo caso definisco uno stato di riferimento x_0 , in cui la variazione di energia interna assume il valore zero:

$$x_0 \text{ in cui } U(x_0) = 0$$

$$U(x) = U(x) - U(x_0)$$

2) È una grandezza estensiva misurata in Joule [J];

esiste una sua grandezza specifica (ingenera massica):

$$u = \frac{U}{M} \left[\frac{J}{Kg} \right] \Rightarrow \text{energia interna massica}$$

Lezione 10:

Entalpia: (H)

Per definizione:

$$H = U + pV$$

Dove: U = energia interna

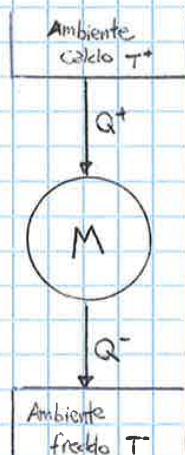
p = pressione

V = vol. tot. del sistema

$$\text{efficienza} = \frac{\text{effetto utile}}{\text{energia spesa}}$$

La macchina più semplice è la macchina bitermica:

Essa scambia calore con 2 ambienti a temperatura bitermica;



$Q^+ > 0 \Rightarrow$ calore ricevuto da sistema (esterno \rightarrow sistema);

$Q^- > 0 \Rightarrow$ calore ceduto da sistema (sistema \rightarrow esterno);

$L_{se}^+ > 0 \Rightarrow$ lavoro effettuato da sistema su esterno;

$L_{se}^- > 0 \Rightarrow$ lavoro ricevuto dal sistema (esterno \rightarrow sistema);

Lavoro netto: (L_n)

$$L_n = L_{se}^+ - L_{se}^-$$

$\left\{ \begin{array}{l} \text{lavoro positivo, da sistema all'esterno} \\ \text{lavoro negativo, da esterno verso sistema;} \end{array} \right.$

Se:

$L_n > 0 \Rightarrow$ Ho una macchina motrice (lavoro netto da sistema ad esterno);

$L_n < 0 \Rightarrow$ Ho una macchina operatrice (lavoro netto da esterno a sistema);

Calore netto: (Q_n)

$$Q_n = Q^+ - Q^-$$

Dato che la macchina percorre un ciclo termodinamico, posso riprendere la forma asintomatica del 1°

principio:

$$Q(c) = L(c)$$

$$\downarrow$$

$$Q_n = L_n$$

Il flusso termico max è espresso come prodotto della temperatura assoluta del sistema per il differenziale nel tempo di una grandezza termodinamica funzione dello stato del sistema X , chiamata entropia.

$$\Phi_{\max}(t) = T \cdot \frac{dS(X)}{dt} \rightarrow \text{Entropia del sistema}$$

Da cui la forma dell'equazione è:

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

< : vale per le trasformazioni irreversibili;

= : vale per le trasformazioni reversibili;

Entropia: $S = S(X) \Rightarrow$ Funzione di stato

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

$$Q_{\max}(P) = \int_C T \frac{dS}{dt} dt = \int_{\Gamma} T dS$$

$$Q(P) \leq \int_{\Gamma} T dS$$

Lezione 11:

Riepilogo:

Formulazione assiomatica del secondo principio della termodinamica per sistemi chiusi:

$$\Phi(t) \leq T \frac{dS}{dt} \quad \left[\frac{K \cdot J}{K \cdot S} \right]$$

< \Rightarrow trasformazioni irreversibili;

= \Rightarrow trasformazioni reversibili;

S = entropia (funzione di stato)

$$S = S(X)$$

Disuguaglianza di Kelvin-Planck:

La variazione di entropia, nel tempo, di un sistema è maggiore o uguale del contributo di scambio termico in forma di calore riferito alla temperatura in cui il calore è scambiato:

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

\Rightarrow c'è una connessione tra il flusso termico e la temperatura a cui il flusso termico è associato.

① $\Phi(t) \Rightarrow$ associato ad una relativa temperatura. Il flusso termico ha un'utilizzabilità diversa, rispetto alla temperatura a cui si trova.

Posso definire in forma massica anche il flusso per irreversibilità e l'entropia per irreversibilità:

$$\sigma_i = \frac{\dot{S}_i}{M} \left[\frac{W}{kg K} \right] \text{ flusso di entropia per irreversibilità massico.}$$

$$\Delta s_i = \frac{S_i}{M} \left[\frac{J}{kg K} \right] \text{ entropia per irreversibilità massica.}$$

Quindi:

$$\Delta S = \int_T \frac{\phi(t)}{T} dt + \Delta s_i \quad ; \quad \frac{dS}{dt} = \frac{\phi(t)}{T} + \sigma_i$$

Caratteristiche dell'entropia:

- È una grandezza funzione dello stato: $S = S(X)$
- È una grandezza estensiva $\rightarrow s = \frac{S}{M} \left[\frac{J}{kg K} \right]$
- È calcolabile "a meno di una costante" \rightarrow bisogna definire uno stato X_0 , in cui: $S(X_0) = 0$

Nel caso di un processo adiabatico:

$$\phi(t) = 0 \quad \forall t$$



$$\frac{dS}{dt} \geq 0$$

= 0 \rightarrow solo se si ha assenza di fenomeni di irreversibilità;

> 0 \rightarrow se si hanno fenomeni di irreversibilità;

$$\Delta S \geq 0$$

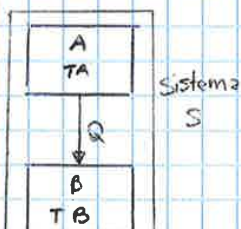
$$\rightarrow S_2 \geq S_1$$

\rightarrow In un sistema che percorre un processo adiabatico, la variazione di entropia del sistema può essere solo in aumento (nel caso in cui ci siano fenomeni di irreversibilità nel processo).

Clausius: L'universo può solo evolvere nel verso dell'aumento di entropia! (esiste una freccia del tempo).

Ex.

Considero un sistema adiabatico formato da 2 "oggetti" definiti come termostati:



$$T_A \neq T_B$$

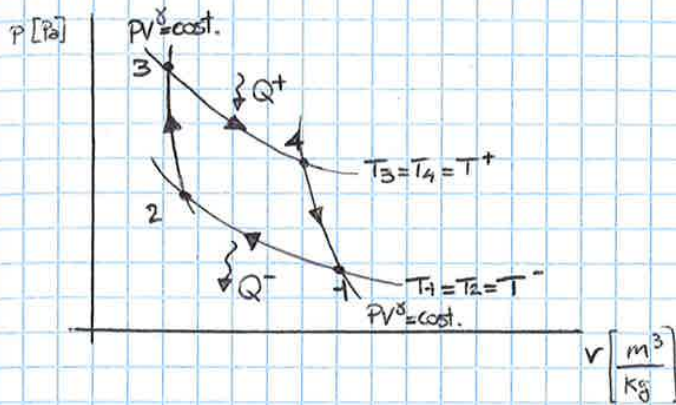
- Termostati:
- 1) Hanno capacità termica infinita;
 - 2) sistemi reversibili

Ciclo di Carnot: (mette in evidenza l'impossibilità di certe trasformazioni)

È un ciclo con le seguenti caratteristiche:

- 1) Assenza di fenomeni di irreversibilità (ciclo reversibile);
- 2) È percorso da un fluido che segue l'equazione di stato dei gas ideali;

Il ciclo è il seguente: (lo traccia nel piano di Clapeyron)



- T₁: Compressione isoterma, con rilascio di calore Q⁻ verso l'esterno;
- T₂: Compressione adiabatica;
- T₃: espansione isoterma, con assorbimento di calore Q⁺ dall'esterno;
- T₄: espansione adiabatica;

Lezione B:

Il ciclo di Carnot è il ciclo che, dati 2 livelli di temperatura estremi, a cui può essere fornito calore da una parte, e sottratto dall'altra, garantisce il massimo valore di rendimento.

$$\Delta S \gg \int_{T^-}^{T^+} \frac{\phi(t)}{T} dt = \int_{T^-}^{T^+} \frac{\tilde{Q}}{T}$$

$$\Delta S \gg \int_{T^-}^{T^+} \frac{\tilde{Q}}{T} \rightarrow \text{① ciclo reversibile;}$$

$$\Delta S = \int_{T^-}^{T^+} \frac{\tilde{Q}}{T}$$

② ciclo termodinamico chiuso:

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

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

$$-\frac{Q^-}{T^-} + \int_{T_2/T=0}^{T_1/T=0} \frac{\tilde{Q}}{T} + \frac{Q^+}{T^+} + \int_{T_2/T=0}^{T_1/T=0} \frac{\tilde{Q}}{T} = 0$$

$$\boxed{\frac{Q^-}{Q^+} = \frac{T^-}{T^+}}$$

Rendimento del ciclo di Carnot:

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

da ① e ②

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = \lambda V - p$$

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

Nello stesso modo in forma massica:

$$du = (\lambda v - p) dv + C_V dt$$

↳ calore specifico a volume costante

$$\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T = \lambda v - p$$

$$\left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v = C_V$$

Entalpia:

$$H = H(p, T)$$

$$dH = \left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_T dp + \left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_p dT \quad \text{④}$$

Da definizione entalpia:

$$H = U + pV$$

$$dH = dU + d(pV) \quad \text{⑤}$$

Dall'equazione del I° principio:

$$\tilde{Q} - \tilde{L} = dU$$

$$\tilde{Q} = \lambda p dp + C_p dT$$

$$\tilde{L} = p dV$$

$$dU = dH - d(pV)$$

$$\lambda p dp + C_p dT - p dV = dH - d(pV)$$

$$\hookrightarrow dH = p dV + v dp$$

$$dH = (\lambda p + v) dp + C_p dT \quad \text{⑥}$$

Da ④ e da ⑥

$$\left(\frac{dH}{dp}\right)_T = \lambda p + v$$

$$\left(\frac{dH}{dT}\right)_p = C_p \quad \text{↳ capacità termica a } p = \text{cost.}$$

da cui:

$$\left(\frac{ds}{dp}\right)_T = \frac{\lambda p}{T}$$

$$\left(\frac{ds}{dT}\right)_p = \frac{c_p}{T}$$

In forma massica:

$$\left(\frac{ds}{dp}\right)_T = \frac{\lambda p}{T}$$

$$\left(\frac{ds}{dT}\right)_p = \frac{c_p}{T}$$

Ridefinisco il I° principio della termodinamica per sistemi chiusi:

$$\tilde{Q} - \tilde{L} = dU$$

$$\tilde{Q} - p dV = dU \quad (1)$$

$$\tilde{Q} + v dp = dh \quad (2)$$

In forma massica:

$$\tilde{q} - p dV = dU$$

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

Secondo principio per sistemi chiusi (nell'ipotesi di fluido omogeneo lineare):

$$\tilde{Q} = T ds$$

In forma massica:

$$\tilde{q} = T ds$$

Relazioni di Maxwell: (Relazioni tra derivate parziali delle grandezze termodinamiche)

$$\left(\frac{dT}{dV}\right)_S = -\left(\frac{\partial P}{\partial S}\right)_V \quad (1)$$

$$\left(\frac{dT}{dP}\right)_S = \left(\frac{\partial V}{\partial S}\right)_P \quad (2)$$

$$\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V = \left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T \quad (3)$$

