



Corso Luigi Einaudi, 55 - Torino

Appunti universitari

Tesi di laurea

Cartoleria e cancelleria

Stampa file e fotocopie

Print on demand

Rilegature

NUMERO: 823

DATA: 13/02/2014

A P P U N T I

STUDENTE: Casalino

MATERIA: Termodinamica Applicata e Trasmissione del Calore

Prof. Borchiellini

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.**

PROCESSO REVERSIBILE

- È possibile trovare un altro processo inverso al primo
- dopo che il processo ha percorso in un'azione prima il processo P e poi quello inverso, sia il sistema che l'ambiente esterno ritornano al loro stato iniziale

PROCESSO IRREVERSIBILE

non si verificano entrambe le condizioni sopra citate

PRINCIPIO ZERO DELLA TERMODINAMICA

- 1) se 2 corpi, dopo che sono stati messi a contatto attraverso una parete rigida e conduttrice del calore, si portano in equilibrio \Rightarrow hanno la medesima temperatura e sono in equilibrio termico
- 2) se 2 corpi A e B sono ognuno in equilibrio termico con un terzo, C, anche A e B sono in equilibrio termico e tutte e tre hanno la medesima temperatura

TERMOMETRO

- stanza termometrica
- sensore
- termometri a gas

LAVORO DI ATTRITO

in presenza di fenomeni dissipativi vi è una diminuzione del lavoro rispetto a quello ideale o reversibile che vi avrebbe senza fenomeni dissipativi

$$L_i = L_{iR} - L_a \quad \text{con } L_a = \text{lavoro di attrito dissipato quando gli sforzi tangenziali e formano lavoro}$$

il lavoro delle forze interne si scrive come somma di un Termine lineare e di un Termine non lineare al quale si fa corrispondere la quota di lavoro che non ha contributo alle variazioni di volume, chiamato "lavoro di attrito", perché non recuperabile come lavoro utile nelle macchine

$$L_i(P) = L_i^{lin}(P) - L_{a_i}(P)$$

$L_i^{lin}(P)$: se deputato dal lavoro che il sistema scambia con l'ambiente nel quale è immerso (atmosfera)
 \Rightarrow LAVORO TECNICO L_t

sono esempi di lavoro di attrito la viscosità dei fluidi; l'interazione magnetica, etc

IL LAVORO DI ATTRITO È SEMPRE
 NEGATIVO PERCHÉ DISSIPATO



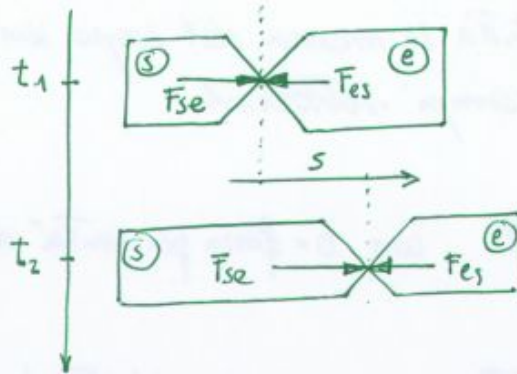
LAVORO L E POTENZA MECCANICA W

$$\tilde{L} = W(t) dt$$

$$L(P) = \int_P \tilde{L} = \int_{t_1}^{t_2} W(t) dt$$

sono espresse da

- un numero positivo quando il sistema si espande e cede energia (*)
- un numero negativo quando il sistema si contrae e quindi riceve energia



(*)

IL SISTEMA SI ESPANDE
 $\Rightarrow L_{se} > 0$

IN CASO CONTRARIO
 $L_{se} < 0$

! NON È UNA CONVENZIONE

FORZE DI SUPERFICIE \Rightarrow contatto diretto

agiscono per contatto di corpi estesi sulla superficie di contatto, possono essere concentrate in un pt o distribuite in una superficie finita (A)

x il punto di applicazione delle forze si parla

$$\vec{F}_{se}^s = \int_A \vec{f}_{d,se}^s dA$$



PRINCIPIO DI AZIONE-REAZIONE

$$\vec{L}_{se}^s = \int_P \vec{F}_{se}^s \cdot d\vec{x} = \int_V \vec{n} \cdot \vec{f}_{d,se}^s dV$$

$$\vec{W}_{se}^s = \vec{v} \cdot \vec{F}_{se}^s = \int_V \vec{n} \cdot \vec{f}_{d,se}^s \frac{dV}{dt}$$

LAVORO ~~DI~~ DI ATRITO DI STRISCIAMENTO TRA I 2 CORPI

$$\begin{cases} L_{se}^s + L_{es}^s + L_a = 0 \\ W_{es}^s + W_{se}^s + W_a = 0 \end{cases}$$

SOSTANZE PURE

per risolvere qualunque problema in Termodinamica occorre

- scegliere le COORDINATE INDIPENDENTI e caratterizzare il loro dominio di variazione
- formulare le EQUAZIONI FONDAMENTALI
- formulare le EQUAZIONI COSTITUTIVE che derivano il comportamento di ogni particolare materiale di un suo fatto i propri

FASE

- da un punto di vista macroscopico i corpi materiali possono essere definiti suddividendone il volume in più parti distinte o fasi
- ogni fase deve
 - avere all'animo macroscopico composizione e caratteristiche fisiche (e non necessariamente chimiche) omogenee
 - essere separata dalle altre che la circondano da una superficie di contorno bene identificabile

esempi

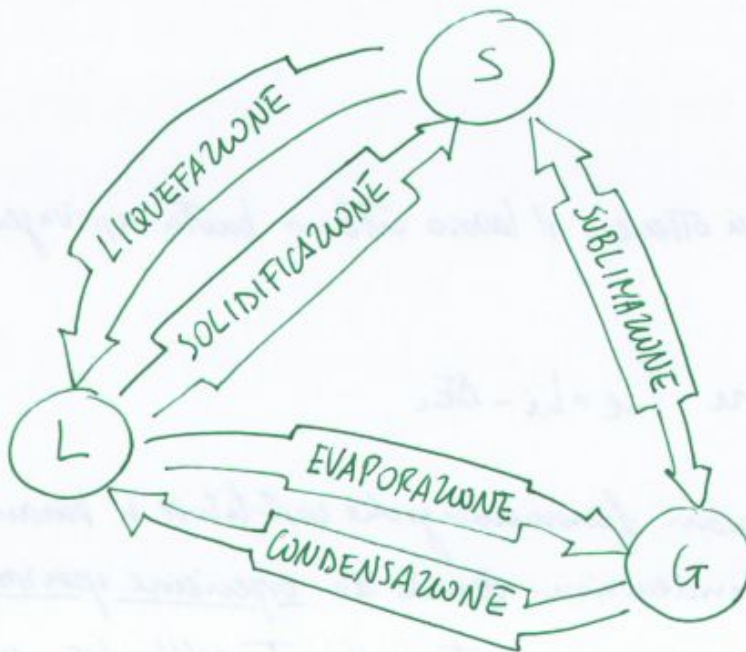
- 1 fase e 2 specie chimiche: sale da cucina disciolto in un bicchiere d'acqua e l'acqua stessa
- 2 fasi e 2 specie chimiche: acqua in un bicchiere e olio

REGOLE PER IDENTIFICARE LE FASI

- le fasi costituite da solidi hanno una forma precisa
- le fasi costituite da fluidi tendono ad assumere la forma del recipiente
- costituiscono sempre 2 fasi distinte
 - 2 solidi
 - 1 liquido + 1 solido
 - 1 liquido + 1 gas non solubili l'uno nell'altro
 - 1 solido + 1 gas

CAMBIAMENTI DI STATO DI AGGREGAZIONE

- tutte le sostanze, al variare del loro stato Termodinamico, possono trovarsi in tutti e 3 gli stati di aggregazione, in alcuni casi con più stati contemporaneamente presenti.
- modificando lo stato Termodinamico si può passare da uno stato all'altro per effetto di interazioni Termiche e meccaniche con l'esterno.
- se un sistema Termodinamico costituito da più fasi ritiene un processo, ogni fase può scambiare energia e massa con le altre fasi del sistema e con l'esterno.



FORME DIFFERENZIALI LINEARI

in uno spazio a 2 dimensioni x e y definite due funzioni $M(x,y)$ e $N(x,y)$ in una forma differenziale lineare FDL ogni espressione del tipo

$$\tilde{z} = [M(x,y)] dx + N(x,y) dy$$

proprietà: il valore dell'integrale definito dalla FDL tra 2 p.ti nello spazio x,y cambia al cambiare della linea che unisce i 2 p.ti.

CASO: CALORE E LAVORO INTERNO

- per corpi omogenei sia calore che lavoro possono essere espressi come integrali di forme differenziali lineari
- le FDL si dicono fenomenologiche perché correlano l'energia scambiata alla variazione delle coord. Termodinamiche indipendenti.
- possono essere scritte
 - o nel dominio del Tempo
 - o nello spazio degli stati.

le funzioni $M(x,y)$ e $N(x,y)$ sono ^{equazioni} ~~funzioni~~ di stato delle coordinate Termodinamiche indipendenti.

LAVORO INTERNO NELLE VARIABILI V, T E v, T

nel dominio del Tempo

$$W_i(t) = p(V, T) dV/dt$$

$$w_i(t) = p(v, T) dv/dt$$

nello spazio degli stati

$$L_i(P) = \int_{\Gamma} \tilde{L}_i = \int_{\Gamma} W_i(t) dt = \int_{\Gamma} p(V, T) dV \quad \text{---} = 0 \text{ se } \nabla \vec{t} = 0$$

$$l_i(P) = \int_{\Gamma} \tilde{l}_i = \int_{\Gamma} p(v, T) dv$$

CALORE NELLE VARIABILI p, T

nel dominio del Tempo

$$\Phi(t) = \lambda_p(p, T) \frac{dp}{dt} + c_p(p, T) \frac{dT}{dt}$$

$$\varphi(t) = \Phi(t)/M = \lambda_p(p, T) dp/dt + c_p(p, T) dT/dt$$

nello spazio degli stati

$$Q = \int_{\Gamma} \tilde{Q} = \int_{\Gamma} \lambda_p(p, T) dp + c_p(p, T) dT$$

$$q = Q/M = \int_{\Gamma} \lambda_p(p, T) dp + c_p(p, T) dT$$

GAS IDEALI

è un modello di fluido omogeneo che approssima il comportamento di gas reali quando si trova in stati:

- a pressione molto bassa
- lontani dal punto critico
- a densità molto bassa

$$pV = nRT$$

EQUAZIONE DI STATO

R = costante universale il cui valore in S.I. è $R = 8314 \text{ J/(kmol K)}$

$$p \frac{V}{m} = \frac{RT}{m/M} = \frac{RT}{M} \Rightarrow pV = R^*T$$

R^* = costante caratteristica del gas studiato

RELAZIONI PER I GAS IDEALI

$$\lambda_v = T \left(\frac{dp}{dT} \right)_v = \left(\frac{d(R^*T/v)}{dT} \right)_v = T \frac{R^*}{v} \equiv p \equiv \lambda_v$$

$C_v = C_v(T)$ solo funzione di T; può essere considerato cost per molti gas

$$\lambda_p = -T \left(\frac{dv}{dT} \right)_p = -T \left(\frac{d(R^*T/p)}{dT} \right)_p = -T \frac{R^*}{p} \equiv -v$$

$$\lambda_p = \lambda_v / \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_T = -\frac{R^*T}{v} \cdot \frac{v^2}{R^*T} = -v$$

$$C_p - C_v = -\lambda_v \frac{(\partial p / \partial T)_v}{(\partial p / \partial v)_T} = \frac{R^*T}{v} \cdot \frac{R^*}{v} \cdot \frac{v^2}{R^*T} = R^*$$

# ATOMI PER MOLECOLA	C_p	C_v	$\gamma = C_p/C_v$
1	$\frac{5}{2} R^*$	$\frac{3}{2} R^*$	5/3
2	$\frac{7}{2} R^*$	$\frac{5}{2} R^*$	7/5
3	$4R^*$	$3R^*$	4/3
> 3	$C_p(T)$	$C_v(T)$	$\gamma(T)$

nel caso di un gas ideale $\Rightarrow c_v = c_v \bar{v}$

$$\Rightarrow q(P) = c_v (T_2 - T_1)$$

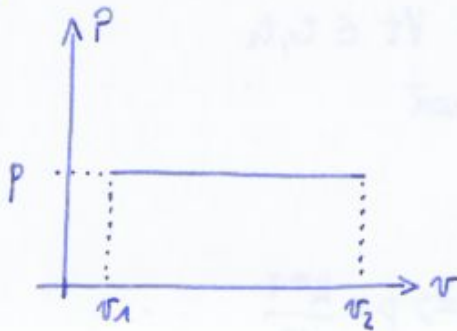
$$p_2 v_2 = R^* (T_2 - T_1) - p_1 v_1$$

$$\begin{cases} p_2 v_2 - p_1 v_1 = R^* (T_2 - T_1) \\ v_2 = v_1 \end{cases} \Rightarrow (T_2 - T_1) = \frac{v_1 (p_2 - p_1)}{R^*}$$

$$\Rightarrow q(P) = c_v (T_2 - T_1) = \frac{c_v v_1}{R^*} (p_2 - p_1)$$

PROCESSO ISOBARO

processo durante il quale il fluido evolve mantenendo $p = \text{cost}$



$$\begin{cases} p(t) = c \forall t \in t_1, t_2 \\ p = p_1 = p_2 = c \\ dp = 0 \end{cases}$$

$$l(p) = \int_0^{\tau} \frac{W(t)}{M} dt = \int_0^{\tau} w(t) dt = \int_0^{\tau} p(t) \frac{dv(t)}{dt} dt = \int_{v_1}^{v_2} p(v, T) dv = p_1 (v_2 - v_1)$$

$$q(P) = \int_0^{\tau} \frac{\phi(t)}{M} dt = \int_0^{\tau} \psi(t) dt = \int_0^{\tau} \underbrace{\lambda_p(p, T)}_{=0} dp + c_p(p, T) dT$$

$$\Rightarrow q(P) = \int_{T_1}^{T_2} c_p(p, T) dT$$

$$l(P) = \int_0^{\tau} \frac{w(t)}{M} dt = \int_0^{\tau} w(t) dt = \int_0^{\tau} p(v, t) \frac{dv}{dt} dt = \int_{v_1}^{v_2} p(v, T) dv$$

$$q(P) = \int_0^{\tau} \frac{\phi(t)}{M} dt = \int_0^{\tau} q(t) dt = \int_0^{\tau} \left(\lambda_p(p, T) \frac{dp}{dt} + c_p(p, T) \frac{dT}{dt} \right) dt$$