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P = -\left(\frac{\partial S}{\partial P}\right)_T \quad (4)$$

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

Da 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):

$$dh = c_p dT + \left[v - T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \right] dp \quad (4)$$

confrontando (3) e (4):

$$\lambda p = -T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \quad \text{Relazione di Clausius-Clapeyron}$$

Caso particolare di un fluido di cui conosciamo l'equazione di stato: Gas ideale

eq. di stato: $pv = R^*T$

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

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

$$du = c_v dT \quad \text{valida solo per gas ideali, non per altri fluidi.}$$

In forma non massica: $du = c_v dT$

Per l'entpia:

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

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

$$dh = c_p dT$$

Entropia:

$$ds = \frac{c_p}{T} dT + \frac{\lambda p}{T} dp \quad (1)$$

$$ds = \frac{c_p}{T} dT + \left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T dp \quad (2)$$

Energia libera di Gibbs: (è una combinazione lineare di grandezze di stato)

$$G = H - T \cdot S$$

$G \rightarrow$ è una grandezza estensiva

dove:

- H = entalpia;
- T = temperatura;
- S = entropia;

i) Esiste una grandezza specifica: $g = \frac{G}{M}$

$$g = h - T \cdot s$$

ii) È calcolabile a meno di una costante x_0 , in cui $G(x_0) = 0$

iii) La sua forma differenziale è:

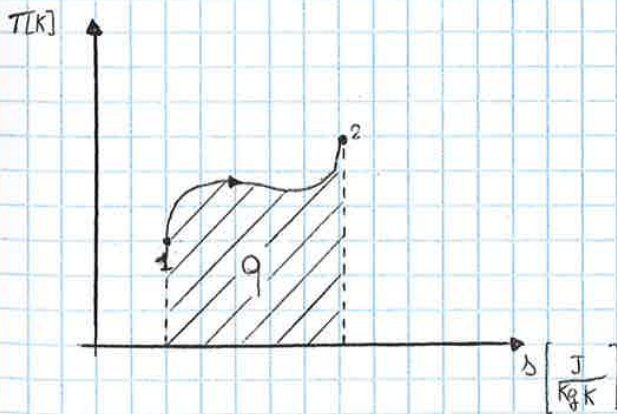
$$dg = dh - d(T \cdot s) = \frac{dh - T ds - s dT}{v dp}$$

$$dg = v dp - s dT$$

$s = \delta =$ entropia massica

Piano di Gibbs:

Il piano di Gibbs usa come coordinate gli assi temperatura ed entropia massica.

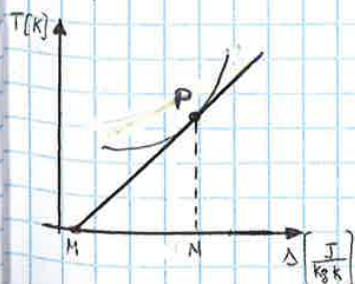


Le trasformazioni ad entropia crescente sono trasformazioni in cui il calore è ricevuto, mentre in quelle ad entropia decrescente viene ceduto.

Intendiamo il caso di un fluido omogeneo lineare:

$$\tilde{q} = T ds \rightarrow q = \int_{11} T ds$$

La superficie sottesa ad una curva di trasformazione è proporzionale al calore scambiato in quella relazione.



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

$$MN = \frac{PN}{\frac{dT}{ds}} = \frac{T}{\frac{dT}{ds}} = \frac{T ds}{dT} = \tilde{q} = \textcircled{C} \text{ --- calore specifico}$$

Isobara:

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

$$c_p = \frac{R^* \gamma}{\gamma - 1}$$

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

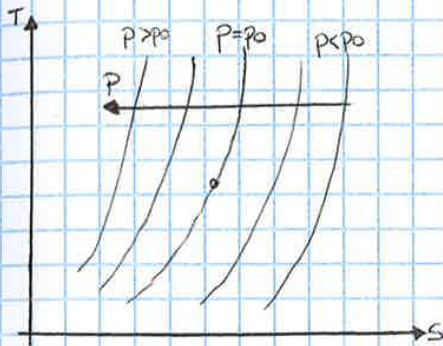
$$ds = c_p \frac{dT}{T} - \frac{c_p(\gamma - 1)}{\gamma} \frac{dp}{p}$$

Integro tra stato termodinamico generico e stato di riferimento "0" in cui $s_0 = \phi$:

$$s - s_0 = s = c_p \ln \frac{T}{T_0} - c_p \ln \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}}$$

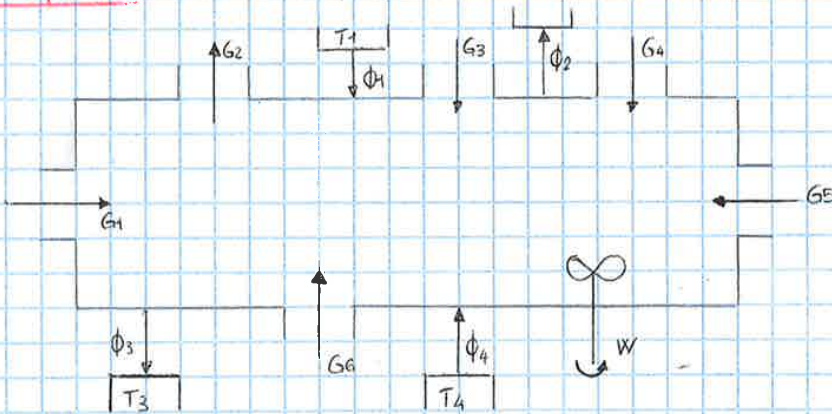
È isobara per $p = p_0$

$$s = c_p \ln \frac{T}{T_0}$$

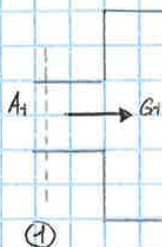


Lezione 15

Sistemi aperti: (o con dell'usso)



I flussi di massa (G) sono caratterizzati da uno stato termodinamico, quindi, in un qualunque punto d'interfaccia con l'esterno (d'ingresso od uscita) si possono considerare le variabili termodinamiche del flusso in quel punto:



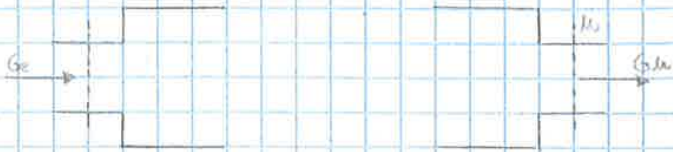
① sezione d'ingresso; massa caratterizzata da i stato termodinamico:
 $T_1, p_1, v_1, \mu_1, h_1, s_1$

$A_1 = \text{sez. d'ingresso, superficie di grandezza finita}$

$$X_0 = X_0(x, t)$$

L'approccio più utilizzato è quello Euleroiano.

Portata di massa: considero un fluido in ingresso ed uno in uscita:



In entrambi i casi si ha una massa, che nell'intervallo di tempo Δt , passa attraverso la sezione "e" o la sezione "u".

$M(\Delta t)$ \Rightarrow massa che transita in sez. d'ingresso ed uscita.

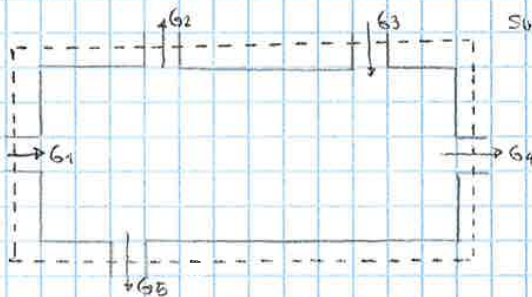
La portata:

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

derivato di una grandezza estensiva nel caso di un sistema aperto:

- la derivata rispetto al tempo di una grandezza estensiva rispetto al tempo, rispetto al tempo è definita

derivato materiale:



Superficie di Contorno

\rightarrow delimita quello che è definito come volume di controllo (VC)

Considero una grandezza estensiva generica Z :

derivato materiale

$$\frac{dZ}{dt} = \left[\frac{dZ}{dt} \right]_{VC} + \sum_{k=1}^{NC} \pm G_k \cdot Z_k$$

NC - numero di canali

Sommatoria di contributi legati ai flussi di massa

è dato dalla somma di Z legati alla variazione all'interno del volume di controllo

Z = grandezza per unità di massa associata alla portata G .