$\leftarrow = 0$

$$\Rightarrow q(P) = \int_{p_1}^{p_2} \lambda_p(p, T) dp$$

$$q(P) = \int_{v_1}^{v_2} \lambda_v(v, T) dv$$

per i gas ideali

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

$$\begin{cases} q(P) = \int_{v_1}^{v_2} \lambda_v(v, T) dv \\ \lambda_v(v, T) = p = \frac{R^* T}{v} \end{cases} \Rightarrow q(P) = R^* T_1 \ln \frac{v_2}{v_1}$$

$$\begin{cases} q(P) = \int_{p_1}^{p_2} \lambda_p(p, T) dp \\ \lambda_p(p, T) = -T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p = -v = -\frac{R^* T}{p} \end{cases} \Rightarrow q(P) = R^* T_1 \ln \frac{p_1}{p_2}$$

inoltre κ ha che

$$c_p = c_v - \lambda_v \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T$$

$$\Rightarrow \frac{c_p}{c_v} = 1 - \frac{\lambda_v}{c_v} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T$$

$$\Rightarrow \frac{dp}{dv} = \frac{c_p}{c_v} \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_T = \gamma \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_T$$

EQUAZIONE
DI LAPLACE

per i gas ideali; sostituendo nell'eq. precedente $p v = R^* T$

$$(\gamma - 1) \frac{dv}{v} + \frac{1}{T} dT = 0$$

$$\gamma \cdot \frac{1}{v} dv + \frac{1}{p} dp = 0$$

$$\frac{1-\gamma}{\gamma} \cdot \frac{1}{p} dp + \frac{1}{T} dT = 0$$

supponendo $\gamma = \text{costante}$ e integrando

$$p v^\gamma = \text{cost} \Rightarrow p v^\gamma = p_1 v_1^\gamma \Rightarrow p = p_1 \left(\frac{v_1}{v} \right)^\gamma$$

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

$$T p^{(1-\gamma)/\gamma} = \text{cost}$$

(*)

$$(c - c_p) \frac{p dr + r dp}{R^*} + r dp = 0$$

$$(c - c_p) p dr + (c - c_p) r dp + R^* r dp = 0$$

$$(c - c_p) p dr + (c - c_p) r dp + (c_p - c_r) r dp = 0$$

$$(c - c_p) p dr = - (c - c_r) r dp$$

$$\Rightarrow \frac{(c - c_p)}{(c - c_r)} \frac{dr}{r} = - \frac{dp}{p}$$

sapendo che $(c - c_p)/(c - c_r) = n$

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

integrando

$$\ln(p) = -n \ln(r) + \omega r \Rightarrow \ln(p r^n) = \omega r$$

$$\Rightarrow \boxed{p r^n = \omega r}$$

$n =$ esponente caratteristico di una
Trasformazione politropica

TRASFORMAZIONE	EQUAZIONE	c	n
ISOCORA	$V = \omega r$	c_r	∞
ISOBARA	$p = \omega r$	c_p	0
ISOTERMA	$T = \omega \bar{n}$	∞	1
ADIABATICA	$q = 0$	0	γ

I PRINCIPIO DELLA TERMODINAMICA

quando un sistema Termodinamico percorre un processo ciclico e il calore netto complessivamente scambiato dal sistema con l'esterno è uguale al lavoro netto scambiato nello stesso intervallo di tempo

$$Q_n(C) = L_n(C)$$

RELAZIONE
DI JOULE

in particolare $-L_{se} + L_i = \Delta E_c = 0 \Rightarrow L_{se} = L_i \Rightarrow L_n \equiv L_{se}$

lavoro e calore

- hanno la stessa natura fisica (entrambi energia)
- sono sempre correlati fra di loro
- possono sempre essere convertiti l'uno nell'altro

ENERGIA INTERNA

il I principio stabilisce esclusivamente un legame fra il calore e il lavoro scambiato lungo processi ciclici; occorre generalizzare i risultati estendendoli a processi qualsiasi - lo si fa dimostrando l'esistenza di una nuova grandezza Termodinamica funzione dello stato Termodinamico del corpo: l'ENERGIA INTERNA

ENERGIA TOTALE

per il Teorema del potenziale se l'integrale di una forma differenziale a lungo una linea chiusa è 0 allora può essere calcolata lungo un ~~qualsiasi~~ percorso P non chiuso come differenza di una

(*) CALCOLO DELL'ENERGIA TOTALE

- l'energia totale è definita come una relazione dove non compare come valore assoluto ma come differenza di 2 valori
- non è possibile calcolare il valore assoluto in un punto (lo stato Termodinamico) ma solo la differenza tra 2 punti
- si può calcolare l'energia totale a meno di una costante intendendo come tale uno dei 2 termini della relazione
- per utilizzare nei calcoli valori di energia totale pseudo-assoluti si stabilisce convenzionalmente due uno stato del sistema X_0 del quale sono ben note e fissate le coordinate Termodinamiche costituendo un riferimento
- nello stato X_0 il valore di E è posto pari a E_0
- per ogni stato X si può quindi calcolare la differenza ΔE tra gli stati X e X_0
- a questo ^{valore} ~~posto~~ il valore di ΔE viene fatto corrispondere $\hat{E}(X)$ in riferimento allo stato X_0

$$\hat{E}(X) = \Delta E$$

$$\Delta E = E(X) - E(X_0)$$

$$\hat{E}(X) = E(X) - E(X_0) \text{ oppure } \hat{E} = E - E_0$$

$$\Delta \hat{E} = (\hat{E}_2 - \hat{E}_1) \text{ coincide con } (E_2 - E_1) = \Delta E$$

L'energia che il sistema scambia con l'esterno come calore e lavoro determina

- modificazioni dello stato interno, dovute a ΔU
- modificazioni dello stato di moto ~~del~~ nello spazio $\rightarrow \Delta E_c$

ΔU è una grandezza estensiva come calore e lavoro e si misura in joule [J]

FORMA DI POTENZA

$$\phi - W_{\dot{i}} = \frac{dE}{dt} - \frac{dE_c}{dt} = \frac{dU}{dt}$$

in presenza di attrito (fluido viscoso)

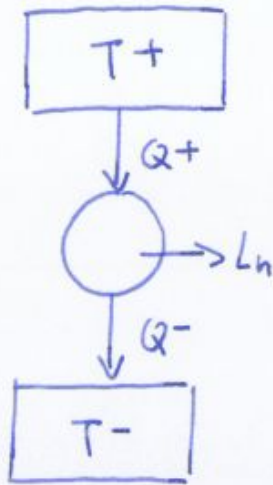
$$\begin{cases} L_i = L_{i,R} - L_a \\ Q - L_i = \Delta U \end{cases} \Rightarrow \boxed{Q - L_{i,R} + L_a = \Delta U}$$

fluido omogeneo viscoso

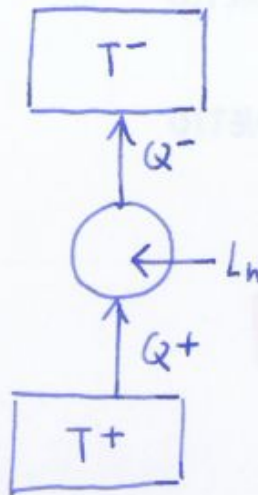
$$L_{i,R} = \int p dV \Rightarrow \boxed{Q - \int p dV + L_a = \Delta U}$$

$$W_{i,R} = p \frac{dV}{dt} \Rightarrow \boxed{\phi - p \frac{dV}{dt} + W_a = \frac{dU}{dt}}$$

MACCHINE BITERMICHE



MOTORE



MACCHINA OPERATRICE

scambiano con l'esterno

- lavoro
- calore (solo con 2 sistemi esterni in condizioni Termodinamiche distinte)

per un ciclo C che si svolge in un intervallo di tempo (t_1, t_2)
 si definiscono le grandezze POSITIVE

$$Q^+(C) = \frac{1}{2} \int_{t_1}^{t_2} [|\phi(t)| + \phi(t)] dt > 0 \quad \text{CALORE ASSORBITO}$$

$$Q^-(C) = \frac{1}{2} \int_{t_1}^{t_2} [|\phi(t)| - \phi(t)] dt > 0 \quad \text{CALORE CEDUTO}$$

$$L^+(C) = \frac{1}{2} \int_{t_1}^{t_2} [|\omega_{se}(t)| + \omega_{se}(t)] dt > 0 \quad \text{LAVORO ASSORBITO}$$

$$L^-(C) = \frac{1}{2} \int_{t_1}^{t_2} [|\omega_{se}(t)| - \omega_{se}(t)] dt > 0 \quad \text{LAVORO CEDUTO}$$

REVERSIBILITA' ED IRREVERSIBILITA'

- un processo P si dice reversibile se esiste un corrispondente processo inverso P_{INV} durante il quale si scambiano calore e lavoro in quantità uguali in valore assoluto ma con segno opposto

$$Q_n(P) = -Q_n(P_{INV}) \quad L_n(P) = -L_n(P_{INV})$$

- i processi non reversibili si dicono irreversibili
 esempi processi reversibili: scambio termico, reazioni chimiche, moto di fluido viscoso

SECONDO PRINCIPIO DELLA TERMODINAMICA

quando un sistema termodinamico percorre un processo P, il flusso di calore che ad ogni istante può essere scambiato è sempre inferiore o uguale ad un valore massimo caratteristico del corpo

$$\phi(t) \leq \phi_H(t) \quad \begin{array}{l} \text{uguaglianza} \rightarrow \text{processi reversibili} \\ \text{disuguaglianza} \rightarrow \text{processi irreversibili} \end{array}$$

il flusso massimo $\phi_H(t)$ si esprime come prodotto della temperatura assoluta per la velocità di variazione nel tempo di una grandezza funzione dello stato termodinamico chiamata ENTROPIA S

$$\phi_H(t) = T \frac{dS}{dt}$$

permette di spiegare perché

- i fenomeni naturali si svolgono solamente nella direzione del Tempo crescente
- in natura, tutti i processi sono irreversibili
- esistono limitazioni alle possibilità di conversione dell'energia da una forma all'altra

ENTROPIA [J/K]

- grandezza di stato estensiva che, essendo una funzione potenziale, può sempre essere calcolata a meno di una costante
- per calcolarla occorre fissare uno stato di riferimento convenzionale ed imporre che in esso la funzione si annulli

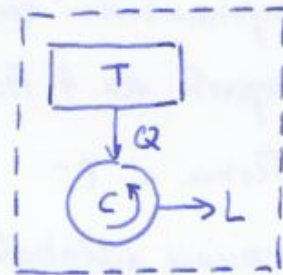
PER TRASFORMAZIONI ISOTERME

$$\Delta S = S_2 - S_1 \geq \int_T \tilde{Q}/T = Q/T \quad \text{oppure} \quad T(S_2 - S_1) \geq Q$$

il calore scambiato lungo una isoterma è sempre minore o uguale al prodotto della Temperatura (costante) per la differenza di entropia tra gli estremi della trasformazione

CONSIDERAZIONI MACCHINE BITERMICHE

è impossibile realizzare una macchina termica con 2 sole Temperature !



entropia totale $\Delta S_{TOT} = \Delta S_T + \Delta S_{ciclo} = 0$

$$\Delta S_T = \int \tilde{Q}/T + S_{RR} \stackrel{=0}{=} \text{Temperatura} \rightarrow \text{costante}, T = \text{cost}, Q = \text{uscite}$$

$$\Delta S_T = \int \tilde{Q}/T + S_{RR} = \frac{1}{T} (-Q) < 0 \Rightarrow \Delta S_{TOT} < 0 \text{ IMPOSSIBILE}$$

TRASFORMAZIONE ADIABATICA

$$Q = 0 \Rightarrow \Delta S = S_2 - S_1 \geq 0 \Rightarrow S_2 \geq S_1$$

in un processo adiabatico l'entropia cresce sempre !

il sistema isolato per autoevoluzione è l'universo, quindi la sua entropia cresce sempre

le trasformazioni di un sistema isolato sono necessariamente adiabatiche !

lo scambio di calore tra 2 Temperature risulta sempre irreversibile, a causa delle irreversibilità interne

TEOREMA DI CARNOT

si dimostra che se il ciclo di Carnot è percorso da un gas ideale, il suo rendimento si può calcolare in funzione della Temperatura minima con un Termometro a gas ideale, θ , senza che sia necessario ricorrere al II principio

$$\eta_c = \frac{L_n}{Q^+} = 1 - \frac{Q^-}{Q^+} < 1 \Rightarrow L_n < Q^+$$

$$\eta_c = L_n / Q^+ = (Q^+ - Q^-) / Q^+ = 1 - Q^- / Q^+ = 1 - Q_{41} / Q_{23} \quad (*)$$

lungo le isoterme

$$Q_{23} = Q^+ = \int_{T_2}^{T_3} \nu d\nu + c_p d\theta \Big|_{\theta=0}$$

$$Q_{41} = Q^- = \int_{T_4}^{T_1} \nu d\nu + c_p d\theta \Big|_{\theta=0}$$

gas ideale $\nu = \theta \left(\frac{d\nu}{d\theta} \right) = \theta \left(\frac{nR}{\nu} \right) = p$

$$\Rightarrow Q_{23} = \int_{T_2}^{T_3} \nu d\nu = \int_2^3 p d\nu = nR\theta^+ \int_2^3 \frac{d\nu}{\nu} = nR\theta^+ \log(\nu_3/\nu_2)$$

$$\Rightarrow Q_{41} = \int_4^1 p d\nu = nR\theta^- \int_4^1 \frac{d\nu}{\nu} = -nR\theta^- \log\left(\frac{\nu_4}{\nu_1}\right)$$

sorta-tro-suo in (*) $\Rightarrow \eta_c = 1 - \frac{nR\theta^- \log(\nu_4/\nu_1)}{nR\theta^+ \log(\nu_3/\nu_2)} = 1 - \frac{\theta^-}{\theta^+} \frac{\log(\nu_4/\nu_1)}{\log(\nu_3/\nu_2)}$

dall'eq. di Trauf adiabatica $\theta \nu^{\gamma-1} = \text{cost} \Rightarrow \theta_1 \nu_1^{\gamma-1} = \theta_2 \nu_2^{\gamma-1}$
 $\theta_4 \nu_4^{\gamma-1} = \theta_3 \nu_3^{\gamma-1} \Rightarrow \frac{\nu_1}{\nu_4} = \frac{\nu_2}{\nu_3}$

$$\Rightarrow \eta_c = 1 - \theta^- / \theta^+$$

ENTALPIA (può essere calcolata a meno di una costante)

$$h = u + pv ; H = U + pV ; dh = du + d(pv) ; dH = dU + d(pV)$$

$$h = h(p, T) \Rightarrow dh = \left(\frac{\partial h}{\partial p} \right)_T dp + \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p dT \quad (1)$$

dal I principio $du = \tilde{q} - \tilde{e}_i$

aggiungendo $d(pv)$ ad entrambi i membri

$$du + d(pv) = \tilde{q} - \tilde{e}_i + d(pv) \Rightarrow \boxed{dh = \tilde{q} + v dp}$$

$$dh = \lambda_p dp + c_p dT + v dp = (\lambda_p + v) dp + c_p dT \quad (2)$$

$$(1) + (2) \Rightarrow \left(\frac{dh}{dp} \right)_T = \lambda_p + v ; \left(\frac{dh}{dT} \right)_p = c_p$$

se il gas è ideale $\Rightarrow \lambda_p = -v$

$$\Rightarrow \boxed{dh = c_p dT}$$

$$\Delta h = h_2 - h_1 = \int_{T_1}^{T_2} c_p(T) dT = \bar{c}_p \Delta T \text{ dove}$$

$$\bar{c}_p = \frac{1}{\Delta T} \int_{T_1}^{T_2} c_p(T) dT = \text{calore specifico a } p \text{ costante medio}$$

per calcolare l'entalpia è sufficiente conoscere 2 equazioni di stato nelle variabili indipendenti p e T

$$v = v(p, T)$$

$$c_p = c_p(p, T)$$

SISTEMI APERTI

- sistemi che basano il loro funzionamento sulle trasformazioni Termodinamiche di uno o più fluidi che attraversano la superficie di controllo e negli scambi di calore e lavoro con l'ambiente esterno
- per caratterizzare ad ogni istante lo stato Termodinamico dei sistemi aperti, occorre conoscere:
 - l'evoluzione delle coordinate Termodinamiche sisteme
 - l'atto di moto complessivo
- il moto del sistema può essere descritto con due procedure diverse
 - DESCRIZIONE LAGRANGIANA: il sistema di coordinate spaziali è fisso; le variabili indipendenti sono il Tempo e la posizione che ogni particella materiale occupa nell'istante di t iniziale
 - DESCRIZIONE EULERIANA: il sistema di coordinate spaziali è solidale con il corpo in movimento; le variabili indipendenti sono il Tempo e la posizione occupata da ogni particella nell'istante di osservazione
- un sistema aperto è costituito da un volume detto VOLUME DI CONTROLLO VC delimitato da una superficie di controllo, attraversata da uno o più condotti nei quali può fluire un fluido che scambia calore e lavoro
- si ipotizza che lungo la sezione dei condotti tutte le proprietà Termodinamiche sisteme siano costanti.

PORTATA DI MASSA G

la portata di massa di un condotto è il rapporto fra la quantità di massa che ne attraversa la sezione trasversale e il Tempo impiegato quando questa tende a zero

LEGGE DI CONSERVAZIONE DELLA MASSA

la massa complessiva di un sistema ad ogni istante si mantiene costante $\Rightarrow \frac{d}{dt} [M(t)] = 0$

$z_k(\text{specifico}) = 1$ perché $z_k = M/M = 1$

$$\frac{d}{dt} [M(t)] = \left[\frac{dM}{dt} \right]_{vc} = \sum_{k=1}^{NC} \pm \dot{G}_k(t) = 0$$

questo assioma è formulato in modo diverso nella fisica relativistica dove si collega la massa alla velocità del corpo

condizione stazionaria $\Rightarrow [dM/dt]_{vc} = 0$ ← steady-state

$\Rightarrow \frac{d}{dt} [M(t)] = \sum_{k=1}^{NC} \pm \dot{G}_k(t)$; per 2 condott. $G_u = G_e = G_r$

LAVORO TECNICO E DI SPOSTAMENTO

$$W_{se}(t) \rightarrow \begin{cases} W_{se}^s \\ + \\ W_{se}^d \end{cases} \rightarrow \begin{cases} W_t(t) \\ + \\ W_{sp}(t) \end{cases}$$

$L_{se} = L_{se}^s + L_{se}^d$ il lavoro del sistema sull'esterno è uguale alla somma delle componenti del lavoro a distanza e di superficie

il lavoro di tipo superficiale è composto da 2 componenti (transcurando l'attrito)

- LAVORO TECNICO L_t = lavoro effettivamente usato dal sistema o dall'ambiente esterno (*)
SHAFT WORK

- LAVORO DI SPOSTAMENTO L_{sp} = lavoro che viene usato per l'introduzione e l'espulsione del fluido dalla macchina

$\Rightarrow L_{se}^s = L_t + L_{sp} + (L_a)$ (*) quota di lavoro scambiato dalle forze di superficie che è interessante per le applicazioni tecnologiche

il lavoro tecnico è :
- positivo se fatto dal sistema sull'esterno
- negativo se fatto dall'esterno sul sistema

(*) LAVORO DI SPOSTAMENTO PER 1 CONDOTTO

$$G = \rho A \cdot v \Rightarrow v = G / (\rho A)$$

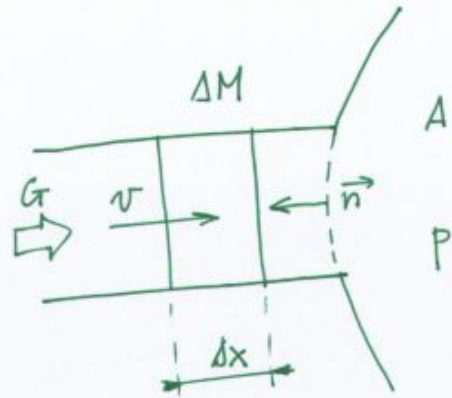
↑
VELOCITA'

$$L_{sp} = \vec{F} \cdot \Delta \vec{x} = \rho A \vec{n} \cdot \Delta \vec{x} = \pm \rho A \Delta x$$

$$W_{sp} = \vec{F} \cdot \vec{v} = \rho A \vec{n} \cdot \vec{v} = \pm \rho A v =$$

$$= \pm \rho A \cdot \frac{G}{\rho A} = \pm \rho v G$$

↑
VOLUME SPECIFICO



$$L_{sp} = \int_{t_1}^{t_2} W_{sp} dt = \int_{t_1}^{t_2} \rho v G dt$$

nel caso di più condotti.

$$\left\{ \begin{aligned} L_{sp} &= \sum_{K=1}^{NC} \int_{t_1}^{t_2} \pm (\rho v)_K \cdot G_K dt \\ W_{sp} &= \sum_{K=1}^{NC} \pm (\rho v)_K G_K \end{aligned} \right.$$

I PRINCIPIO PER SISTEMI APERTI

$$\phi - W_{se} = \frac{dE_c}{dt} + \frac{dU}{dt} \quad \text{con } W_{se} = W_{se}^s + W_{se}^d = W_t + W_{sp} + \frac{dE_p}{dt}$$

$$\Rightarrow \phi - W_t = \frac{dE_c}{dt} + \frac{dE_p}{dt} + \frac{dU}{dt} + W_{sp}$$

essendo $\frac{dE_c}{dt} = \left[\frac{dE_c}{dt} \right]_{vc} + \sum_{K=1}^{NC} \pm G_K e_{cK}$ (nessuna cosa per U ed E_p)

$$W_{sp} = \sum_{K=1}^{NC} \pm G_K (pV)_K$$

$$\Rightarrow \phi - W_t = \frac{d}{dt} [U + E_p + E_c]_{vc} + \sum_{K=1}^{NC} \pm G_K (e_{cK} + e_{pK} + (u + pV)_K)$$

$$\Rightarrow \phi - W_t = \frac{d}{dt} [U + E_p + E_c]_{vc} + \sum_{K=1}^{NC} \pm G_K (h + e_c + e_p)_K$$

II PRINCIPIO PER SISTEMI APERTI

$$\frac{\phi}{T} + \sum_{IRR} = \frac{dS}{dt} \Rightarrow \frac{\phi}{T} + \sum_{IRR} = \left[\frac{dS}{dt} \right]_{vc} + \sum_{K=1}^{NC} \pm G_K \Delta_K$$

2 condotte in condizioni stazionarie

- $G_e = G_m = G$ conservazione della massa
- $l_t + l_a + \Delta e_c + \Delta e_p + \int_{\Gamma} v dp = 0$ dall'eq. energia cinetica
- $q - l_t = \Delta h + \Delta e_c + \Delta e_p$ dal I principio
- $\frac{q}{T} + S_{IRR} = \Delta S$ dal II principio

RELAZIONI CICLI AD ARIA STANDARD

SISTEMI APERTI

$$-l_{se} + l_i = \Delta e_c$$

$$-l_{se}^s = -l_i + \Delta e_c + \Delta e_p$$

$$-l_t - \Delta(pv) = -l_i + \Delta e_c + \Delta e_p$$

$$-l_t = -l_i + \Delta(pv)$$

$$\text{EC} - l_t = \int_p v dp + l_a + \Delta(e_c + e_p) \quad (1)$$

$$\text{PT} \quad q - l_t = \Delta h + \Delta(e_c + e_p)$$

$$\Rightarrow l_i = \int_p v dp - l_a \quad (2)$$

$$\Delta e_c \approx \Delta e_p \approx 0$$

$$q + \int_p v dp + l_a = \Delta h$$

SISTEMI CHIUSI

$$-l_{se} + l_i = \Delta e_c$$

$$-l_{se}^s = -l_i + \Delta e_c + \Delta e_p$$

$$-l_t = -l_i + \Delta e_c + \Delta e_p$$

$$-l_t = -l_i$$

$$-l_t = -l_i + \Delta(e_c + e_p)$$

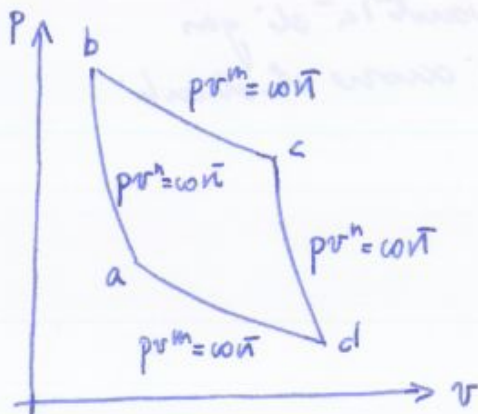
$$q - l_i = \Delta u$$

$$l_i = \int_p v dp - l_a$$

$$(1) \Rightarrow p \uparrow \Rightarrow l_t < 0$$

$$(2) \Rightarrow v \uparrow \Rightarrow l_i > 0$$

CICLO DI 4 POLITROPICHE A 2 A 2 UGUALI



$$p_a v_a^n = p_b v_b^n$$

$$p_b v_b^m = p_c v_c^m$$

$$p_c v_c^n = p_d v_d^n$$

$$p_d v_d^m = p_a v_a^m$$

$$p_a p_b p_c p_d v_a^n v_b^m v_c^n v_d^m =$$

$$= p_b p_c p_d p_a v_a^m v_b^n v_c^m v_d^n$$

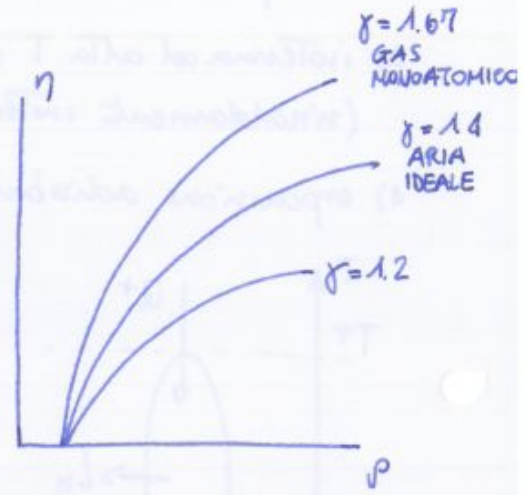
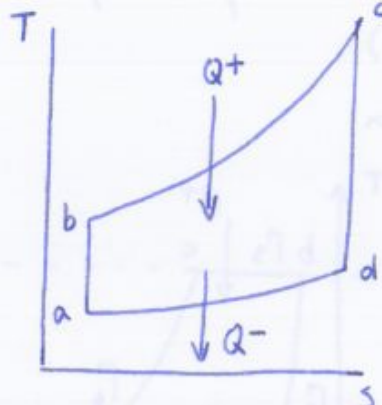
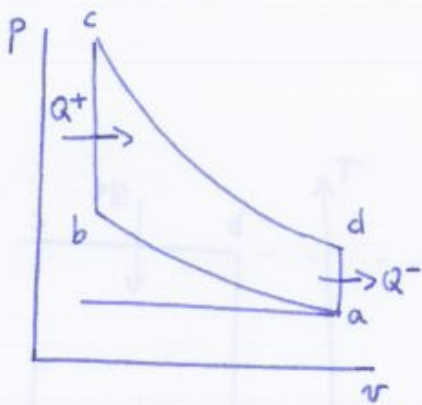
$$\Rightarrow v_a^{n-m} v_b^{n-m} = v_b^{n-m} v_d^{n-m} \Rightarrow v_a v_c = v_b v_d$$

$$T_a T_c = T_b T_d$$

$$p_a p_c = p_b p_d$$

MOTORE OTTO macchina volumetrica ; ciclo ideale

- 1) isocora durante la quale il fluido cede calore
- 2) compressione adiabatica
- 3) isocora durante la quale il fluido riceve calore
- 4) espansione adiabatica