Una grandezza estensiva, in un sistema aperto, può variare non solo per fenomenologie interne al sistema, ma anche per contributi, in ingresso o in uscita, legati ai flussi di massa.

$$\frac{dZ}{dt} = \left[\frac{dZ}{dt} \right]_{VC} + \sum_{k=1}^{NC} \pm G_k \cdot Z_k$$

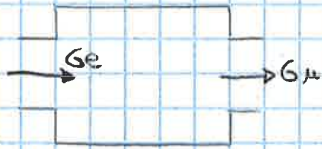
- \oplus flussi in uscita
- \ominus flussi in ingresso

$$\rightarrow \sum_e \dot{G}_e - \sum_u \dot{G}_u$$

$$\text{se } \sum_e \dot{G}_e > \sum_u \dot{G}_u \quad \left[\frac{dM}{dt} \right]_{vc} > 0 \quad \text{accumulo}$$

$$\text{se } \sum_e \dot{G}_e < \sum_u \dot{G}_u \quad \left[\frac{dM}{dt} \right]_{vc} < 0 \quad \text{svuotamento}$$

Sistema stazionario con un ingresso ed un'uscita:



$$\left[\frac{dM}{dt} \right]_{vc} = \sum_{k=1}^n \pm \dot{G}_k = 0 \rightarrow \sum_{k=1}^n \pm \dot{G}_k = 0$$

$$\dot{G}_u - \dot{G}_e = 0 \quad \dot{G}_u = \dot{G}_e = \dot{G} \rightarrow \text{portata conservata}$$

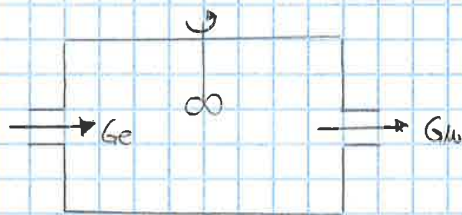
In un sistema con deflusso che opera in regime stazionario e che ha solo 1 ingresso ed 1 uscita, il regime stazionario esclude che si abbia, al suo interno, accumuli o svuotamenti di massa. Risulta essere, semplicemente, un flusso continuo; in un sistema con queste caratteristiche la portata in ingresso è uguale alla portata in uscita.

Posso estrarre la portata univoca \dot{G} :

$$\frac{dz}{dt} = G(z, u, z_e)$$

Lavoro di spostamento:

Considero un sistema qualunque:



$$L_{se}^s = L_t + L_o \quad \text{per sistemi chiusi}$$

\swarrow lavoro tecnico
 \searrow lavoro di deformazione

Si aggiunge un termine di lavoro di superficie associato allo scambio di massa tra sistema ed esterno:

Lavoro di spostamento L_{sp}

$$L_{se}^s = L_t + L_{sp} + L_o$$

L_t = lavoro effettivamente utilizzato dall'ambiente esterno o dal sistema.

L_{sp} = quota di lavoro che deve essere messa in gioco per l'introduzione o l'espulsione del fluido dalla macchina.

Nel caso dei sistemi aperti:

$$L_{se}^s = L_t + L_{sp}$$

Per W_i^{in} s'intende la potenza di un fluido per cui sono considerate solo le componenti normali della tensione e di cui le componenti tangenziali sono inserite nel termine d'attrito.

$$W_{se}^s + W_a + \frac{dEc}{dt} + \frac{dEP}{dt} - p \frac{dV}{dt} = 0$$

Per sistemi aperti:

$$W_{se}^s = W_t + W_a + W_{sp}$$

$$\hookrightarrow \frac{d(pV)}{dt} = V \frac{dP}{dt} + P \frac{dV}{dt}$$

Sostituendo:

$$W_t + W_a + W_a + \frac{dEc}{dt} + \frac{dEP}{dt} + V \frac{dP}{dt} + P \frac{dV}{dt} - P \frac{dV}{dt} = 0$$

$$\frac{dEc}{dt} = \left[\frac{dEc}{dt} \right]_{vc} + \sum_{k=1}^{nc} \pm e_{c,k} \cdot G_k$$

$$\frac{dEP}{dt} = \left[\frac{dEP}{dt} \right]_{vc} + \sum_{k=1}^{nc} \pm e_{p,k} \cdot G_k$$

$$W_t + W_a + W_a + \left[\frac{dEc}{dt} \right]_{vc} + \left[\frac{dEP}{dt} \right]_{vc} + \sum_{k=1}^{nc} \pm G_k (e_{c,k} + e_{p,k}) + V \frac{dP}{dt} = 0$$

Esprimo l'equazione in funzione di W_t :

$$W_t = -V \frac{dP}{dt} - \left[\frac{dEc}{dt} \right]_{vc} - \left[\frac{dEP}{dt} \right]_{vc} - W_a - W_a - \sum_{k=1}^{nc} \pm G_k (pV)_k$$

Se considero una superficie deformabile (volume di contorno deformabili):

- $-W_b$ = perde una quota di potenza utile, perché il volume di contorno si deforma verso l'esterno;
- $-W_a$ = potenza dissipata dalle forze d'attrito;

Considero il termine $-\sum_{k=1}^{nc} \pm G_k (pV)_k$ nel caso di 1 ingresso ed un uscita:

$$G_e = G_u = G \rightarrow \text{la portata si conserva}$$

$$-G [(e_{c,u} + e_{p,u}) - (e_{c,e} + e_{p,e})] = -G [(e_{c,u} - e_{c,e}) + (e_{p,u} - e_{p,e})]$$

se $e_{c,u} > e_{c,e} \Rightarrow$ è un termine sottrattivo alla potenza estribile;

se $e_{p,u} > e_{p,e} \Rightarrow$ termine sottrattivo

$$\frac{d(pV)}{dt} = \sum_{k=1}^{NC} \pm G_k (pV)_k = G[(pV)_w - (pV)_e]$$

$$V \frac{dp}{dt} = G[(pV)_w - (pV)_e]$$

Sostituisco:

$$Wt + W_0 + G[(ec + ep)_w - (ec + ep)_e] + G[(pV)_w - (pV)_e]$$

$$\left. \begin{aligned} W &= \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{L}{\Delta t} \\ G &= \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{M}{\Delta t} \end{aligned} \right\} \rightarrow \frac{W}{G} = l$$

Divido i termini dell'equazione per la portata di massa G:

$$lt + l_0 + [(pv + ec + ep)_w - (pv + ec + ep)_e] = 0$$

$$ec = \frac{W^2}{2} \rightarrow W = \text{velocità};$$

$$ep = gz \rightarrow z = \text{quota di riferimento};$$

$$p = \text{densità} \rightarrow \frac{1}{\rho} \Rightarrow pV = \frac{p}{\rho}$$

Equazione di Bernoulli:

$$\left[\frac{p}{\rho} + \frac{W^2}{2} + gz \right]_e = \left[\frac{p}{\rho} + \frac{W^2}{2} + gz \right]_w + lt + l_0$$

È un caso particolare dell'equazione dell'energia cinetica per sistemi aperti, per fluidi incomprimibili;

Nel caso particolare di un tubo indeformabile:

$$\left[\frac{p}{\rho} + \frac{W^2}{2} + gz \right]_e = \left[\frac{p}{\rho} + \frac{W^2}{2} + gz \right]_w + l_0$$

1° Principio della termodinamica per sistemi aperti:

$$\Phi - W_{se} = \frac{dU}{dt} + \frac{dEc}{dt}$$

$$\Phi - [W_{se}^s + W_{se}^d] = \frac{dU}{dt} + \frac{dEc}{dt}$$

$$\Phi - [W_t + W_0 + W_{sp} + \frac{dEp}{dt}] = \frac{dU}{dt} + \frac{dEc}{dt}$$

$$W_{sp} = \sum_{k=1}^{NC} \pm (pV)_k G_k \quad (1)$$

$$h = pv + \mu$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{dU}{dt} &= \left[\frac{dU}{dt} \right]_{vc} + \sum_{k=1}^{NC} \pm G_k u_k \\ \frac{dEc}{dt} &= \left[\frac{dEc}{dt} \right]_{vc} + \sum_{k=1}^{NC} \pm G_k ec_k \\ \frac{dEp}{dt} &= \left[\frac{dEp}{dt} \right]_{vc} + \sum_{k=1}^{NC} \pm G_k ep_k \end{aligned} \right\} (2)$$

se è Gas ideale:

$$lt = (h_e - h_u) = c_p (T_e - T_u)$$

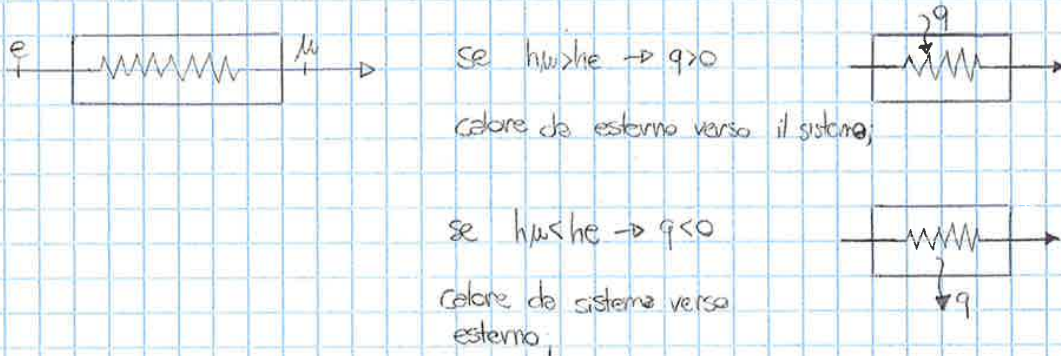
② sistema che **NON** scambia lavoro con l'esterno: (es. scambiatore di calore)

se $W_t = 0$ (mantengo l'ipotesi $e_c = e_p = 0$)

$$\phi - \underbrace{W_t}_0 = G(h_u - h_e)$$

$$\phi = G(h_u - h_e) \rightarrow \boxed{q = (h_u - h_e)}$$

In uno scambiatore di calore:



II° principio della termodinamica per sistemi aperti: (in forma di potenza)

$$\frac{dS}{dt} = \frac{\phi}{T} + \sum_i Z_i$$

↳ flusso di entropia generato per irreversibilità

$Z_i > 0$
 $= 0$ solo tra trasformazioni reversibili

$$\frac{dS}{dt} = \left[\frac{dS}{dt} \right]_{vc} + \sum_{k=1}^{NC} \pm G_k S_k$$

$$\boxed{\left[\frac{dS}{dt} \right]_{vc} + \sum_{k=1}^{NC} \pm G_k S_k = \frac{\phi}{T} + \sum_i Z_i}$$

II° principio per sistemi aperti

Ipotesi:

- Stazionarietà $\left[\frac{dS}{dt} \right]_{vc} = 0$;

- 1 in e 1 out;

$$\boxed{G(S_u - S_e) = \frac{\phi}{T} + \sum_i Z_i}$$

$S_u > S_e \rightarrow \phi > 0$ ($\sum_i Z_i$ è sempre > 0)