CALCOLO DEL RENDIMENTO

$$q^+ = \left| \int_{bc} \tilde{q} \right| = |c_v(T_c - T_b)| ; \quad q^- = \left| \int_{da} \tilde{q} \right| = |c_v(T_a - T_d)|$$

ricorda che

$$p = v_a/v_b = v_a/v_c ; \quad (T_a/T_b) = (T_d/T_c) = (v_b/v_a)^{\gamma-1} = (v_c/v_a)^{\gamma-1} = 1/p^{(\gamma-1)}$$

$$\eta = \frac{q^+ - q^-}{q^+} = 1 - \frac{q^-}{q^+} = 1 - \frac{T_a - T_d}{T_c - T_b} = 1 - \frac{T_a}{T_b} \cdot \frac{T_d/T_a - 1}{T_c/T_b - 1}$$

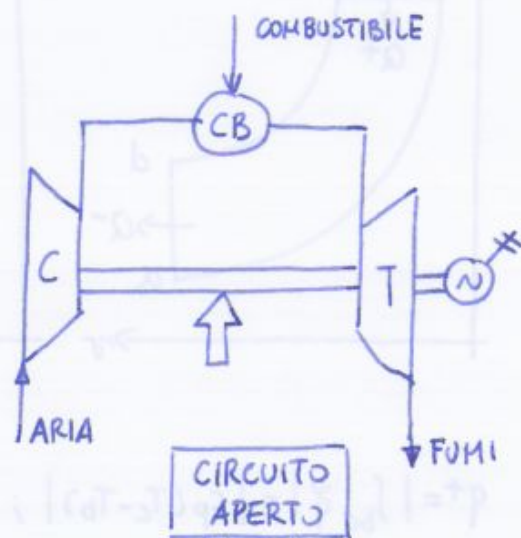
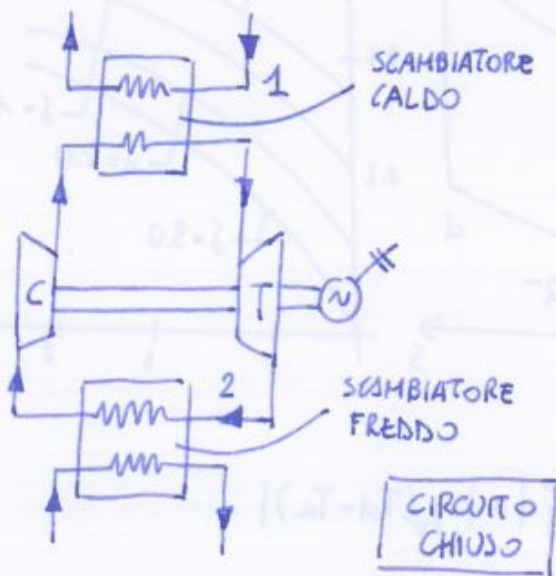
$$\eta = 1 - \frac{T_a}{T_b} = \boxed{1 - \frac{1}{p^{\gamma-1}} = \eta}$$

MOTORE JOULE - BRAYTON

- macchina a flusso continuo nella quale ogni trasformazione del ciclo si svolge in un componente differente

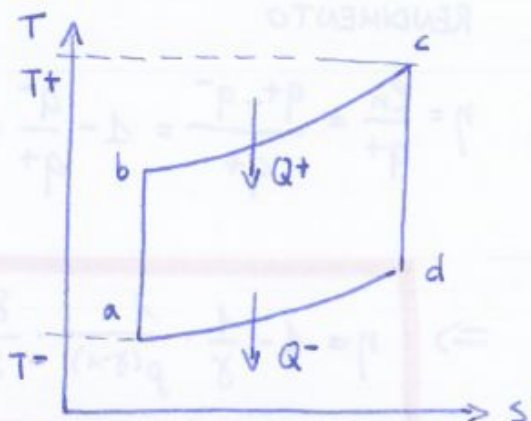
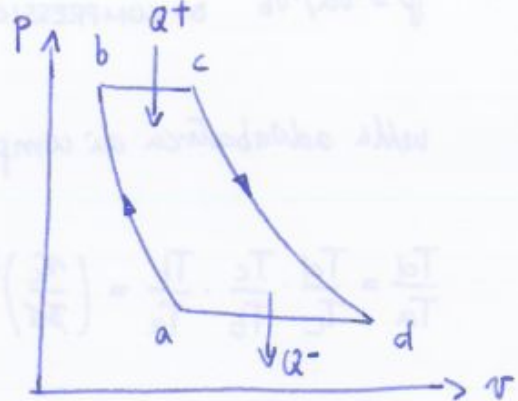
CASO IDEALE (ciclo chiuso) = la macchina viene riscaldata con combustione esterna, tutte trasformazioni reversibili \rightarrow niente attrito

CASO REALE (ciclo aperto) = il ciclo è riscaldato con una combustione interna nella quale un combustibile reagisce con l'ossigeno dell'aria proveniente dal compressore



Trasformazioni

- 1) compressione adiabatica (compressore)
- 2) riscaldamento isobaro, viene fornito calore al fluido (scambiatore 1)
- 3) espansione adiabatica (turbina)
- 4) raffreddamento isobaro, il fluido cede calore (scambiatore 2)



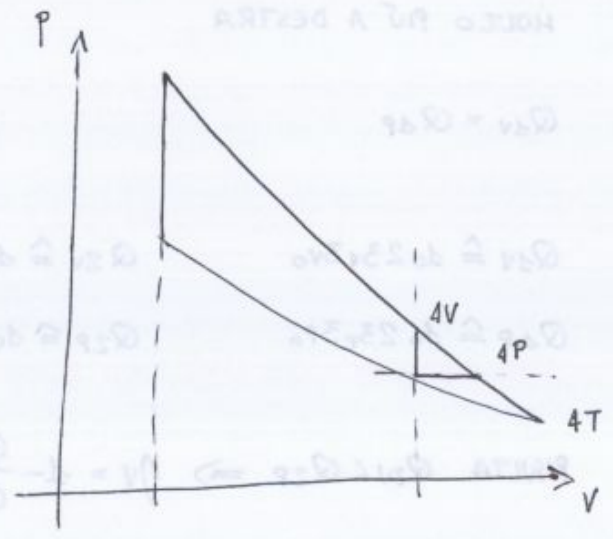
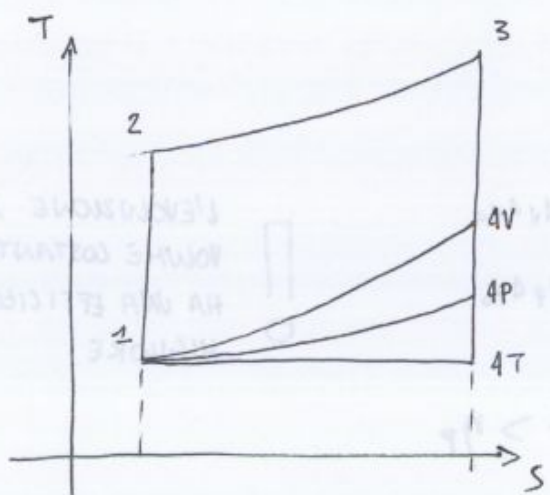
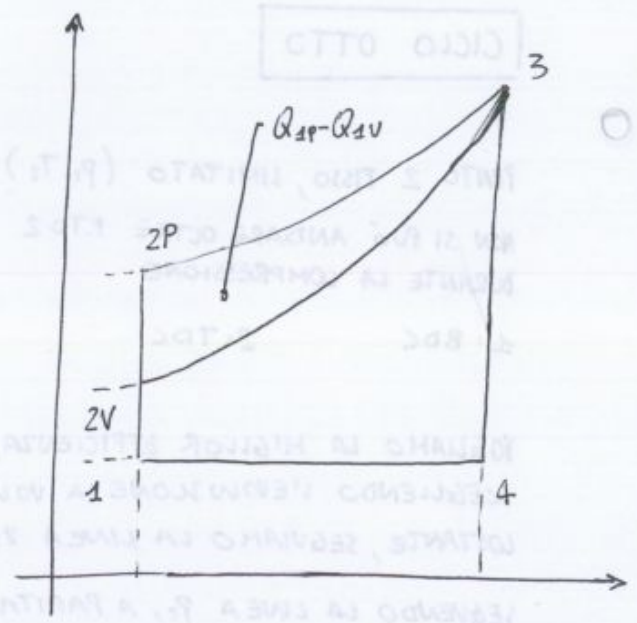
DIESEL CYCLE

IN QUESTO CASO, IL LIMITE È SU P_{MAX}

$Q_{2V} = Q_{2P}$ MA $Q_{1P} > Q_{1V}$

$$\eta_P = 1 - \frac{Q_2}{Q_{1P}} > \eta_V$$

L'EVOLUZIONE A TEMPERATURA COSTANTE (4-1) NON È PRATICABILE: DEVE ESSERE MODIFICATA PER OTTENERE IL CICLO REALE



$4_T \rightarrow 1$: POSSIBILE SOLO CON UN LENTO PROCESSO E CORSA LUNGA; BUON CICLO DAL P.TO DI VISTA TERMODINAMICO MA CON MOLTE PERDITE (ATTRITO)

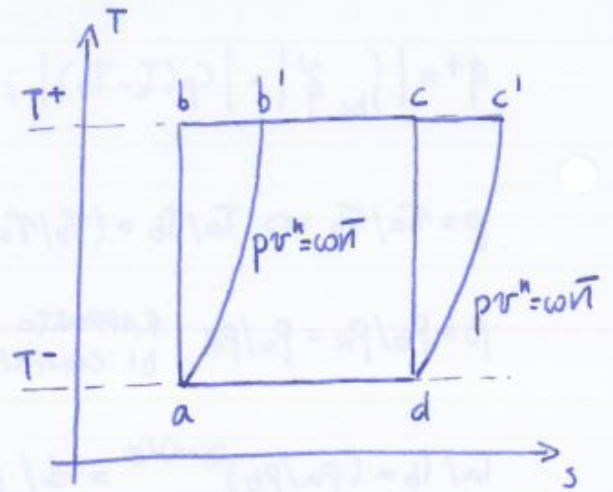
$4_P \rightarrow 1$ CORSA LUNGA \equiv SVANTAGGIO

$4_V \rightarrow 1$ VOLUME COSTANTE: SI PERDE QUALCOSA DAL P.TO DI VISTA DEL LAVORO MA HO UNA CORSA PIÙ CORTA; L'AREA $1-4_V-4_P$ PUÒ ESSERE RECUPERATA CON LA SOVRALIMENTAZIONE (TURBOCHARGING)

RENDIMENTI

ciclo di Carnot

ciclo con 2 isoterme + 2 politropiche



CARNOT

$$\eta_c = 1 - \frac{q_{da}}{q_{cb}} = 1 - \frac{T^-}{T^+}$$

CASO GENERALE

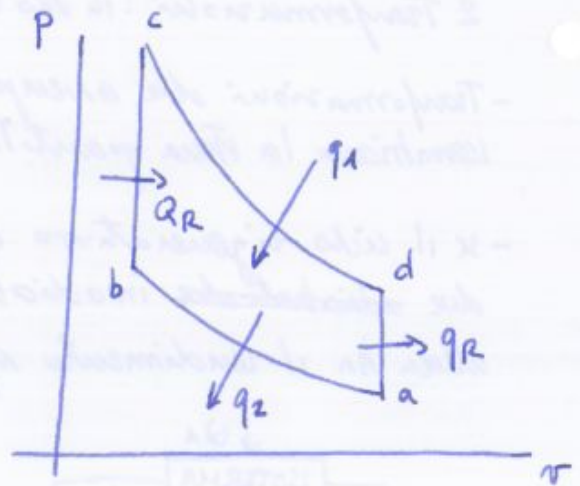
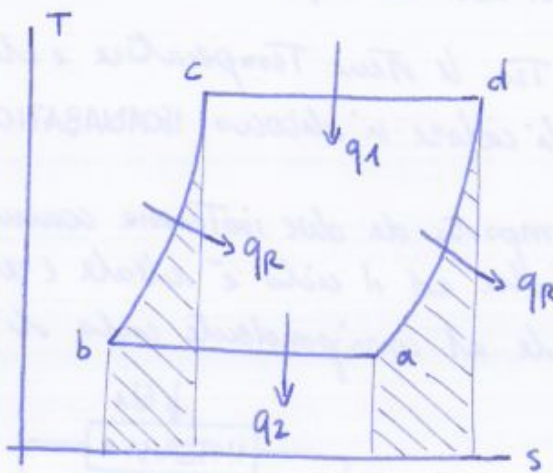
$$\eta = \frac{L_n}{Q^+} = \frac{\int_a^{b'} T ds + T^+(s_{c'} - s_{b'}) - \int_a^{c'} T ds + T^-(s_d - s_a)}{\int_a^{b'} T ds + T^+(s_{c'} - s_{b'})} \quad \text{ma } (s_{b'} - s_a) = (s_{c'} - s_d)$$

$$\eta = \frac{\bar{T}(s_{b'} - s_a) + T^+(s_{c'} - s_{b'}) - \bar{T}(s_{c'} - s_d) - T^-(s_d - s_a)}{\bar{T}(s_{b'} - s_a) + T^+(s_{c'} - s_{b'})}$$

$$\Rightarrow \eta = \frac{(T^+ - T^-)(s_{c'} - s_{b'})}{\bar{T}(s_{b'} - s_a) + T^+(s_{c'} - s_{b'})} = \frac{T^+ - T^-}{\bar{T} \frac{(s_{b'} - s_a)}{(s_{c'} - s_{b'})} + T^+} < \frac{T^+ - T^-}{T^+} = \eta_c$$

MOTORE DI STIRLING

- basato su un ciclo ad aria standard (ciclo Stirling) composto da 2 isoterme e da 2 isore non adiabatiche
- la macchina è di tipo alternativo
- il cilindro è suddiviso in 2 zone mantenute a T costante una calda e una fredda, ognuna con un pistone mobile
- le 2 camere comunicano attraverso il rigeneratore, di volume nullo !
- i pistoni possono spostarsi sia insieme o indipendenti l'uno dall'altro



RENDIMENTO

ideale senza rigenerazione

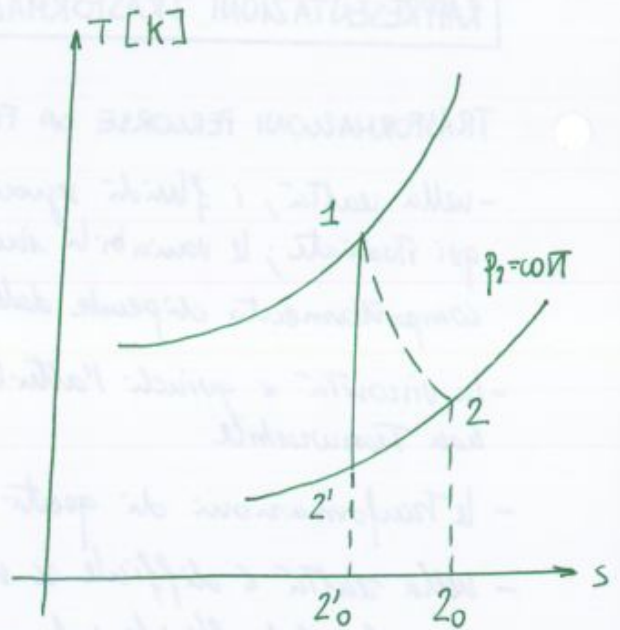
$$\eta = \frac{(q_1 + q_R) - (q_2 + q_R)}{q_1 + q_R} = 1 - \frac{q_2 + q_R}{q_1 + q_R}$$

con rigenerazione ideale

$$\eta = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{T^-}{T^+} = \eta_c$$

ESPANSIONE IN TURBINA

- la turbina con buona approssimazione può essere considerata un sistema adiabatico
 - se la trasformazione fosse reversibile si avrebbe la trasformazione 1-2'
 - nella trasformazione reale essendo presente irreversibilità $\Delta S = S_{IR}$
 - ~~il punto finale 2~~ il punto finale 2 si sposta verso destra sulla stessa isobara
- $$\Delta S = S_2 - S_{2'} = S_{IR}$$



- se la trasformazione 1-2 è approssimata da 1 poliotropica, l'area 2'0'2'20 rappresenta il calore equivalente alle irreversibilità, cioè il calore che sarebbe necessario fornire in un'area dall'esterno durante un processo reversibile 1-2

RENDIMENTO ISOENTROPICO DI ESPANSIONE

dal PPSA $q - l_t = \Delta h + \Delta e_c + \Delta e_p$

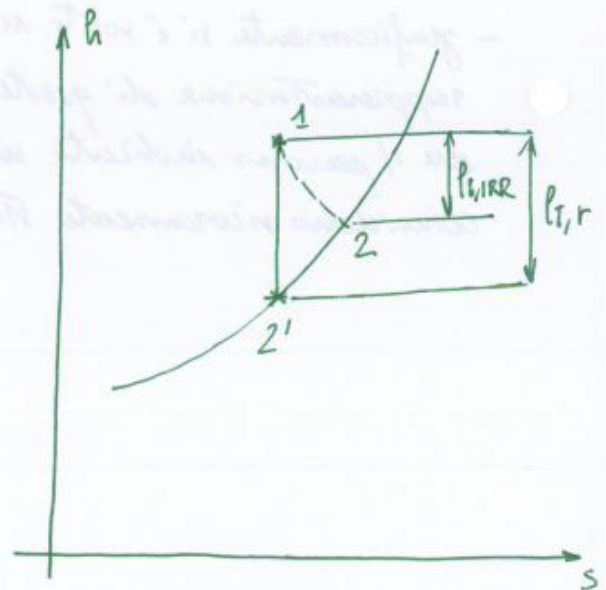
ipotizzando turbina adiabatica e $\Delta e_c = \Delta e_p = 0$

$$\Rightarrow -l_t = \Delta h$$

$$\Rightarrow l_{t,r} = h_1 - h_{2'} \quad \text{CASO REVERSIBILE}$$

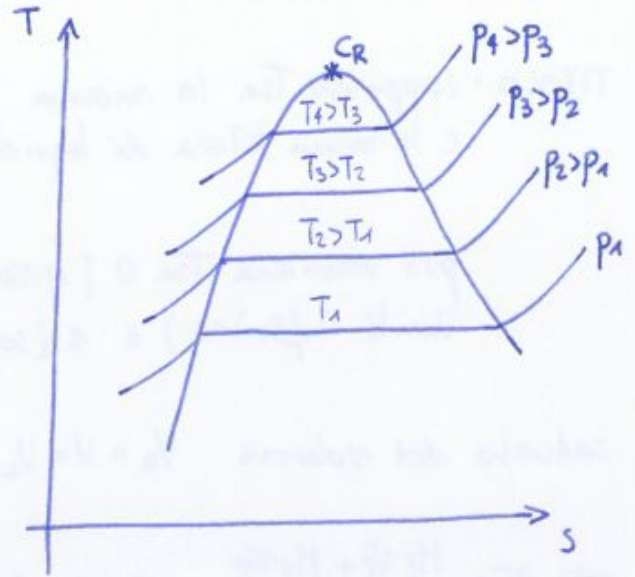
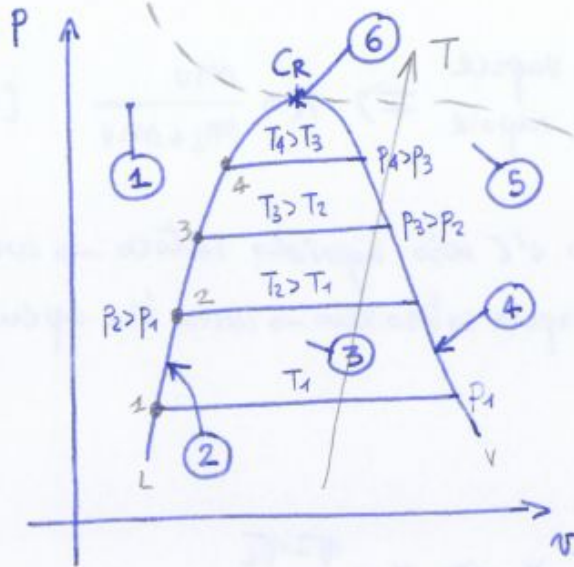
$$\Rightarrow l_{t,IR} = h_1 - h_2$$

$$\eta_{ie} = \frac{l_{t,IR}}{l_t} = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_{2'}} \quad \text{RENDIMENTO ISOENTROPICO DI ESPANSIONE}$$



$$\eta_{ie} = \frac{l_{t,IR}}{l_{t,r}} = \frac{T_1 - T_2}{T_1 - T_{2'}} \quad \text{per gas ideale}$$

TRANSIZIONE LIQUIDO-VAPORE



① ZONA DI LIQUIDO SOTTOSATURO SOTTORAFFREDDATO: la sua T è minore della Temperatura di saturazione corrispondente alla p esistente nel sistema

② CURVA LIMITE INFERIORE: si ha liquido saturo, si è alla massima T che consente l'esistenza dello stato liquido per quel fluido o per quella pressione

③ ZONA DI VAPORE UMIDO: si ha la coesistenza di liquido saturo e di vapore saturo alla stessa T e p ; avviene qui il cambiamento di stato

④ CURVA LIMITE SUPERIORE: si ha vapore saturo secco alla Temperatura di saturazione

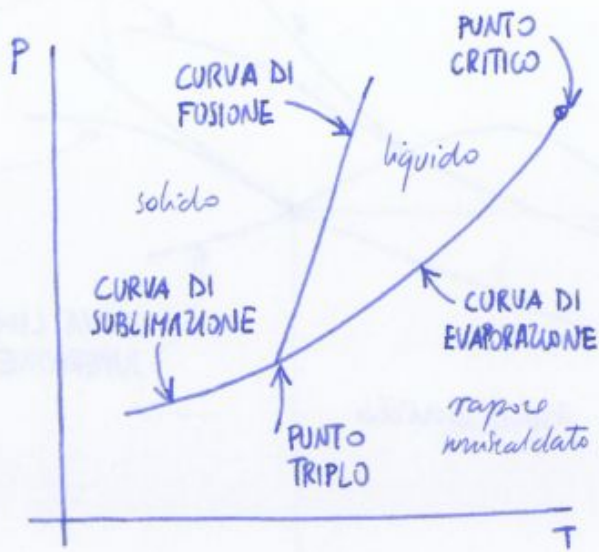
⑤ ZONA DI VAPORE SURRISCALDATO: presenza di vapore a T maggiore della T di saturazione

⑥ PUNTO CRITICO: si ha il valore di pressione critica e Temperatura critica

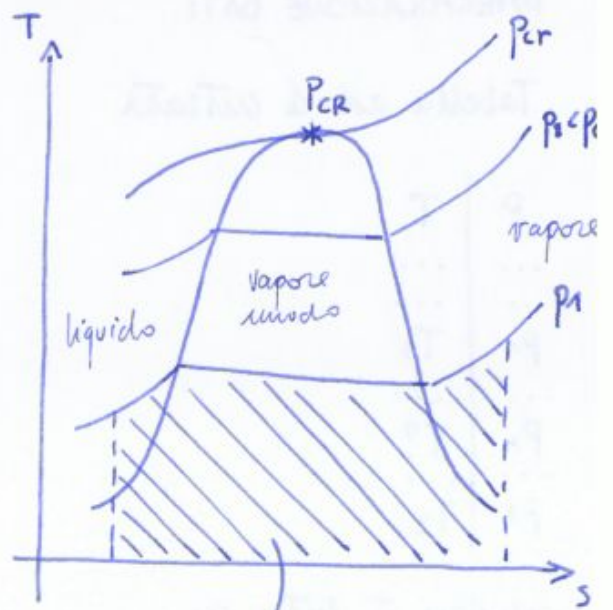
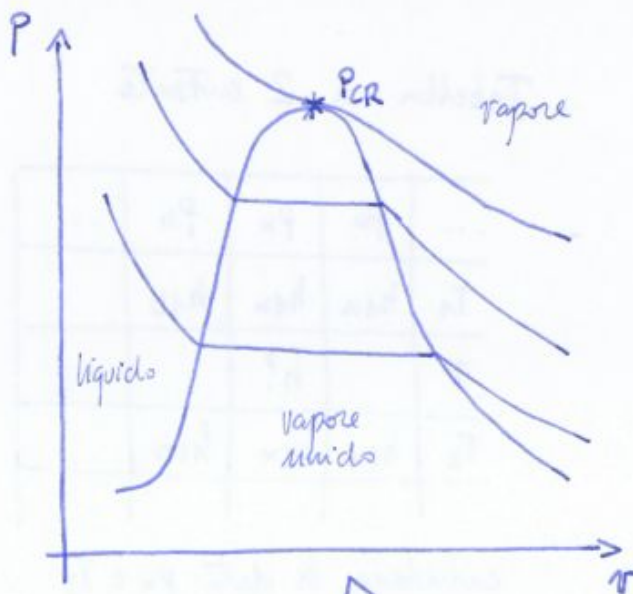
TRANSIZIONE LIQUIDO-VAPORE:
isobara - isoterma

⑤ ZONA DI VAPORE SURRISCALDATO:
quando $T < T_{CR}$

DIAGRAMMA p-T



DIAGRAMMI DI CLAPEYRON p-v E GIBBS T-s



OTTENUTO PROIETTANDO LA SUPERFICIE p-v-T NEL PIANO p-v

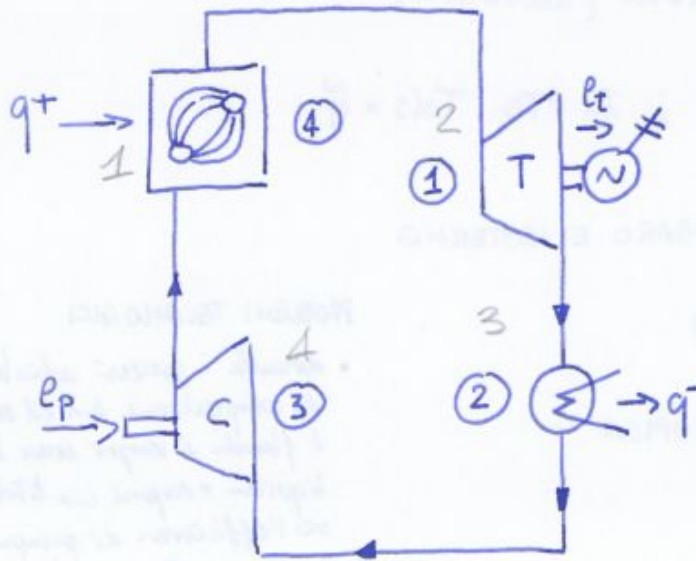
$$q = \int_1^2 T ds$$

MOTORI A VAPORE

- macchine i cui cicli sono percorsi da un fluido che nelle diverse trasformazioni cambia di stato da liquido a vapore o viceversa
- la maggior parte delle macchine a vapore sono a combustione esterna e a azionamento chiuso
- i motori a vapore possono essere
 - di tipo alternativo (es → veicoli)
 - a movimento di fluido (es → centrali)