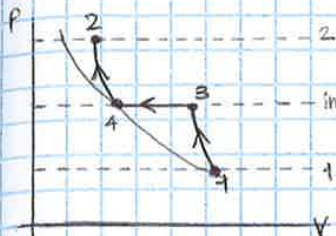
$S_u < S_e \rightarrow \phi < 0$, $\left| \frac{\phi}{T} \right| > \sum_i Z_i$

Es. $Q_t = - \int U dp$ adiabatica $pV^\gamma = \text{cost.}$ $p_1 V_1^\gamma = p_2 V_2^\gamma$

$$Q_t = \frac{\gamma}{\gamma-1} p_1 V_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]$$

se $p_2 > p_1 \rightarrow Q_t < 0$ compressione

su 2 stadi $Q_c = \frac{\gamma}{\gamma-1} p_1 V_1 \left[1 - \left(\frac{p_{int}}{p_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] + \frac{\gamma}{\gamma-1} p_4 V_4 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_{int}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]$



considero che: $p_1 V_1 = p_4 V_4$ (1 e 4 sono sulla stessa isoterma)

$$p_{int, min} = \sqrt{p_1 p_2}$$

$$Q_t = \frac{\gamma}{\gamma-1} p_1 V_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]$$

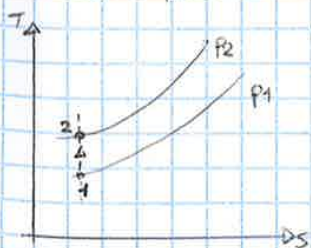
Se gas ideale: $p_1 V_1 = R^* T_1$

$$= \frac{\gamma}{\gamma-1} R^* T_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] = c_p T_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] \quad \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = \frac{T_2}{T_1}$$

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

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

Considero il piano di Gibbs:



adiabatica: $\Phi = 0$

$$\text{eq. I p.s.a.: } G(S_2 - S_1) = \frac{\Phi}{T} + Z_i$$

Se, oltre che adiabatica, trasformazione è $\sum Z_i = 0$ (cioè è reversibile)

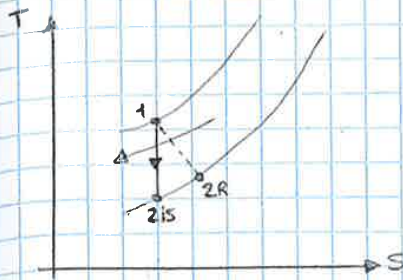
allora $S_2 = S_1$.

La trasformazione che va da 1 a 2 ha una trasformazione **isoentropica**.

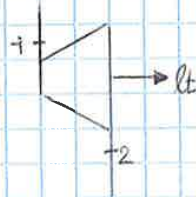
Una trasformazione è isoentropica se:

- 1) è adiabatica;
- 2) deve essere reversibile;

Considero l'espansione:



espansione: $P_1 \rightarrow P_2$



$$l_t = (h_1 - h_2)$$

per gas ideali: $l_t = c_p (T_1 - T_2)$

$$l_{t, is} = c_p (T_1 - T_{2, is}) > l_{t, r} = c_p (T_1 - T_{2, r})$$

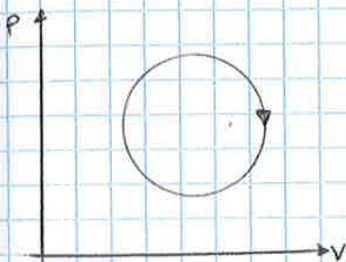
Rendimento isentropico di espansione:

$$\eta_{is, e} = \frac{l_{t, r}}{l_{t, is}} = \frac{h_1 - h_{2, r}}{h_1 - h_{2, is}}$$

per gas ideale $\rightarrow \eta_{is, e} = \frac{c_p (T_1 - T_{2, r})}{c_p (T_1 - T_{2, is})} = \frac{T_1 - T_{2, r}}{T_1 - T_{2, is}}$

Cicli motori a gas: x

considero il piano di Clapayron, nel quale descrivo un ciclo assolutamente generico:



$$l_t = - \int v dp$$

su un ciclo:

$$l_{t, c} = - \int_c v dp$$

se è un ciclo motore: $l_{t, c} > 0$ (i cicli motore rendono lavoro positivo all'esterno).

inoltre la sequenza di trasformazioni è percorsa in senso orario.

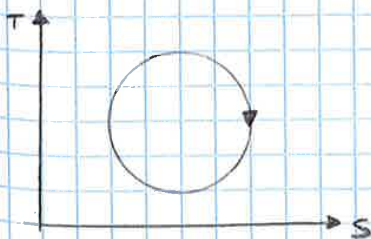
Del primo principio della termodinamica, per un ciclo completo:

$$L(c) = Q(c) \quad \text{se ciclo-motore} \quad Q(c) > 0$$

calore ricevuto > calore ceduto

$$Q^+ > Q^-$$

Sul piano di Gibbs:



$$q = \int T ds$$

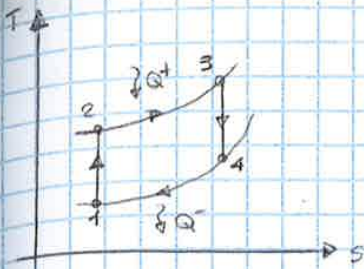
in un ciclo:

$$q_c = \int_c T ds$$

in un ciclo motore:

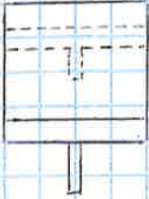
$$q_c > 0$$

La sequenza di trasformazioni è percorsa in senso orario

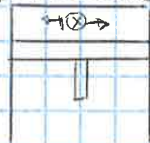


Macchina volumetrica:

compressione



Combustione (fornitura di calore)



espansione

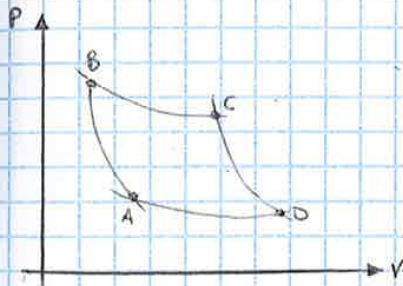


cessione calore verso esterno Q^-



Lezione 24:

Cicli di 4 politropiche opposte 2 a 2:



A-B: $p v^n = \text{cost.}$

B-C: $p v^m = \text{cost.}$

C-D: $p v^n = \text{cost.}$

D-A: $p v^m = \text{cost.}$

curva 1 (A-B) $p_A v_A^n = p_B v_B^m$

curva 2 (B-C) $p_B v_B^m = p_C v_C^n$

curva 3 (C-D) $p_C v_C^n = p_D v_D^m$

curva 4 (D-A) $p_D v_D^m = p_A v_A^n$

moltiplico tra loro tutti i parametri:

$$p_A p_B p_C p_D \cdot v_A^n v_B^m v_C^n v_D^m = p_A p_B p_C p_D \cdot v_A^m v_B^n v_C^m v_D^n$$

$$v_A^{(n-m)} v_C^{(n-m)} = v_B^{(n-m)} v_D^{(n-m)}$$

$v_A \cdot v_C = v_B \cdot v_D$ \Rightarrow Il prodotto incrociato dei volumi massici si conserva

Applicando l'equazione di stato dei gas: $p_A \cdot p_C = p_B \cdot p_D$

$T_A \cdot T_C = T_B \cdot T_D$

Rapporto manometrico:

$\beta_c = \frac{P_B}{P_A} \Rightarrow$ rapporto manometrico di compressione
 (il rapporto è sempre espresso come il termine più grande su quello più piccolo)

$\beta_e = \frac{P_C}{P_D} \Rightarrow$ rapporto manometrico di espansione

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

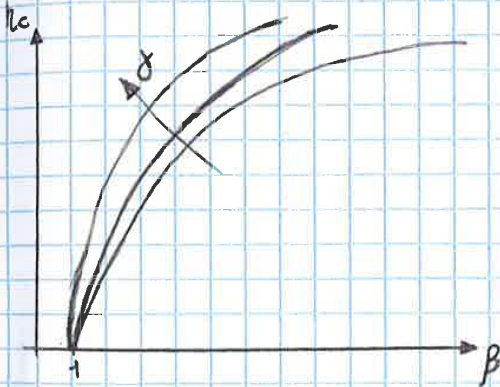
$$\frac{T_C}{T_D} = \left(\frac{P_C}{P_D}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

$$\frac{T_B}{T_A} = \frac{T_C}{T_D}$$

$$\beta_c = \beta_e = \beta$$

$$\eta_c = 1 - \frac{T_A}{T_B} = 1 - \left(\frac{P_A}{P_B}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = 1 - \frac{1}{\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}$$

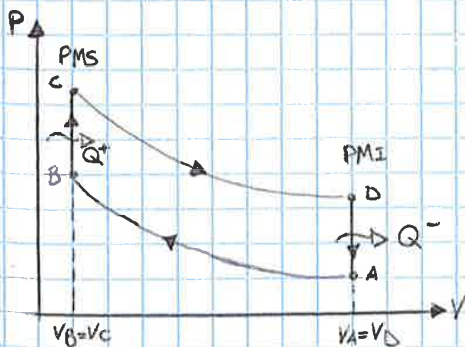
$$\eta_c = 1 - \frac{1}{\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}$$



Anche in questo caso l'andamento è non lineare con una derivata più alta che tende a scendere.

È poco interessante lavorare a β troppo elevato, perché l'aumento di rendimento è trascurabile a fronte dell'aumento di pressione che devo ottenere (il quale aumento ha un effetto meccanico forte sulle strutture).