CICLO DI CARNOT A VAPORE

Il rendimento è massimo a punti di T estreme e non dipende dal fluido nel ciclo



IPOTESI

- * Tutte le transf. Termodin. si svolgono nei 4 comp
- * nei condotti lo stato termodinamico del fluido non cambia
- * transf. reversibili che si svolgono nella zona del vapore umido

① TURBINA: il fluido si espande adiabaticamente cedendo lavoro all'esterno ADIABATICA ISOENTROPICA

② CONDENSATORE: si sottrae calore al fluido a temperatura costante ISOBARA-ISOTERMA

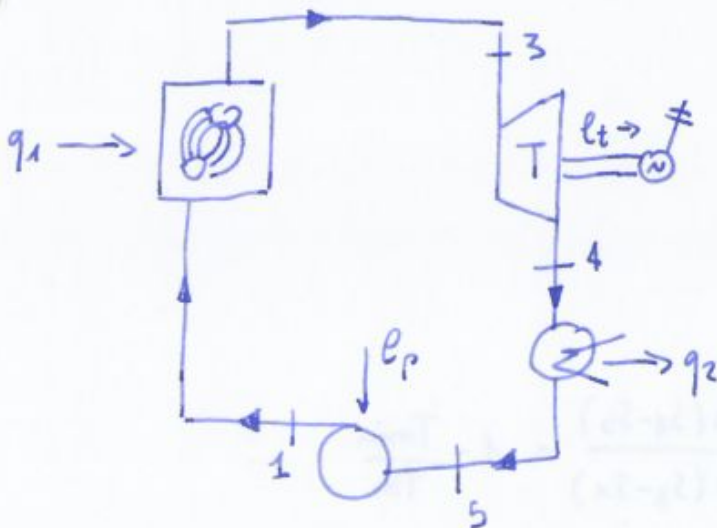
③ COMPRESSORE-POMPA: si comprime adiabaticamente il fluido fornendogli lavoro ADIABATICA ISOENTROPICA

④ GENERATORE DI VAPORE: si fornisce calore al fluido a T costante ISOBARA E ISOTERMA

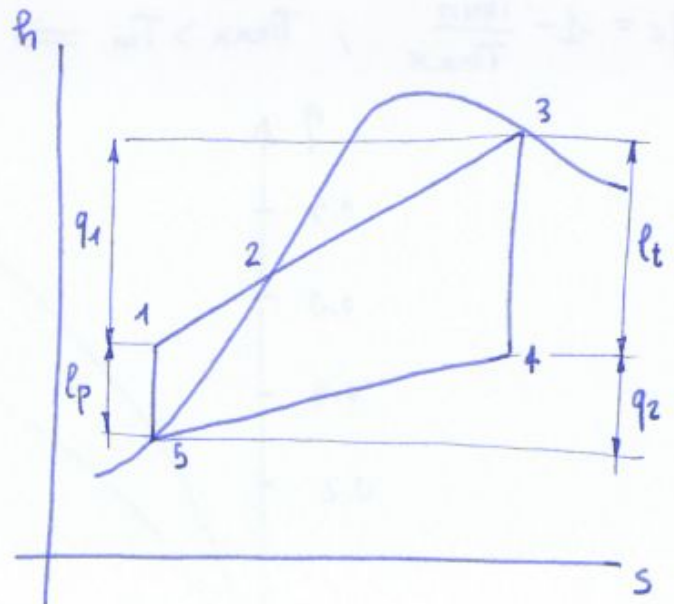
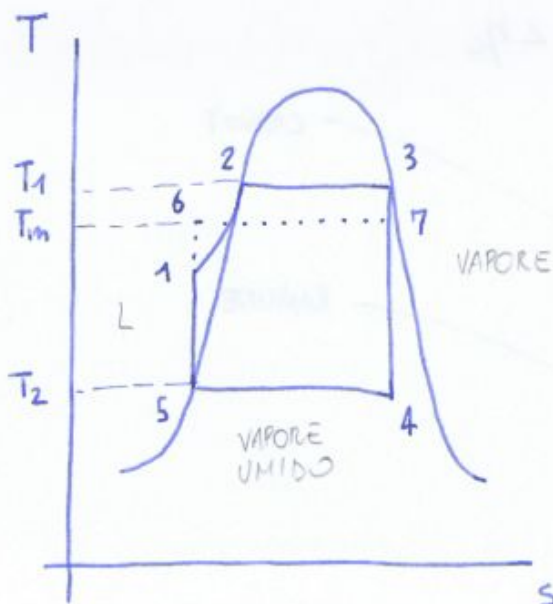
IMPIANTO A VAPORE CON CICLO RANKINE

Il ciclo Rankine è un ciclo di Carnot modificato in cui:

- 1) la condensazione viene prolungata, sottraendo una quantità maggiore di calore fino a raggiungere la curva limite inferiore
- 2) la compressione isoentropica si svolge tutta nella zona del liquido; questo, a parità di aumento di pressione, richiede una quantità inferiore di lavoro rispetto a quella necessaria per comprimere una miscela liquido-vapore

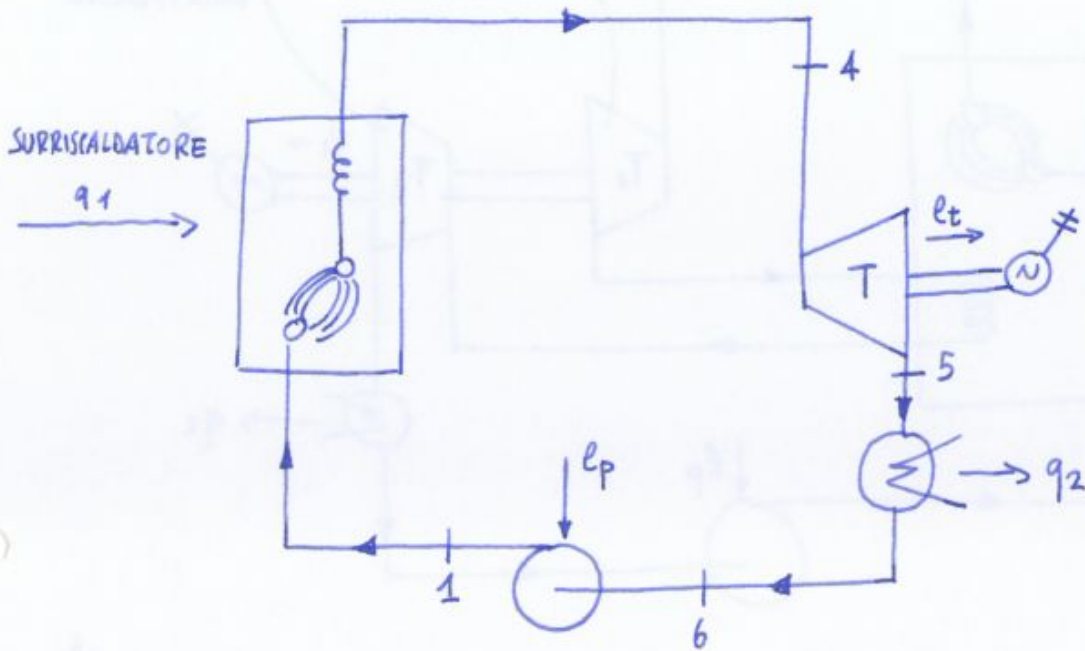


- ① GENERATORE DI VAPORE: riscaldamento isobaro di liquido e isobaro-isoentropico di vapore umido
- ② TURBINA: espansione isoentropica di vapore umido
- ③ CONDENSATORE: raffreddamento isobaro-isoentropico di vapore umido
- ④ POMPA: compressione isoentropica di liquido

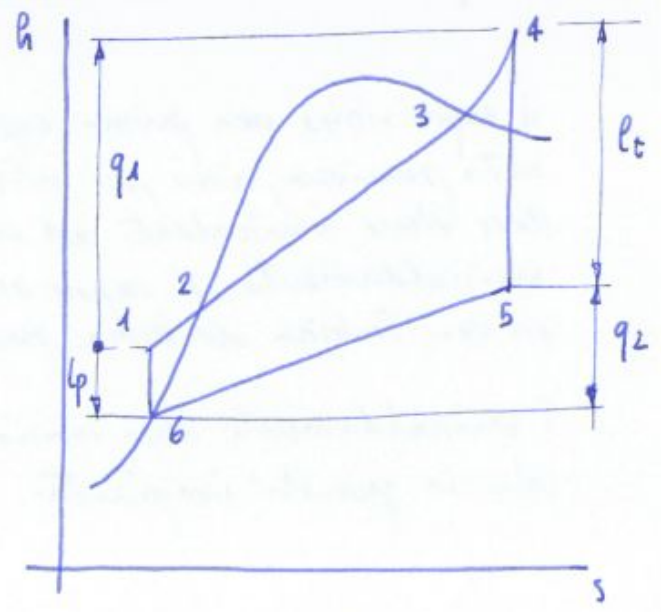
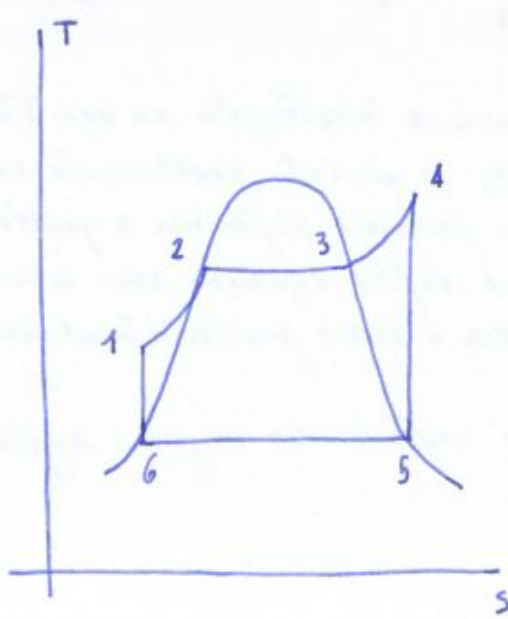


$T_m = T$ media di somministrazione del calore

CICLO RANKINE CON 1 SORRISCALDAMENTO



la tecnica del sovriscaldamento viene utilizzata per aumentare il rendimento termico, in quanto la temperatura media effettiva di trasmissione del calore è più alta, inoltre il sovriscaldamento comporta un aumento del titolo termodinamico del vapore allo stato finale di espansione con una conseguente diminuzione dell'umidità negli stadi a bassa pressione della turbina.