Ciclo Otto: (ciclo di riferimento dei motori a benzina)

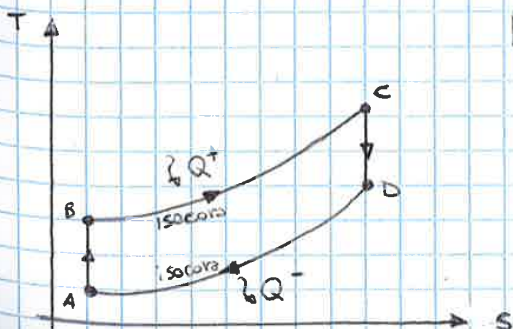


\widehat{AB} = compressione adiabatica reversibile (isoentropica);

\widehat{BC} = isocora con inserimento di calore Q^+ ;

\widehat{CD} = espansione adiabatica reversibile (isoentropica);

\widehat{DA} = isocora con cessione di calore Q^- ;



$$\eta_o = 1 - \frac{Q^-}{Q^+}$$

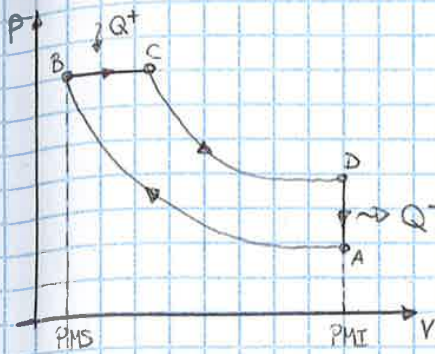
\widehat{BC} isocora: $q^+ = c_v (T_C - T_B)$

\widehat{DA} isocora: $q^- = c_v (T_A - T_D) < 0$

$$Q^- = |q_{DA}| = c_v (T_D - T_A)$$

Ciclo Diesel: (di riferimento per diesel)

*

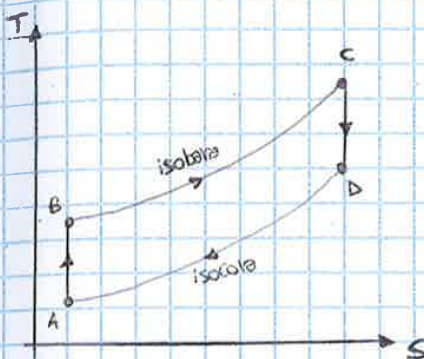


\overline{AB} : compressione adiabatica reversibile (isentrope);

\overline{BC} : isobara di inserimento calore Q^+ ;

\overline{CD} : espansione adiabatica reversibile (isentrope);

\overline{DA} : isobara di cessione calore Q^- ;



La curva isobara è meno pendente dell'isobara.

$$\eta_{LD} = 1 - \frac{q^-}{q^+}$$

\overline{BC} : isobara $\rightarrow q^+ = c_p (T_C - T_B)$

\overline{DA} : isobara $\rightarrow q^- = c_v (T_D - T_A)$ già in modulo

$$\eta_{LD} = 1 - \frac{c_v (T_D - T_A)}{c_p (T_C - T_B)} = 1 - \frac{1}{\gamma} \frac{T_A}{T_B} \left(\frac{T_D}{T_A} - 1 \right) \left(\frac{T_C}{T_B} - 1 \right)$$

$$\frac{T_D}{T_A} = \frac{T_D}{T_C} \cdot \frac{T_C}{T_B} \cdot \frac{T_B}{T_A}$$

$\frac{T_D}{T_C} \rightarrow$ dall'eq. dell'adiabatica: $\left(\frac{V_C}{V_D} \right)^{\gamma-1}$

$\frac{T_C}{T_B} \rightarrow$ dal rapporto dei volumi massici: $\frac{V_C}{V_B}$

$\frac{T_B}{T_A} \rightarrow$ rapporto su un'adiabatica: $\left(\frac{V_A}{V_B} \right)^{\gamma-1}$

$$\frac{T_D}{T_A} = \left(\frac{V_C}{V_D} \right)^{\gamma-1} \cdot \frac{V_C}{V_B} \cdot \left(\frac{V_A}{V_B} \right)^{\gamma-1} \rightarrow \left(\frac{V_C}{V_B} \cdot \frac{V_A}{V_B} \right)^{\gamma-1} \cdot \frac{V_C}{V_B} = \left(\frac{V_C}{V_B} \right)^{\gamma-1} \cdot \frac{V_C}{V_B} = \left(\frac{V_C}{V_B} \right)^{\gamma}$$

Si definisce:

$$\frac{V_C}{V_B} = \delta$$

rapporto d'introduzione

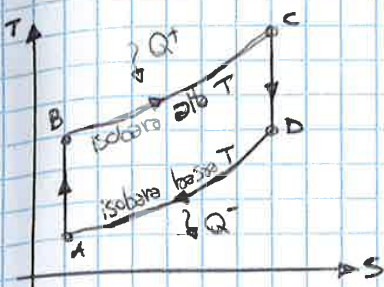
$$\eta_{LD} = 1 - \frac{1}{\gamma} \cdot \frac{1}{\delta} \cdot \frac{\delta^{\gamma} - 1}{\delta - 1}$$



Le pressioni dei 2 punti A e D sono le stesse.

• Il gruppo turbogas serve a produrre elettricità, oppure come propulsore sugli aerei.

Nel diagramma T-S:



AB = adiabatica di compressione = isoterma

BC = isobara

CD = adiabatica reversibile

DA = isobara

$$\eta_J = 1 - \frac{q^-}{q^+}$$

isobara:

$$q^+ = c_p(T_C - T_B)$$

$$|q^-| = c_p(T_D - T_A) \rightarrow \text{già in modulo}$$

$q^- = c_p \Delta T = c_p(T_A - T_D) \Rightarrow$ dato che lo voglio in modulo negativo

$$q^- = c_p(T_D - T_A)$$

stesso discorso per q^+

$$\eta_J = 1 - \frac{c_p(T_D - T_A)}{c_p(T_C - T_B)} = 1 - \frac{(T_D - T_A)}{(T_C - T_B)} = 1 - \frac{T_A}{T_B} \left(\frac{T_D/T_A}{T_C/T_B} \right)$$

poiché $T_A T_C = T_B T_D$

$$\frac{T_D}{T_A} = \frac{T_C}{T_B}$$

posso scrivere ciò, perché sono 2 a 2 opposte.

$$\eta_J = 1 - \frac{T_A}{T_B}$$

$\frac{T_A}{T_B} \rightarrow$ su un'adiabatica è esprimibile come $\left(\frac{P_A}{P_B}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = \left(\frac{V_B}{V_A}\right)^{\gamma-1}$

$\left(\frac{P_A}{P_B}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = \frac{1}{\rho^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \rightarrow$ rapporto di compressione manometrico

$\left(\frac{V_B}{V_A}\right)^{\gamma-1} = \frac{1}{\rho^{\gamma-1}} \rightarrow$ rapporto di compressione volumetrico

$$\eta_J = 1 - \frac{1}{\rho^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} = 1 - \frac{1}{\rho^{\gamma-1}}$$

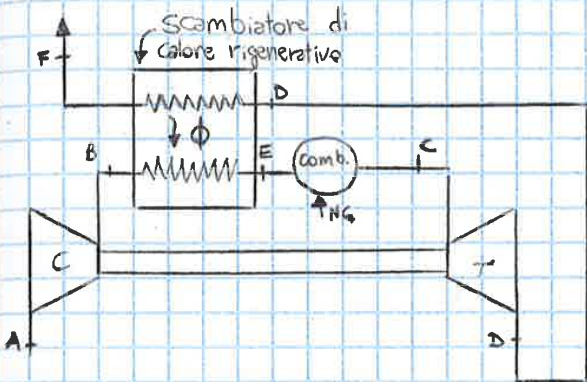
È più usate nel ciclo otto esprimere il rapporto di compressione volumetrico (ρ).

Mentre nei turbogas (macchine ad attraversamento di fluido)

In cosa consiste la modifica: l'aria alla mandata del compressore, viene mandata ad uno scambiatore di calore (scambiatore rigenerativo). L'aria arriva al combustore, (viene ceduto natural gas al ciclo).

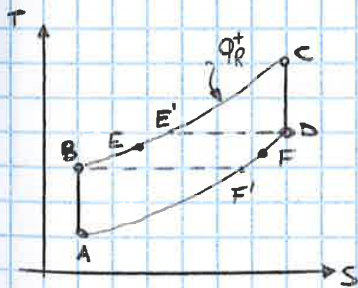
Il gas si trova ad entalpia elevata e viene mandato ad espandersi in turbina.

I fumi di scarto, invece di mandarli in atmosfera, li mando allo scambiatore di calore, i quali scambieranno calore con l'aria che voglio scaldare (perché il calore fluisce da un fluido più caldo ad uno più freddo). Infine questi fumi sono mandati al camino.



- A = ingresso al compressore;
- B = uscita al compressore (passaggio dello scambiatore);
- C = ingresso turbina;
- D = uscita turbina;
- E = ingresso bruciatore;
- F = mandata al camino;

C'è uno scambio di calore interno al sistema, (è lo stesso fluido a scambiare calore), questo modo di dare calore è definito uno scambiatore rigenerativo.



- Il punto E sarà tra B e C, ed un $T >$ di B, perché ha ricevuto calore.
- Il punto E ~~ab~~ max può arrivare alla Temperatura di D. (cioè quello che gli fornisce il calore) \Rightarrow E è un caso ideale.

Dimostro come la T di F' può essere uguale a B:

$$\oint_{\text{ciclo}} \frac{\delta Q}{T} = 0 \Rightarrow \int_B^C \frac{dq_R^+}{T} + \int_C^D \frac{dq_R^-}{T} + \int_D^F \frac{dq_R^-}{T} + \int_F^B \frac{dq_R^+}{T} = 0$$

$$0 = \int_B^C G_c cp dT + \int_C^D G_c cp dT + \int_D^F G_b cp dT + \int_F^B G_b cp dT \Rightarrow G_c cp (T_C - T_B) = G_b cp (T_D - T_F')$$

$$G_b = G_c = G; \quad T_C = T_D; \quad cp = \text{cost.}; \quad T_B = T_F'$$

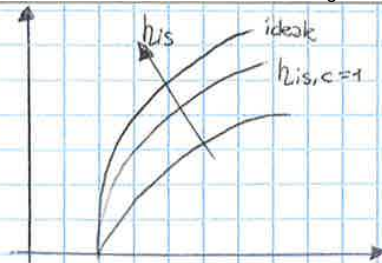
Quando $E \equiv E'$ si ha rigenerazione ideale

Rendimento per la rigenerazione ideale:

$$\eta_{\text{TR}} = \frac{q_{\text{netto}}}{q_{\text{R}}} = \frac{q_{\text{c}} - q_{\text{c}}}{q_{\text{R}}} = \frac{cp(T_C - T_D) - cp(T_B - T_A)}{cp(T_C - T_D)} = 1 - \frac{(T_B - T_A)}{(T_C - T_D)} =$$

$$q'_{R} = C_p (T_3 - T_{2R}) \quad \text{con} \quad T_{2R} = \frac{T_1 + T_{2is}}{\eta_{is,c}}$$

$$\eta_{J_{RE}} = \eta_{J_{RE}} (T_{2is}; T_{4is}; \eta_{is,c}; \eta_{is,e}; \beta)$$



Più è basso il rendimento isentropico delle 2 macchine di compressione e di espansione, più si abbassa il rendimento complessivo. X

Lezione 29:

Regole delle fasi di Gibbs:

Sistema termodinamico caratterizzato da:

- 1) numero di componenti (C) \Rightarrow numero di sostanze (specie chimiche) presenti nel sistema;
- 2) numero di fasi (F) \Rightarrow numero di stati di aggregazione (solido, liquido e vapore);

Il numero di gradi di libertà (i) del sistema \Rightarrow (numero di variabili termodinamiche, che possono variare in modo indipendente l'una dall'altra) è definito dalla regola delle fasi di Gibbs:

$$i = C - F + 2$$

Es.