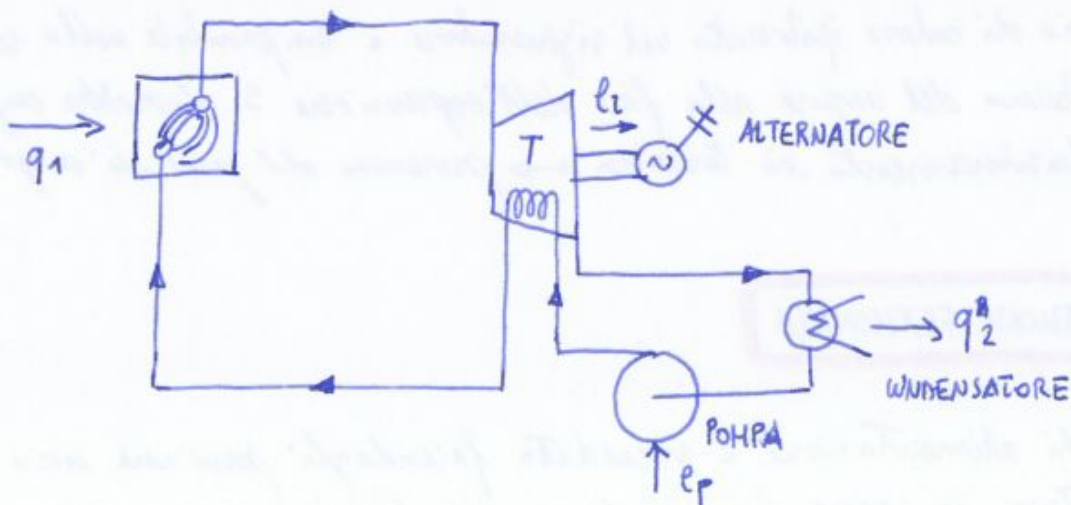


$x(5) > 0.85$

IMPIANTI A VAPORE RIGENERATIVI

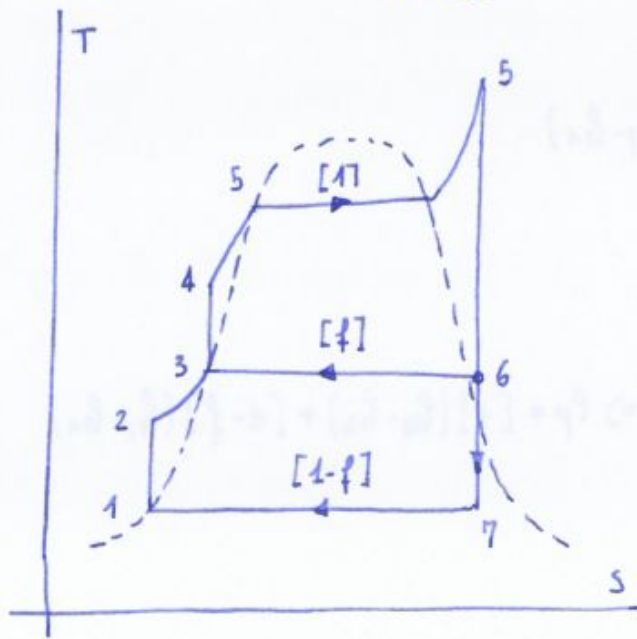
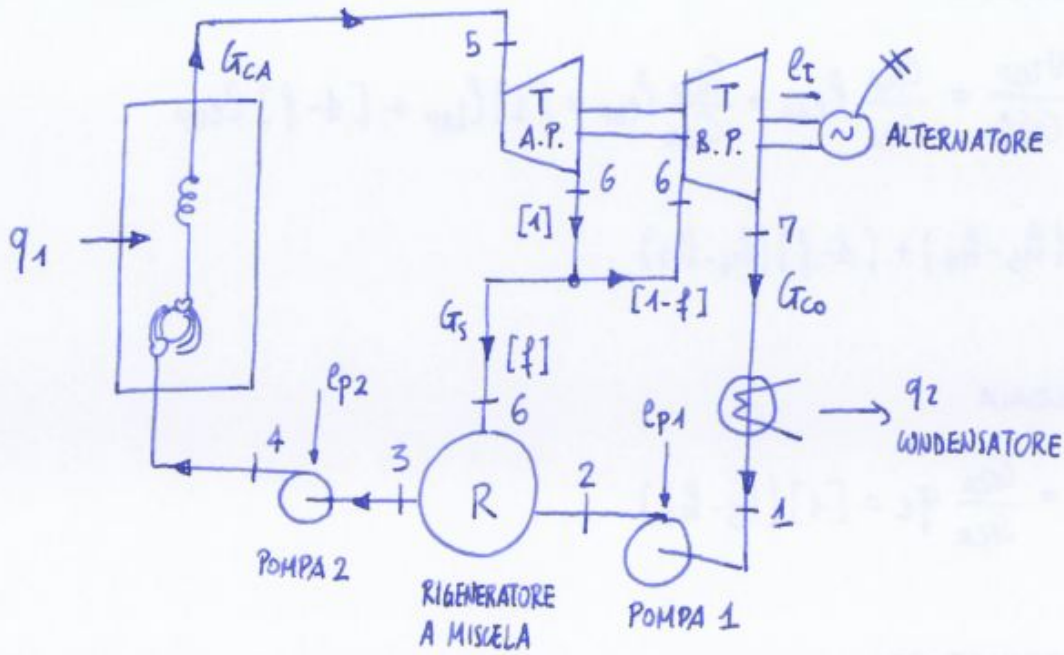
- la rigenerazione consiste in procedure di funzionamento e in modifiche di impianti con l'obiettivo di aumentare il rendimento Termodinamico dei cicli
- nel caso ideale, la rigenerazione consente di approssimare il rendimento del ciclo di Carnot che si svolge tra le due T estreme
- la rigenerazione è una tecnica per aumentare la temperatura media effettiva di trasmissione del calore
 - con i riscaldamenti si aumenta il calore fornito ad alta T
 - con la rigenerazione si diminuisce il calore fornito a bassa T

RIGENERAZIONE CONTINUA IDEALE



- l'acqua di alimentazione della caldaia che proviene dalla pompa passa attraverso il rigeneratore ideale dove è riscaldata senza apprezzabili salti di T dal vapore che si espande in turbina
- così facendo l'acqua che entra nel generatore di vapore è preriscaldata ed avendo quindi il salto termico più piccolo, si riduce il grado di irreversibilità dello scambio termico

IMPIANTO CON 1 SPILLAMENTO & RIGENERATORE A MISCELA



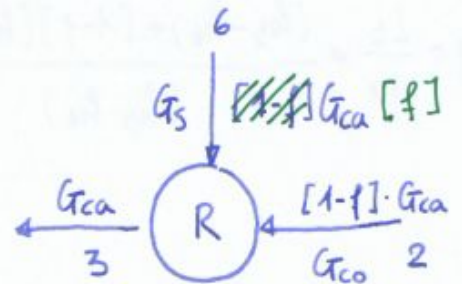
- la frazione di portata di vapore [f] è spillata dalla Turbina di alta pressione nello stato 6
- la frazione di portata [1-f] prosegue il processo espandendosi nella turbina di bassa pressione condensa, è compressa da una pompa e si mescola al vapore spillato nello scambiatore rigenerativo

BILANCIO GRANDEZZE AL RIGENERATORE

$$G_{CA} - G_S - G_{CO} = 0 \Rightarrow 1 - \frac{G_S}{G_{CA}} - \frac{G_{CO}}{G_{CA}} = 0$$

$$\Rightarrow 1 - [f] - [1-f] = 0$$

$$G_{CA} h_3 - G_S h_6 - G_{CO} h_2 = 0 \Rightarrow f = \frac{h_3 - h_2}{h_6 - h_2}$$



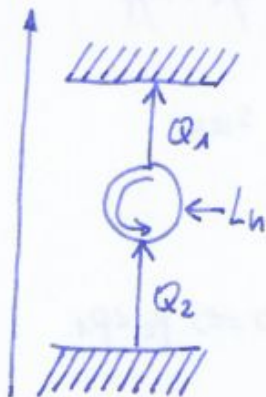
$$h_3 G_{CA} + f [G_{CA}] h_6 + [1-f] G_{CA} h_2 = 0$$

REFRIGERATORI E POMPE DI CALORE

- ciclo Termico inverso: nei diagrammi Termodinamici sono percorsi in senso anti-orario invece che quello orario tipico dei cicli motore
- in una delle trasformazioni del ciclo, la sostanza che lo percorre si riscalda, sottraendo calore al corpo da raffreddare
- nei cicli inversi
 - il calore e il lavoro netto sono sempre negativi
 - possono essere utilizzati come

1) REFRIGERATORI: sottrae calore (raffredda) al corpo esteso (sorgente) a bassa Temperatura

2) POMPE DI CALORE: trasferisce calore (riscalda) al corpo esteso (sorgente) per mantenere alta la Temperatura



se l'effetto utile è $Q_2 \Rightarrow$ REFRIGERATORI

se l'effetto utile è $Q_1 \Rightarrow$ POMPE DI CALORE

per il I principio

$$Q_n = Q_1 + Q_2 = L_n < 0$$

$$\Rightarrow Q_n = -|Q_1| + |Q_2| = -|L_n| < 0$$

EFFICIENZA REFRIGERATORE $\epsilon = \epsilon_F = Q_2 / |L_n|$

EFFICIENZA POMPA DI CALORE $\epsilon_{pc} = |Q_1| / |L_n| > 1$

è uguale al reciproco del rendimento Termico che si avrebbe se il ciclo fosse percorso in modo diretto

VARIATIONE DI ENTALPIA

- la variazione di entalpia di un fluido viscoso tra due stati estremi di una trasformazione reale si calcola come variazione di entalpia tra gli estremi corrispondenti alla trasformazione di equilibrio

per definizione di entalpia

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

$$\Rightarrow dT = \frac{1}{c_p} \left\{ dh - \left[\nu - T \left(\frac{\partial \nu}{\partial T} \right)_p \right] dp \right\}$$

per una trasformazione isoentalpica $dh = 0$

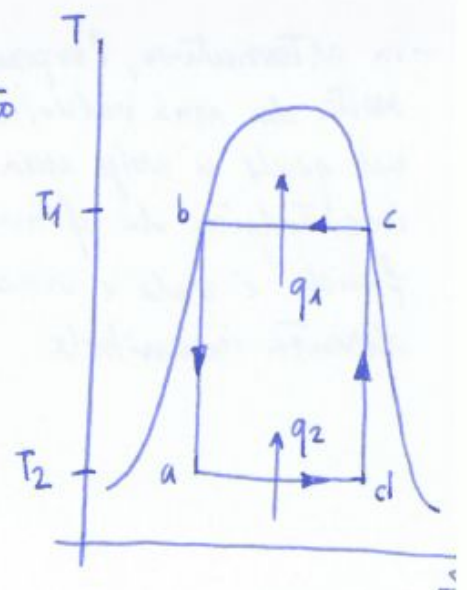
$$\Rightarrow \left(\frac{dT}{dp} \right)_h = \frac{1}{c_p} \left[T \left(\frac{\partial \nu}{\partial T} \right)_p - \nu \right] = \mu_{ST} \quad \text{COEFFICIENTE DI JOULE-THOMSON}$$

$$\Rightarrow \mu_{ST} \approx \left(\frac{T_2 - T_1}{p_2 - p_1} \right)_h$$

CICLO INVERSO DI CARNOT

DIFETTI

- difficile realizzare riscaldamento e raffreddamento a T costante
- soluzione realistica è posizionare il ciclo nella zona del vapore umido
- difficile costruire macchine che permettano di comprimere/espandere un vapore umido, miscela liquido/vapore
- se realizzate avrebbero bassa efficienza e poca durata

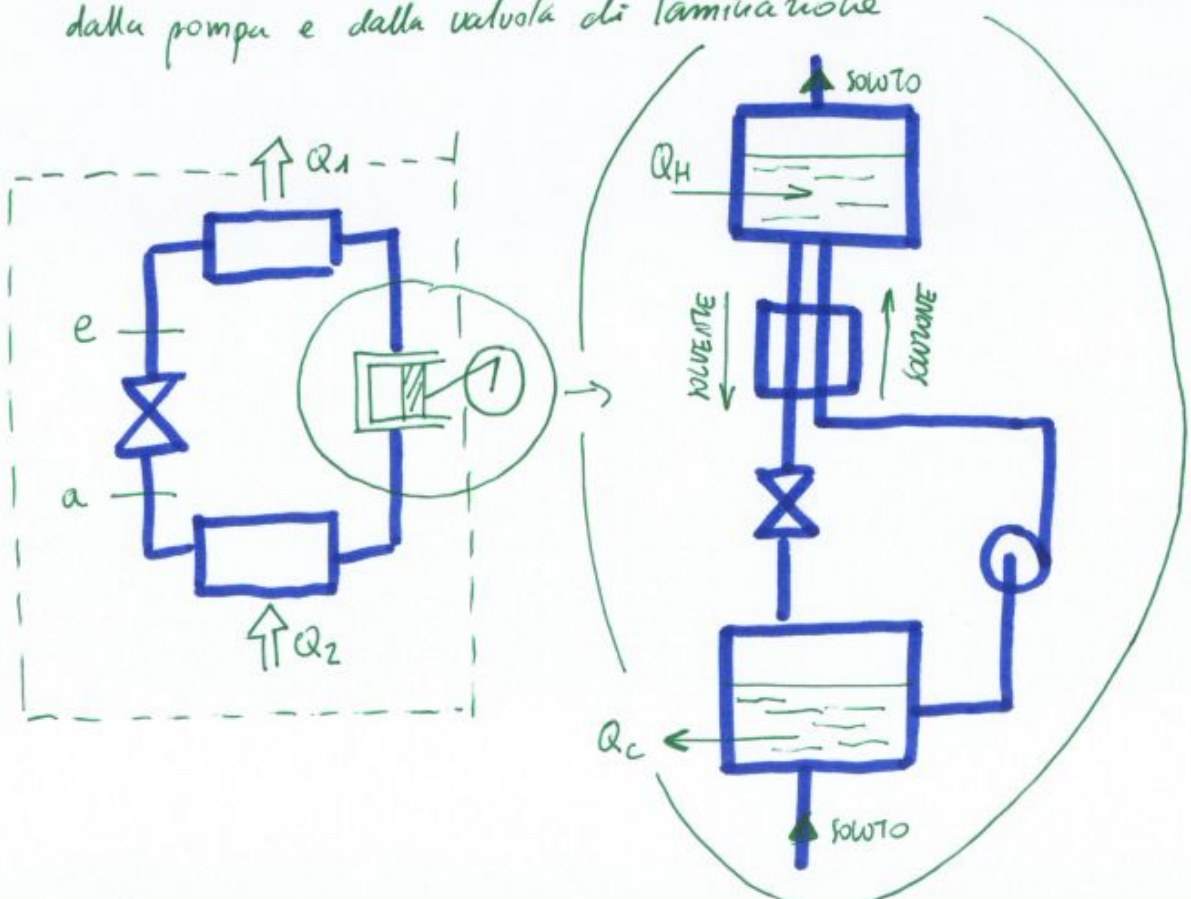


IMPIANTI AD ASSORBIMENTO

- sono utilizzati dove si ha la disponibilità di calore di scarto non utilizzabile o dove non esiste disponibilità di energia elettrica

- principi di funzionamento di un impianto semplice

- il compressore degli impianti a compressione tradizionali è sostituito da un CIRCUITO costituito da
- 2 SERBATOI, mantenuti rispettivamente alla pressione alta del condensatore e a quella bassa dell'evaporatore, uno SCAMBIATORE DI CALORE
- una VALVOLA DI LAMINAZIONE
- una POMPA
- nel nuovo circuito si utilizza una miscela di 2 fluidi, un SOLUTO, che è anche il fluido frigorifero, e un SOLVENTE
- nel serbatoio ad alta pressione si evapora il soluto riscaldando la soluzione con il calore di recupero
- nel serbatoio a bassa pressione si dissolgue il soluto raffreddando la soluzione
- si mantiene la differenza di pressione e di concentrazione tra i 2 serbatoi con un sistema di miscela costituito dalla pompa e dalla valvola di laminazione



MISCELE DI GAS E PSICROMETRIA

MISCELE DI GAS

- i sistemi Termodinamici sono spesso costituiti dalla miscela di 2 o più sostanze distinte
- il comportamento della miscela dipende dalle proprietà dei singoli componenti
- si studiano miscele nelle quali non si svolgono reazioni chimiche e quindi che mantengono la composizione chimica invariata

DEFINIZIONI

- MOLE: la quantità di sostanza che contiene un numero di particelle elementari uguale al numero di Avogadro $N_A = 6.022 \cdot 10^{23}$
- MASSA MOLARE $M =$ è la massa di una mole di sostanza $[Kg/Kmol]$ S.I.
- NUMERO DI MOLI $n =$ rapporto tra la massa e la massa molare
- FRAZIONE MOLARE $y_i =$ rapporto tra il numero di moli del componente e quello totale della miscela $y_i = n_i/n$
- FRAZIONE DI MASSA $x_i =$ rapporto tra la massa del componente e la massa totale della miscela $x_i = m_i/m$

MODELLI

- per studiare il rapporto tra le proprietà della miscela e quelle dei singoli componenti si intrinano due modelli fondati sull'ipotesi che ognuno dei gas della miscela può essere descritto dall'equazione di stato dei gas ideali


1) MODELLO DI GIBBS-DALTON

2) MODELLO DI AMAGAT-LEDC

PSICROMETRIA

in alcune miscele di gas si può verificare una di queste 2 situazioni: limite

- 1) la fase aeriforme è a contatto con una fase liquida costituita da una delle componenti della miscela gassosa, la cui pressione parziale è uguale a quella di saturazione alla Temperatura della miscela
- 2) uno dei componenti aeriformi della miscela si trova in condizioni di vapore sursaturato con una pressione parziale minore di quella di saturazione alla Temperatura della miscela

in entrambi i casi, si si trova vicini alla una limite 

IPOTESI

- la miscela dei gas che costituiscono l'aria è trattata come se fosse un solo gas, le cui proprietà si deducano da quelle dei componenti, proprietà equivalenti.
- non si sviluppano reazioni chimiche tra i componenti
- le due fasi ~~in miscela~~ aeriformi in miscela, vapore e aria, sono studiate utilizzando l'equazione dei gas ideali
- le proprietà di ognuno dei componenti sono calcolate come se questo venisse considerato isolato

DEFINIZIONI

PRESSIONE DI SATURAZIONE P_s = pressione parziale del vapore in condizioni di incipiente condensazione sulla una limite superiore $p_s = p_s(T)$

UMIDITA' RELATIVA φ = rapporto tra la massa di vapore d'acqua contenuta nel volume V e a quella che ci sarebbe quando la pressione parziale è quella di saturazione alla stessa Temperatura della miscela

$$\varphi = \frac{M_v/V}{M_{vs}/V} = \frac{p_v}{p_{vs}} = \frac{p_v/R^*T}{p_s/R^*T} = \frac{p_v}{p_s(T)} = \frac{v_s}{v_v}$$

TEMPERATURE CARATTERISTICHE ARIA UMIDA

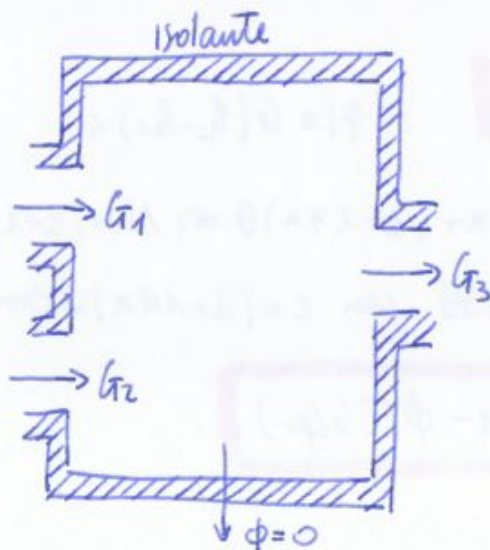
TEMPERATURA DI RUGIADA θ_R = misurata dopo aver raffreddato la miscela a titolo costante fino ad ottenere la condensazione

TEMPERATURA A BULBO ASCIUTTO SECCO θ_{ba} = misurata in condizioni normali senza particolari assorbimenti

TEMPERATURA A BULBO UMIDO θ_{bu} = misurata con un termometro il cui sensore è ricoperto con un tessuto mantenuto umido

per determinare lo stato Termodinamico della miscela basta conoscere la Temperatura a bulbo asciutto e a bulbo umido !

MESCOLAMENTO ADIABATICO DI 2 CORRENTI



CONSERVAZIONE DELLA MASSA

$$G_3 = G_1 + G_2$$

$$G_3 x_3 = G_1 x_1 + G_2 x_2$$

$$G_3 h_3 = G_1 h_1 + G_2 h_2$$

I PRINCIPIO SISTEMI APERTI

$$\Rightarrow (G_1 + G_2) x_3 = G_1 x_1 + G_2 x_2 \Rightarrow x_3 = \frac{G_1}{G_1 + G_2} x_1 + \frac{G_2}{G_1 + G_2} x_2$$

$$\Rightarrow (G_1 + G_2) h_3 = G_1 h_1 + G_2 h_2 \Rightarrow h_3 = \frac{G_1}{G_1 + G_2} h_1 + \frac{G_2}{G_1 + G_2} h_2$$

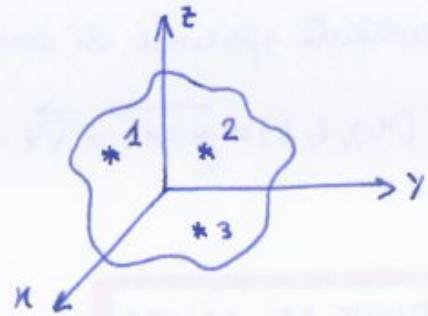
TERMOCINETICA

- studia le modalità con la quale l'energia termica si sposta
 - Tra un corpo e un altro per la presenza di differenze e di gradienti di temperatura
 - all'interno dei corpi per la presenza di gradienti di temperatura
- si ipotizza che le proprietà di stato intensive e specifiche possano variare da p.to a p.to (diverso dalla Termodinamica in cui si fa l'ipotesi di corpi omogenei)

$$T_1 \neq T_2 \neq T_3 \Rightarrow T = T(x, y, z, t)$$

$$p_1 \neq p_2 \neq p_3 \Rightarrow p = p(x, y, z, t)$$

$$\mu_1 \neq \mu_2 \neq \mu_3 \Rightarrow \mu = \mu(x, y, z, t)$$



MODALITA' TRASMISSIONE DEL CALORE

- CONDUZIONE: Trasferimento di energia termica senza che ci sia movimento macroscopico di materia dovuto all'effetto dell'interazione delle particelle di una sostanza dotata di maggiore energia con quelle adiacenti dotate di minore energia; avviene nei solidi, nei liquidi e nei gas se $T_1 > T_2 \Rightarrow \phi \propto A(T_1 - T_2)/d$

- CONVEZIONE: Trasferimento di energia termica tra una parete solida e un fluido in moto che la lambisce; implica conduzione e trasporto di massa $\phi \propto A(T_s - T_f)$ con $T_s = T$ superficie solida; $T_f = T$ fluido

- IRRAGGIAMENTO: scambio mutuo di energia elettromagnetica tra le superfici di 2 corpi a temperatura diversa; avviene anche nel vuoto e non richiede la presenza di un mezzo interposto

$$\phi_{netto} = \phi_e - \phi_a = A(T_1^4 - T_2^4) \text{ con } \phi_e = \text{potenza emessa}; \phi_a = \text{potenza assorbita}$$

$$\textcircled{2} \quad \phi_v = \int_V q_v dV$$

$$\textcircled{3} \quad \frac{dU}{dt} = \frac{d(Mu)}{dt} = M \frac{du}{dt} + u \frac{dM}{dt} \stackrel{=0 \quad M=\omega \pi r^2}{=} \frac{dm}{dt} \int_V \rho dV = \int_V \frac{dm}{dt} \rho dV$$

poniamo nullo il I principio

$$-\int_V \nabla \vec{q}_s dV + \int_V q_v dV = \int_V \frac{dm}{dt} \rho dV \quad \text{EQUAZIONE INTEGRALE}$$

$$-\nabla \vec{q}_s + q_v = \rho \frac{dm}{dt} \quad \text{EQUAZIONE DIFFERENZIALE}$$

IPOTESI DI FOURIER

- per risolvere l'equazione differenziale occorre formulare
 - le condizioni al contorno che derivano come si svolgono le interazioni tra il corpo e l'ambiente esterno
 - una relazione fenomenologica (COSTITUTIVA) che correli flusso termico e T in ogni punto e che tenga conto del materiale costituente il corpo
- Ipotesi equazione di Fourier: il flusso termico in ogni p.to del corpo
 - 1) procede dalla zona a T maggiore a quella a T minore
 - 2) è ortogonale alla superficie isoterma
 - 3) è proporzionale alla superficie e al gradiente spaziale di Temperatura
 - 4) la costante di proporzionalità si chiama CONDUZIONE TERMICA e dipende dal materiale che costituisce il corpo

EQUAZIONE DIFFERENZIALE DELLA CONDUZIONE

$$\left\{ \begin{array}{ll} -\vec{\nabla} \cdot \vec{q}_s + q_v = \rho c u / dt & \text{I PRINCIPIO} \\ du / dt = c_v dT / dt & \text{EQ. ENERGIA CINETICA} \\ \vec{q}_s = -\vec{\lambda} \cdot \vec{\nabla} T & \text{EQ. DI FOURIER} \end{array} \right.$$

$$\Rightarrow \boxed{\vec{\nabla} \cdot (\vec{\lambda} \cdot \vec{\nabla} T) + q_v = \rho c dT / dt} \quad \text{EQUAZIONE GENERALE DELLA CONDUZIONE}$$

in un sistema di riferimento cartesiano ortogonale

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_x \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_y \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) + q_v = \rho c \frac{dT}{dt}$$

CASI PARTICOLARI

$$\textcircled{1} \left\{ \begin{array}{l} \lambda = \text{cost} \\ dT / dt = 0 \end{array} \right. \Rightarrow \nabla^2 T + \frac{q_v}{\lambda} = 0 \quad \text{EQUAZIONE DI POISSON}$$

$$\textcircled{2} \left\{ \begin{array}{l} \lambda = \text{cost} \\ \partial T / \partial t = 0 \\ q_v = 0 \end{array} \right. \Rightarrow \nabla^2 T = 0 \quad \text{EQUAZIONE DI LAPLACE}$$

$$\textcircled{3} \left\{ \begin{array}{l} \lambda = \text{cost} \\ q_v = 0 \end{array} \right. \Rightarrow \nabla^2 T = \frac{\rho c}{\lambda} \frac{dT}{dt} = \frac{1}{a} \frac{dT}{dt} \quad \text{EQUAZIONE DI FOURIER} \quad \text{con } a = \frac{\lambda}{\rho c} \quad \text{DIFFUSIVITA' TERMICA}$$

in un sistema di riferimento cartesiano (x, y, z)

$$\nabla^2 T = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$$

in un sistema a coordinate cilindriche (r, θ, z)

$$\nabla^2 T = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$$

CONDUZIONE TERMICA NELLE PARETI PIANE

IPOTESI

- il calore si propaga solo per conduzione in una direzione (x)
- regime stazionario $\Rightarrow dT/dt = 0$
- la conduttività è costante $\Rightarrow \lambda = \text{cost}$
- non c'è generazione interna di calore $\Rightarrow q_v = 0$

dall'equazione della conduzione

$$\frac{d}{dx} \left(\lambda \frac{dT}{dx} \right) = 0 \Rightarrow \lambda \frac{d^2T}{dx^2} = 0$$

$$\frac{d^2T}{dx^2} = 0 \text{ con le condizioni iniziali al contorno}$$

$$\begin{cases} T(x=x_1) = T_1 \\ T(x=x_2) = T_2 \end{cases}$$

$$\frac{d^2T}{dx^2} = 0 \Rightarrow \frac{dT}{dx} = C_1 \Rightarrow T(x) = C_1 x + C_2$$

$$\Rightarrow \begin{cases} T_1 = C_1 x_1 + C_2 \\ T_2 = C_1 x_2 + C_2 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} C_1 = (T_2 - T_1) / (x_2 - x_1) = -(T_1 - T_2) / s \\ C_2 = T_1 + (T_1 - T_2) / s \cdot x_1 \end{cases}$$

$$\Rightarrow T = T_1 - (T_1 - T_2)(x - x_1) / s$$

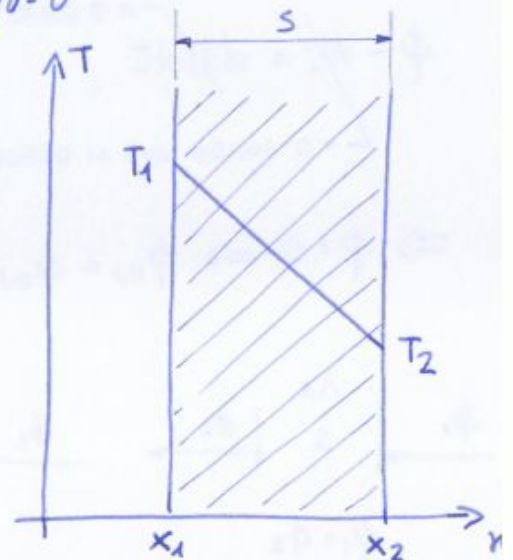
ANDAMENTO LINEARE DELLA TEMPERATURA NELLA PARETE

$$dT/dx = -(T_1 - T_2) / s \Rightarrow \phi = -A \lambda dT/dx = A \lambda (T_1 - T_2) / s = \text{cost}$$

ANDAMENTO FLUSSO TERMICO

introducendo la resistenza termica $R_T = (T_1 - T_2) / \phi = \frac{s}{A \lambda} = \xi_t / A$

$$\Rightarrow \xi_t = s / \lambda \Rightarrow \phi = \frac{T_1 - T_2}{R_T}$$



INDIPENDENTE DA x