1) sistema mono-componente (C=1)

$$i = 3 - F \quad \text{se} \quad F=1 \rightarrow i=2$$

Caso classico di un sistema da 1 gas ideale: $pV = R^*T$

2) sistema bi-componente (C=2) con F=1

$$i = 4 - F \quad F=1 \rightarrow i=3 \quad (P, T, \text{composizione})$$

3) sistema mono-componente, con F=2

$$i = 1$$

vap.
∇
l.g.

Definisco una variabile indipendente (es. p), che consegue un solo valore di T. se ho una variabile indipendente essa "blocca" le altre.

4) C=1 F=3 i=0

esiste uno stato che permette coesistenza in equilibrio dei 3 stati di aggregazione (punto triplo).

temperatura di saturazione alla data pressione;

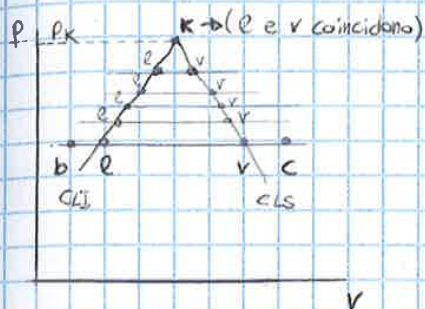
(b) → liquido sottoraffreddato;

data la pressione del liquido P , esso è sottoraffreddato se: $T < T_{sat}(P)$

(c) → vapore surriscaldato;

esso è surriscaldato se $T > T_{sat}(P)$

evaporazione a diversi livelli di temperatura:

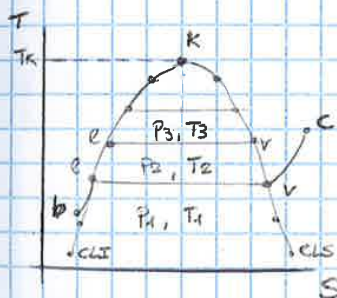


K : punto critico;

P_K : pressione critica;

CLi: curva limite inferiore;

CLs: curva limite superiore;



T_K : temperatura critica

Le coppie (P, T) del passaggio di stato sono definite:

P_{sat} data T ;

T_{sat} data P ;

Es $P_{sat}(T=100^\circ C) = 1 \text{ bar}$
 $T_{sat}(p=1 \text{ bar}) = 100^\circ C$ $P_K = 221,2 \text{ [bar]}$ $T_K = 647,3 \text{ [K]} = 374,15^\circ C$

lezione 27:

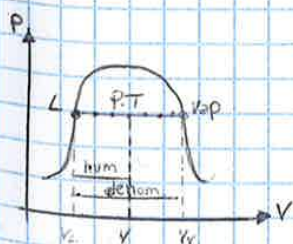
Titolo del vapore: (percentuale in massa vapore in una miscela liquido vapore)

Titolo: $X = \frac{m_{vape}}{m_{tot}} = \frac{m_{vape}}{m_L + m_{vape}}$

$0 \leq X \leq 1$

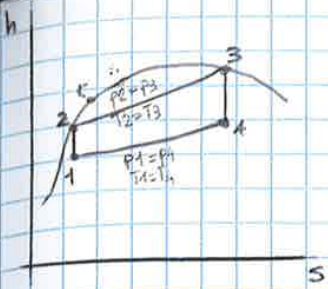
$X=0$ $m_v=0$, cioè in L;

$X=1$ $m_L=0$, cioè in Vap;



$V = V_L + V_{vape} = m_L v_L + m_{vape} v_{vape}$

Volume massico della massa di fluido v



$$|l_c| = h_2 - h_1$$

$$l_e = h_3 - h_4$$

$$q_1 = q_{exp.} (T_{sat} = T_2) = h_3 - h_2 = T_2 (s_3 - s_2)$$

$$q_2 = (h_4 - h_1) = T_1 (s_4 - s_1)$$

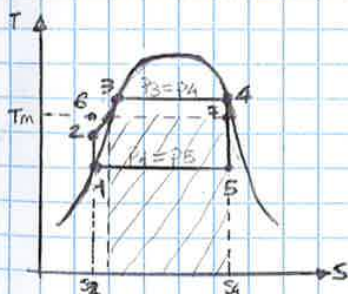
$$\eta_c = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{T_1 (s_4 - s_1)}{T_2 (s_3 - s_2)} = 1 - \frac{T_1}{T_2}$$

Problematiche del ciclo:

- 1) Il controllo della compressione tra 1 e 2, poiché non esiste (o, comunque, non ha senso costruire) una macchina in grado di comprimere un fluido in uno stato di parziale "liquidità" il quale sta cambiando di stato. (la compressione tra 1 e 2 risulterebbe molto inefficiente).
- 2) L'espansione tra 3 e 4 tende ad avere forti problemi sulla stabilità meccanica delle palette della turbina. (le gocce d'acqua impattando, a forte velocità, contro le palette tendono a degradarle rapidamente).

Ciclo Hirn-Rankine:

Dato che la condensazione parziale è difficilmente controllabile la eseguo totale:



$$p_2 = p_3 = p_4$$

1-2: pompaggio H₂O liq. da p₁ a p₂;

Fornitura di calore in 2 fasi sulla stessa isobara.

$$p_2 = p_3 = p_4$$

Ⓐ riscaldamento liquido: 2-3;

da liquido sottoraffreddato ② a liquido saturo ③;

Ⓑ evaporazione

$$|l_c| = h_2 - h_1$$

$$l_e = h_4 - h_5$$

$$q_1 = (h_4 - h_2) = (h_4 - h_3) + (h_3 - h_2)$$

uscita evaporatore ingresso caldaia fornitura calore

$$\int_{s_2}^{s_4} T ds$$

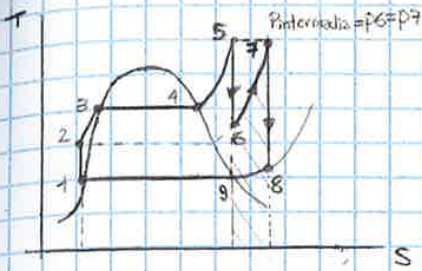
$$q_2 = (h_5 - h_1) = T_1 (s_5 - s_1)$$

Si introduce una temperatura media che sottende un'area pari a quella sottesa dalla curva d'inserimento del calore (2-3-4), cioè:

$$A_{s_2-3-4} = A_{s_2-2'-3'-4-s_4}$$

Quindi T_m è introdotta per avere lo stesso q_1 di trasformazione reale.

Cerchiamo quindi, di spostare più a destra il titolo di fine espansione:

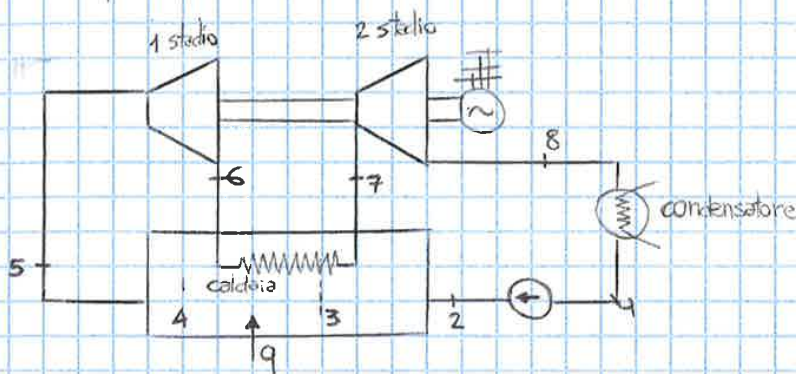


Si divide la turbina di espansione in 2 stadi, si sceglie una pressione intermedia e si fa espandere il vapore fino a quella pressione.

Eseguo un ri-surriscaldamento (dal punto 6 al 7), con $T_5 = T_7$.

In fine si esegue l'espansione da 7 a 8, (in questo caso siamo in completa fase: vapore anemmo, quindi, un titolo migliore anche di 1) Se con questa pratica il titolo, il titolo non è ancora maggiore di 0,9 eseguo un altro surriscaldamento (o ulteriori surriscaldamenti).

A livello d'impianto:



- 1: ingresso della pompa;
- 2: ingresso in caldaia;
- 3: fine primo riscaldamento e inizio evaporatore;
- 4: fine della fase di evaporazione;
- 5: fine surriscaldamento (uscita caldaia);
- 6: espansione intermedia;
- 7: secondo surriscaldamento;
- 8: fine espansione e ingresso nel condensatore;

il lavoro di pompaggio è circa 3 ordini di grandezza inferiore, quindi lo trascuro

$$\eta = \frac{h_1}{q_1} = \frac{h_e - h_0}{q_1} = \frac{h_e}{q_1}$$

$$h_e = h_{in} - h_{out} \quad (\text{in termini generali})$$

$$q_1 = h_{out} - h_{in} = \int T ds \quad (\text{in termini generali})$$

$$h_{e, \text{riss}} = (h_5 - h_6) + (h_7 - h_8)$$

Se non fosse stato aggiunto il risurriscaldamento: $h_e = (h_5 - h_8)$

ma $h_{e, \text{riss}} > h_e$

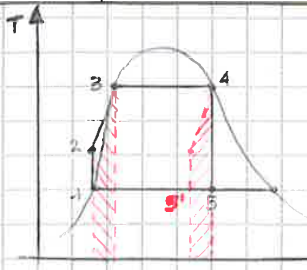
$$[(h_5 - h_6) + (h_7 - h_8)] > (h_5 - h_8)$$

$$q_1 (\text{non risurriscaldato}) = \int_2^5 T ds = h_5 - h_2$$

$$q_1 (\text{ri-surriscaldato}) = q_{1, \text{riss}} = \int_2^5 T ds + \int_6^7 T ds = (h_5 - h_2) + (h_7 - h_6)$$

$$q_{1, \text{riss}} > q_1$$

$$(h_5 - h_2) + (h_7 - h_6) > (h_5 - h_2)$$



45' : espansione + cessione calore q_{23} ;

Così facendo; $T_m \rightarrow T_3 = T_4$

Questo modo di procedere è definito come ciclo rigenerativo.

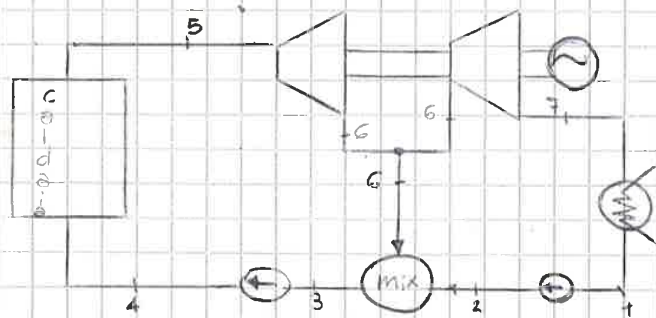
Abbiamo, quindi, uno scambio interno al ciclo.

Questo ciclo è irrealizzabile perché si avrebbe una turbina che scambierebbe anche calore, si avrebbe, inoltre, un calo dei rendimenti.

Un modo simile di procedere, ma realizzabile, lo si ha introducendo gli spillamenti sulla turbina di espansione (rigenerazione frazionata).

Rigenerazione frazionata:

Il vapore in uscita dalla caldaia viene mandato ad espandere (1° stadio), questo vapore, ora, viene in parte mandato ad espandere in un'altra turbina (2° stadio) ed in parte spillato. Il vapore esce dal secondo stadio e va al condensatore ed in seguito ad una pompa di alimento. Il vapore non spillato (quello uscente dalla pompa) viene mandato ad un miscelatore, in cui arriva anche la portata spillata. La miscelazione di acqua liquida (24°C) e vapore spillato (ad un'elevata temperatura), mi porta al riscaldamento della prima.



$T_6 \gg T_2 \rightarrow$ quindi lo spillamento ϕ cede calore a H_2O liq. 2, con il risultato $T_3 > T_2$.

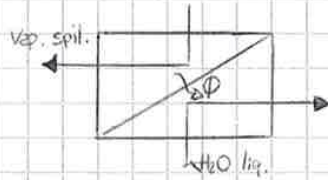
Per miscelare vapore 6 e H_2O liq. 2 devono essere alla stessa pressione da cui $P_6 = P_2 = P_3$.

Poiché $P_6 < P_5$, alla pressione P_3 non è ancora la pressione alta di ciclo (cioè $P_3 < P_6$).

Quindi devo eseguire un secondo pompaggio

Usare i miscelatori ha il difetto che tra un miscelatore e l'altro deve aggiungere una pompa di alimentazione del miscelatore successivo.

Per sopperire a questo problema si può utilizzare uno scambiatore di calore:

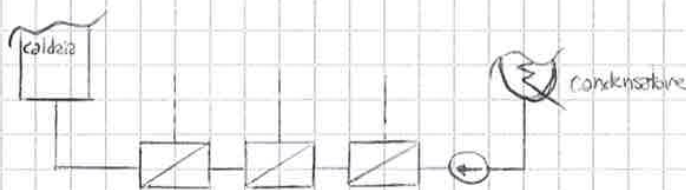


Nello scambiatore a superficie i flussi non si mischiano, perché rimangono separati da una superficie di scambio (parete separatrice).

Questa pressione può essere già quella di caldaia.

Con questo sistema, ha bisogno solo di una pompa, in questo modo la pressione del liquido è già quella di caldaia, e i due flussi possono essere a pressioni completamente diverse.

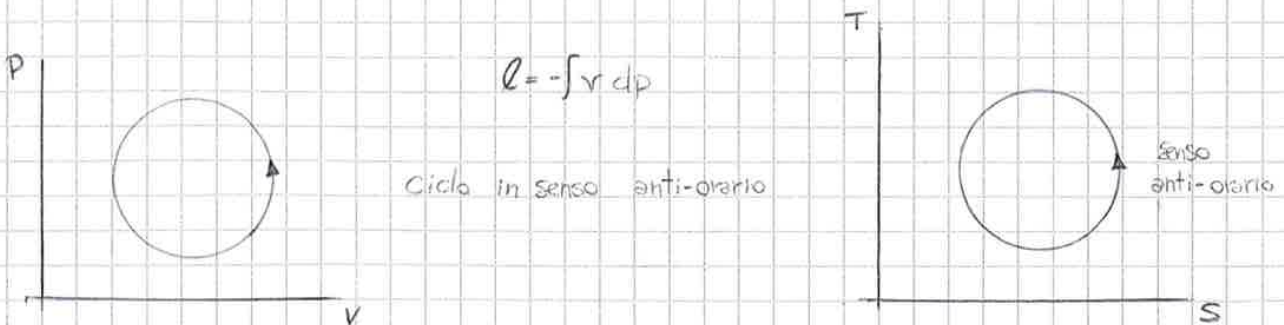
Ovviamente lo scambio termico con miscelatori è migliore, ma gli scambiatori a parete offrono più vantaggi.



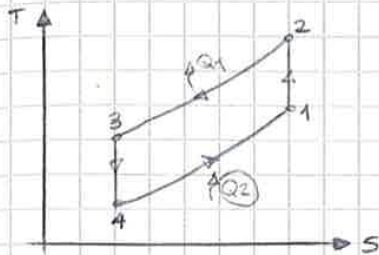
Lezione 30:

Cicli inversi:

I cicli inversi sono cicli termodinamici eseguiti da macchine operatrici, (macchine che ricevono un lavoro netto). Quindi il lavoro netto scambiato tra esterno e sistema è negativo; questo porta ad avere, anche, calore netto negativo (vale a dire che è maggiore il calore ceduto verso l'esterno rispetto al calore ricevuto dall'esterno).



Cicli inversi a Gas: Ciclo Joule inverso



La fase di sottrazione calore Q_2 è molto deficiente rispetto a quella che potresti ottenere sottraendo calore da un fluido che sta evaporando. (minore efficienza di rimozione calore).

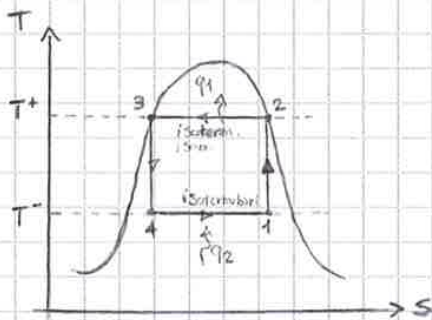
A causa dei volumi massici dei gas troppo alti, questi cicli hanno bisogno di dimensioni maggiori per funzionare (problemi d'ingombro).

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

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 frigogeni utilizzati nei cicli a vapore sono composti da specie chimiche (spesso 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



12: compressione;

23: condensazione completa; (da vapor saturo secco (2) a liquido (3)) con l'assorbimento di calore Q_1

34: espansione;

41: evaporazione;

Ciclo frigo: fase utile 4-1; pompa di calore: massima durante la condensazione 2-3;

$$E_{FR} = \frac{Q_2}{Q_1 - Q_2} = \frac{T^- (s_1 - s_4)}{T^+ (s_2 - s_3) - T^- (s_1 - s_4)} = \frac{T^-}{T^+ - T^-} = \frac{1}{\frac{T^+}{T^-} - 1}$$

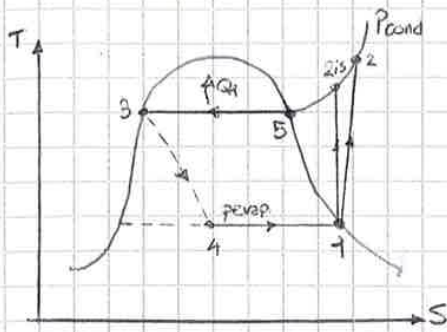
$E_{FR} \uparrow$ se $\frac{T^+}{T^-} \downarrow$ (aumenta tanto più quanto T^- e T^+ tendono a convergere).

$$E_{PC} = COP = \frac{Q_1}{Q_1 - Q_2} = \frac{T^+ (s_2 - s_3)}{(T^+ - T^-) (s_2 - s_3)} = \frac{T^+}{T^+ - T^-} = \frac{1}{1 - \frac{T^-}{T^+}}$$

$COP \uparrow$ se $\frac{T^-}{T^+} \uparrow$

lezione 31:

Ciclo inverso su diagramma T-S:



Abbiamo una compressione in 1 (dove il fluido è vapor saturo secco).

Viene compresso fino alla pressione elevata di ciclo (P condensatore).

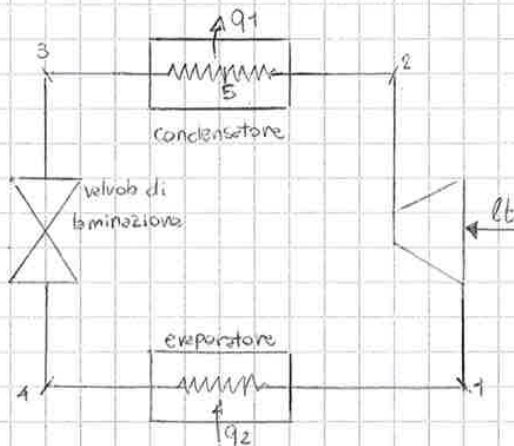
La compressione ideale è un'isotropica (2is), ma in realtà si ha un aumento di entropia.

Si ha un ribscio di calore q1 (da 2 a 3). (fase utile)

La fase 2-3 si può dividere così, da 2 a 5 si ha un desurriscaldamento e da 5 a 3 la fase di condensazione.

Nel punto 3 il fluido è completamente condensato alla temperatura e alla pressione elevata di ciclo. Infine si riporta il fluido alla temperatura bassa di ciclo attraverso una laminazione (trasformazione isenthalpica da 3 a 4).

Da 4 a 1 si ha la fase di evaporazione (fase utile).



Ciclo Frigorifero:

$$E_{FR} = \frac{q_2}{|q_c|}$$

Nel compressore:

$$q_c = \dot{m} \Delta h = \dot{m} (h_2 - h_1) < 0$$

(adiabatico)

$$|q_c| = \dot{m} (h_2 - h_1)$$

$$|q_c| = h_2 - h_1$$

Nell'evaporatore:

$$q_2 = \dot{m} \Delta h = \dot{m} (h_1 - h_4)$$

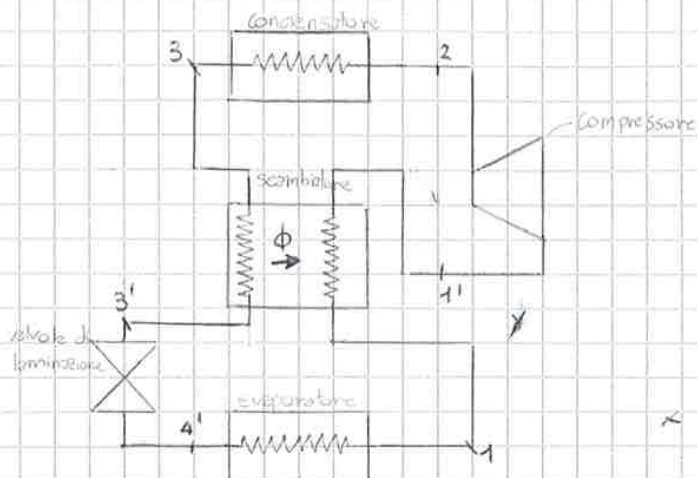
$$q_2 = \dot{m} (h_1 - h_4)$$

Quindi:

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

l'effetto finke è che si deve aumentare anche il lavoro di compressione (effetto negativo).

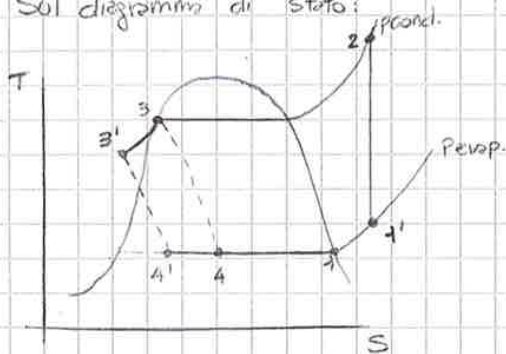
Quindi un sottoraffreddamento "furbo" si fa con scambiatore intermedio. In termini d'impianto:



Il fluido, prima di essere mandato alla valvola di laminazione, il fluido è mandato ad uno scambiatore intermedio. Dalla valvola di laminazione è mandato all'evaporatore. Il fluido che evapora viene mandato prima allo scambiatore ed in fine al compressore.

S'introduce scambiatore rigenerativo.

Sul diagramma di stato:



L'obiettivo era spostare 4 a valori più bassi (4'). Questo è stato fatto con un sottoraffreddamento rilasciando il calore al fluido stesso (non al pozzo termico), questo mi permette di non modificare il ciclo.

Il calore rilasciato $3 \rightarrow 3' =$ al calore ricevuto $1 \rightarrow 1'$:

$$q_{33'} = q_{11'} \rightarrow (h_3 - h_{3'}) = (h_{1'} - h_1)$$

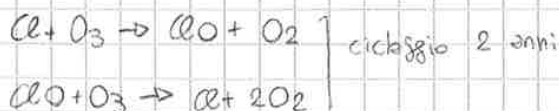
Fluidi frigoriferi:

Storicamente i più utilizzati sono CFC (cloro-fluoro-carboni) e HCFC (idro-cloro-fluoro-carboni).

Nell'uso civile il più usato è il freon 12 (R12): CF_2Cl_2 ;

Nell'ambito industriale, l'R22: CH_2Cl_2F ;

Il protocollo di Montreal (1987) ha definito la distruzione di queste tipologie di fluidi.



Attualmente utilizzabili: HFC (idro-fluoro-carboni), R134a: CH_2FCF_3 tetrafluoroetano. Gli HFC sono gas serra, con un GWP di circa 2000.

lezione 32.

Miscela di Gas:

Sono miscele di gas con comportamento che segue l'equazione di stato dei gas ideali,

quindi:

anche la miscela segue l'equazione dei gas ideali.

Si considerano miscele ad N componenti, in fase gassosa.

numero di variabili indipendenti della miscela (gdl):

$$V = C + 2 - F$$

Dove:

C = numero di componenti N ;

F = numero di fasi = 1 (solo fase gassosa);

Da cui:

$$V = N + 1 \text{ gdl}$$

A) 2 coordinate termodinamiche (per esempio T e P);

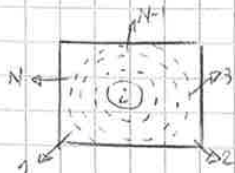
B) $N-1$ gdl rimanenti: $N-1$ frazioni molari dei componenti della miscela;

Frazione molare di componente i -esimo della miscela:

$$y_i = \frac{n_i}{n} \quad \text{con} \quad n = \sum_{i=1}^N n_i \quad \rightarrow \quad \sum_{i=1}^N y_i = 1$$

Quindi basta conoscere la frazione molare y_1 di $N-1$ specie, la N -esima è nota, perché è il complemento a 1 delle specie precedenti;

Es. Considero un volume V dato ad una certa temperatura T :



Ci sono N specie chimiche miscelate:

↓
si ha quindi una data pressione p .

Ora, considero di eliminare tutte le specie chimiche tranne quella i -esima, la quale si distribuisce su tutto il volume.

Se ora misuro la pressione all'interno orro, $p_i \Rightarrow$ pressione parziale della specie chimica i -esima nella miscela. (se faccio lo stesso per le altre specie chimiche, e faccio la sommatoria delle varie pressioni parziali, questa sommatoria è pari alla pressione totale della miscela all'inizio della misurazione).

(i) $P V_i = n_i \bar{R} T$

(miscela) $P V = n \bar{R} T$

poiché $n = \sum_{i=1}^N n_i$

$V = \sum_{i=1}^N V_i$ legge dei volumi additivi o legge di Amagat-Leduc

Di conseguenza:

$V_i = \frac{n_i}{n} = \frac{V_i}{V}$

Considerazioni:

$H = \sum_{i=1}^N H_i = \sum_{i=1}^N M_i h_i$

$h_m = \frac{H}{M} = \sum_{i=1}^N \frac{M_i}{M} h_i = \sum_{i=1}^N x_i h_i$

$S_m = \sum_{i=1}^N x_i s_i$ $\mu_m = \sum_{i=1}^N x_i \mu_i$

Calori specifici:

$c_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v$

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

Considero la miscela:

$c_{v,m} = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_{v, n_i} = \frac{\partial}{\partial T} \left[\sum_{i=1}^N x_i \mu_i \right] = \sum_{i=1}^N x_i \underbrace{\left(\frac{\partial \mu_i}{\partial T} \right)_v}_{c_{v,i}}$

$c_{v,m} = \sum_{i=1}^N x_i c_{v,i}$ $c_{p,m} = \sum_{i=1}^N x_i c_{p,i}$

$\gamma_m = \frac{c_{p,m}}{c_{v,m}} = \frac{\sum_{i=1}^N x_i c_{p,i}}{\sum_{i=1}^N x_i c_{v,i}}$

Es. Considero di avere una miscela in un volume e faccio un raffreddamento:



T ↓

Può succedere che qualcuna delle specie chimiche, con l'abbassarsi della T, condensino. (posso avere una o più specie chimiche in fase liquida).

Abbiamo quindi miscele con componenti condensabili. (es. Aria + vapor d'acqua = aria umida).

La disciplina che studia la termodinamica dell'aria umida è definita **psicrometria**.

$$x = \frac{P_a}{R_v} \cdot \frac{P_v}{P_a}$$

$$R_v = \frac{8314}{18} = 461,5 \left[\frac{J}{kgK} \right]$$

$$x = \frac{287}{461,5} \cdot \frac{P_v}{P_a} = \frac{287}{461,5} \cdot \frac{P_v}{P - P_v}$$

↙ pressione tot.
 ↘ press. parziale vapore

$$x = 0,622 \frac{P_v}{P - P_v} = \left[\frac{kg_v}{kg_a} \right] = \left[\frac{\delta_v}{\delta_a} \right]$$

↗ grammi di vapore
 ↘ grammi aria secca

2) Umidità relativa

$$\varphi = \frac{M_v}{M_{sat}}$$

$0 \leq \varphi \leq 1$
 ↙ aria completamente secca
 ↘ aria saturata di umidità

$$\varphi = \frac{\frac{P_v V}{R_v T}}{\frac{P_{sat}(T) V}{R_v T}} = \frac{P_v}{P_{sat}(T)}$$

↗ pressione di saturazione dell'acqua alla T del miscela

umidità assoluta:

$$x = 0,622 \cdot \frac{P_v}{P - P_v} = 0,622 \cdot \frac{\varphi \cdot P_{sat}(T)}{P - \varphi \cdot P_{sat}(T)}$$

Entalpia dell'aria umida: x

$$H = \sum_{i=1}^2 h_i = h_a + h_v = M_a \cdot h_a + M_v \cdot h_v$$

$$h = \frac{H}{M_a} = h_a + x \cdot h_v = \left[\frac{kJ}{kg_a} \right]$$

umidità assoluta

nella miscela aria-vapore, le grandezze massiche sono relativizzate alla sola aria secca.

Lezione 53:

$$h = h_a + x \cdot h_v = \left[\frac{kJ}{kg_a} \right]$$

Stato di riferimento:

$$T = 273,15 [K], \text{ H}_2\text{O fase liquida}$$

aria secca:

$$h_a = c_{p_a} (T - T_a) = c_{p_a} \cdot t \quad t: \text{temperatura in } [^{\circ}C]$$

vapore H₂O: