



**appunti**  
www.centroappunti.it

Corso Luigi Einaudi, 55 - Torino

Appunti universitari

Tesi di laurea

Cartoleria e cancelleria

Stampa file e fotocopie

Print on demand

Rilegature

NUMERO : 201

DATA : 07/02/2012

# APPUNTI

STUDENTE : Buffa

MATERIA : Termodinamica e Trasmissione del Calore

Prof. Verda

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 STUDENTI E NON SONO STATI VISIONATI DAL DOCENTE.  
IL NOME DEL PROFESSORE, SERVE SOLO PER IDENTIFICARE IL CORSO.

Anno 2010-2011

ING. ENERGETICA

1<sup>o</sup> SEMESTRE 2<sup>o</sup> ANNO

# CORSO DI TERMODINAMICA APPLICATA • TRASMISSIONE DEL CALORE

7,5 CFU

Docente: Prof. VITTORIO VERDA  
vittorio.verda@polito.it

- Segretaria: Elena Compagnoli  
elena.compagnoli@polito.it

Testi consigliati:

- Termodinamica: Nelle note mi riferisco al Coli-Gregorio ... (libro prof ...), a meno che non specifichi un altro testo.

- M. Coli - P. Gregorio - "Termodinamica" ed Esculapio
- M.W. Zemansky e altri autori - "Fondamenti di Termodinamica per ingegneri" ed Zanichelli
- Moran - Shapley - "Fundamentals of engineering Thermodynamics"

- Trasmissione del calore:

- Guglielmini - Pisani - "Introduzione alla trasmisione del calore" ed Ambrosiana

- Termodinamica + Trasmissione del calore:

- Shapley - "Introduction to Thermal system Engineering, Thermodynamics"

- Sengel "Termodinamica e trasmisione del calore" ed McGraw-Hill Libri Italia

→ Questo Testo è scritto in lingua inglese ma nonce della teoria avanzata, ~~per il corso va bene~~; Il Shapley è ben spiegato ma è solo in Inglese

Oreario:

LUNEDÌ 10:00 - 11:30 11:30 - 13:00 AULA 5 LEZIONE

MERCOLEDÌ 10:00 - 4:30 4:30 - 13:00 AULA 4N Esercitazione a squadre  
(commode riunioni)

VEDERDI 11:30 - 13:00 AULA 5 LEZIONE

EVENTUALI LABORATORI O LEZIONI AGGIUNTIVE COMUNICATI DURANTE IL CORSO

1

Una teoria termodinamica necessita di alcuni elementi fondamentali poiché come tutte le teorie fisiche anche essa ha una soluzioe logica finita.

- 1) Definizione di grandezze primitive e concetti primativi, costi che non necessitano di spiegazioni nelle loro origini. Le grandezze primitive si dicono anche invariabili.
- 2) Definizione di grandezze derivate, calcolate direttamente combinando opportunamente alcune grandezze primitive mediante opportune relazioni matematiche.
- 3) Enumerazione di leggi fondamentali, ovvero indipendenti dalla natura dei corpi.
- 4) Enumerazione di leggi costitutive, ovvero dipendenti dai corpi reali
- 5) Dimostrazione di teoremi dedotti dalle leggi fondamentali e costitutive.
- 6) Studio delle applicazioni

Nello studio delle varie Teorie, si vede che le grandezze fondamentali e derivate variano di volta in volta (ex Carnot e Clausius usano come primitive alcuni concetti che Gibbs rivede come derivate necessarie).

### Definizioni fondamentali

- **Corpo**: Quantità finita di Materia nella quale è possibile effettuare misure.
- **Sistema**: Insieme di Corpi che costituiscono l'oggetto dello studio.
- **Ambiente esterno**: Tutto quello che non appartiene al sistema.
- **Universo**: Sistema + Ambiente
- **Volumi di controllo**: Volume occupato dal sistema
- **Superficie di controllo**: Superficie immaginaria o reale che separa il sistema dall'ambiente esterno
- **Interventi** → ciò che attraversa la superficie di controllo:

- ① **Mecaniche**: bravi (flussi di E. meccanica)
- ② **Materiali**: Materia (che entra o esce dal sistema)
- ③ **Termici**: calore (flusso termico entrante o uscente).

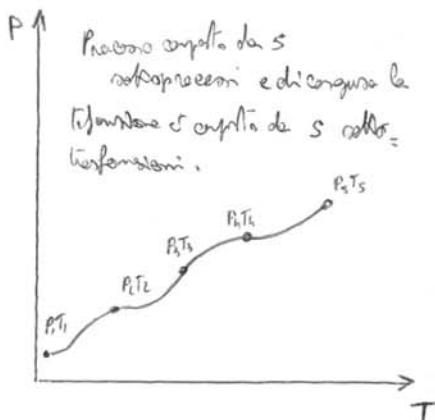
→ Nel caso di un motore, i flussi calori sono Termici e Materiali, l'onda che posa sulle sabbie e riflette il cielo, è solo un'intervento tecnico.

### Sistemi libro pag 10

- **aperti**: Sconti di Materia, bravi, calore: La sop. di controllo è attraversata da fluidi ②. (① e ③ possono entrare)
- **chiusi**: sconti di bravo e calore: La sop. di controllo è attraversata da fluidi ② e ③ (ma nessuno esce ②)
- **isolati**: Non hanno interventi con ambiente → l'intero sistema perfettamente isolato è l'universo...

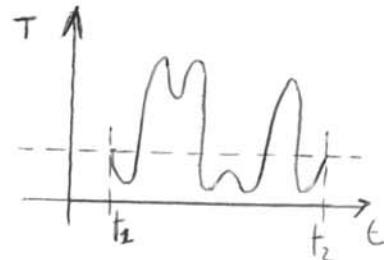
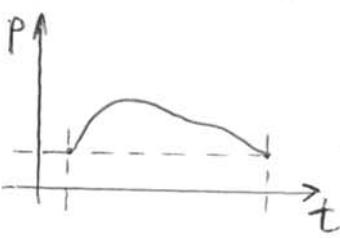
Si definisce processo composto un processo rappresentato come la successione di  $N$  sottoprocessi, e di conseguenza una trasformazione composta come una serie di  $N$  trasformazioni.

Processi, Libro pag 17



### Processo Cilindrico:

È un processo costituito dal fatto che lo stato finale del sistema coincide con lo stato iniziale.



### Processo Inverso:

Processo che riporta dello stato iniziale a quello iniziale (rispetta il sistema). La trasformazione ha luogo sulla stessa traiettoria. Quindi non dà da segno stato perduto la trasformazione diretta ma inverso opposto.

### Processo Reversibile - Irreversibile: Libro pag 20

- reversibile: Se è possibile trovare una trasformazione che riporti il sistema e l'ambiente allo stato iniziale e dopo averla applicata non lascia tracce.

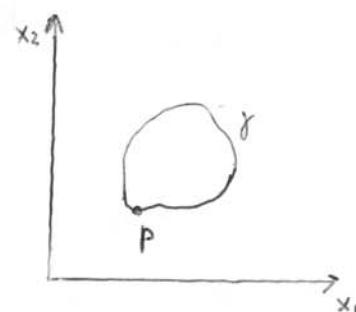
- irreversibile, se una delle due condizioni di reversibilità non è rispettata.

I processi reali sono quasi sempre (sempre) irreversibili.

### Variable di Stato:

osserva sempre lo stesso valore quando il sistema è a un certo stato termodinamico indipendentemente da come ci arriva.

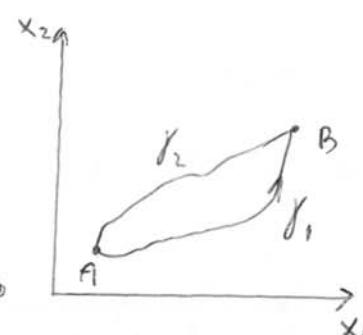
Ex: in  $p, x_1$ , è lo stesso prima e dopo il ciclo  $\gamma$ ...



### Variable di Processo:

$$\Delta x = x_B - x_A, \quad x_A \text{ e } x_B \text{ sono}$$

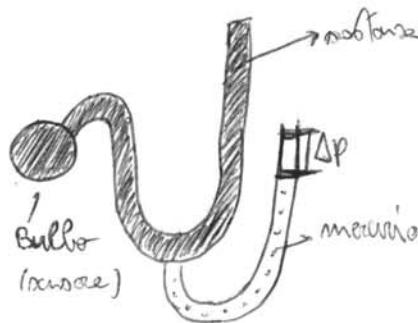
Variables di Stato e da A a B, lungo  $\gamma$ , o lungo  $\gamma_2$ , in A e in B stesso valore



Onde:  $\Delta x_{1,2} = \Delta x_{1,2}$  Ad ogni  $x_1$  perciò a seconda della  $\gamma$  che scelgo, dà ed è lo stesso  $x_2$  a seconda del percorso scelto e di conseguenza variano tutte le grandezze anche dipendenti da  $x_1$  e  $x_2$ , definite variabili di processo, l'esempio il calore scambiato o il lavoro ceduto...).

# Il Termometro a gas

Libro pag 28



(relazione termometrica ed volume mantenuto costante (gas))

Quando il gas è posto a contatto con un corpo (o sistema) caldo, anche esso aumenta di temperatura e di conseguenza si dilatà, a questo punto, quando il gas ha raggiunto l'equilibrio termico col sistema misurato, è costituito di volume (non è dilatato), quindi è necessario agire sulla pressione del mercurio per fare sì che il gas torni al volume iniziale. La variazione di Pressione Misurata da un manometro ci consente così di appurare se il sistema misurato ha variegato la temperatura.

La Temperatura segue la relazione lineare  $T = T_0 \cdot \frac{P}{P_0} = 273,16 \frac{P}{P_0}$

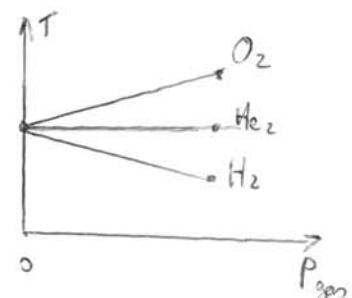
Nota:

Nei sistemi reali la Temperatura varia col Tempo

Anche direta difficile stabilire se Bulbo e sistema sono in equilibrio termico, cosa hanno le stesse temperature diverse le misure. Vi è una discussione non ancora conclusa nel fatto che sia possibile o no misurare vicinamente la temperatura.

Come Temperature di riferimento noi sono scelte la T di equilibrio acqua-ghiaccio e acqua-vapore, situazioni facilmente ripetibili, posta a 0°C e 100°C (273,16 / 373,16 K).

Se aumentiamo la stessa temperatura con gas diversi, nonostante ritroviamo alle stesse pressioni e ne abbiano preso lo stesso numero di mol, le temperature che ne ricava sono diverse, ma si discosta sempre meno le une dalle altre non tanto che ci si incontra a  $P=0$ , ovvero nel punto (non possibile) in cui il gas non si comporta come ideale.



## Il Calore

: Forma di energia viene scambiata tra due corpi ad diverse temperature.

Se  $T_A > T_B$  il calore passa spontaneamente da A a B.

Oltre al calore, grandezza che dipende dal processo, occorre anche definire il flusso termico, praticamente il calore scambiato dal sistema per unità di tempo. Q non è un differenziale esatto perché è di processo quindi lo si indica con  $\delta Q/dt$ ...

$$\phi = \frac{\delta Q / (P \Delta t)}{\Delta t} \text{ e se ne calcola lim}_{\Delta t \rightarrow 0} \Rightarrow Q \text{ non è diff. esatto} \Rightarrow \text{calore limite di rapporto incenabile perché non posso dividerlo.}$$

Convenzione dei segni:

- L<sub>>0</sub> → lavoro che il sistema compie sull'esterno.  $\oplus$  = uscita  
 L<sub><0</sub> → lavoro che il sistema subisce dall'esterno.  $\ominus$  = entrata } l'opposto del lavoro

Potenza: libro pag 34

- si può definire come la "rapporto" con cui il sistema compie un lavoro, si divide in
  - Potenza media  $\Rightarrow$  considera un intervallo di tempo finito  $\rightarrow \Delta L / \Delta t$
  - Potenza istantanea  $\Rightarrow$  calcolata istante per istante

$$W_{SE}^s(t) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left[ \frac{L_{SE}^s(\Delta t)}{\Delta t} \right] \rightarrow \text{La potenza istantanea per un punto, risulta potendo al limite il rapporto inversibile perché il lavoro, come ogni grandezza di processo, non è dimensionabile.}$$

unità di misura:  $J/s = W$  (Watt)

Di conseguenza:

SE = da sistema sull'esterno ...

$$\vec{L}_{SE}^s = \int \vec{F}_{SE}^s \cdot \frac{d\vec{x}}{dt} dt = \int_P \vec{F}_{SE}^s \cdot \vec{V} dt \Rightarrow \vec{L}_{SE}^s = \int W_{SE}^s dt \Rightarrow W_{SE}^s = \vec{F}_{SE}^s \cdot \vec{V}$$

Se consideriamo le forze di Volume (campo): libro pag 39

Le forze di campo agiscono ovunque a grandi distanze (non nullano con  $d \rightarrow \infty$ ), esse si ponono vedere come forze per unità di Volume:

$$\vec{F}_{SE}^d = \int \vec{f} \cdot d\vec{V} \quad \vec{f} = \text{forza } \vec{F} \text{ per unità di Volume, più propriamente } F_V$$

Queste forze si dicono conservative, cioè conservano potenziale, e il lavoro compiuto da molte forze si può definire come la variazione dello stesso. (condi L non dipende dal percorso).

$$\vec{L}_{SE}^d = \Delta Ep = \underbrace{Ep(t_f) - Ep(t_i)}$$

In realtà c'è di g, in questo caso tutto dipende dall'esterno.

$$Ep = mgh \Rightarrow h = \text{altezza da terra} \quad \vec{L}_{SE}^d = mg \frac{dh}{dt} \rightarrow \text{lavoro di g}$$

Quindi:  $\vec{L}_{SE}^d = \frac{dEp}{dt} \Rightarrow$  derivata del potenziale nel tempo.

N.B. E dipende sempre dalla massa o delle cariche elettriche del sistema in esame ...

## Processi di stato:

- Condensazione : vapore  $\rightarrow$  liquido } usati maggiormente nello studio della "tensione" ...
- Evaporazione : liquido  $\rightarrow$  vapore
- Solidificazione : liquido  $\rightarrow$  solido
- Liquificazione o fusione : solido  $\rightarrow$  liquido
- Sublimazione : solido  $\rightarrow$  vapore (avviene anche vapore  $\rightarrow$  solido n'ambita con...)
- Recinzione : vapore  $\rightarrow$  solido (avviene invece sublimazione...)

Tornando al diagramma P-V, nel caso delle curve limite inferiori, la coppia di variabili  $P$ - $V$  degenera in un'unica grandezza indipendente, così come nella curva limite superiore, in questi casi le curve sono trascurate, infatti scegliendo la coppia  $P$ - $T$ , non ha senso chiedere quanto sia sotto la curva, e questa è identificabile con la stessa coppia  $P$ - $T$  nell'isobara.

## Modello di gas ideale

Modello: relazione tra  $p, v, t \Rightarrow$  2 variabili indipendenti e la 3<sup>a</sup> è ricducibile in funzione delle altre 2

$$PV = mRT$$

$$\text{PV} = \underbrace{m}_{\text{di mole}} \cdot \underbrace{\frac{M}{M_{\text{mole}}}}_{\text{R}^*} \cdot T$$

$$\hookrightarrow PV = m R^* T$$

dividendo per  $m \Rightarrow \frac{V}{m} = v$  e ottengo

$$\frac{PV}{m} = \frac{m}{m} R^* T \Rightarrow Pv = R^* T$$

Limiti della teoria:

- il gas deve essere perfetto  $\Rightarrow$  trascurare le interazioni tra le molecole del gas
- Non si considera lo spazio occupato dalle vere molecole  $\Rightarrow$  puntiformi

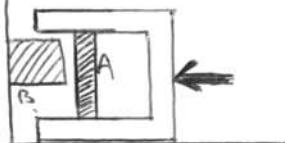
Si tenta di correggere queste "mancanze" con l'equazione di Van der Waals:

$$\left(P + \frac{a}{v^2}\right) \cdot (v - b) = R^* T \quad \Rightarrow \text{Questa equazione è più precisa quando viaggia verso le condizioni di validità dei gas ideali.} \rightarrow \text{Sul "CENGEL", Pag 52...}$$

Pebblere: Eq che si scrive molto per un gas reale in precedenza non "significativa che giustifica lo spazio", quindi non si usa quasi mai, il Mette è che se si decide di usare una eq. complessa, tanto vale sceglierla ancora più complessa ma conveniente in termini di precisione.

Lavoro: Energia associata allo spostamento del punto di applicazione delle forze:

Le forze esterne quindi  
sostituiscono lavoro e effetti  $\Rightarrow$  effetti che la  $\left\{ \begin{array}{l} \text{Variazione dello stato tensionale} \\ \text{Variazione dello stato quida/moto} \end{array} \right.$



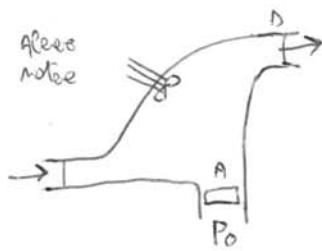
Supposto il piano orario attinto, quando il pistone A tira la gomma B fissa, considerando deformabili le parti del sistema, anche  $L = F \cdot \Delta x$ , nonché un lavoro associato alle forze interne al sistema, quindi:

$$L_{es} + L_i = \Delta E_c \quad \text{e deducere che } L_{es} = -L_s \quad \text{quindi } -L_s - L_{se} + L_i = \Delta E_c$$

Poiché si prende che  $L_{es} = L_{es} + L_{en}$

$L_i$  è comunque, cioè ommette un potenziale.

Considero il seguente sistema come omogeneo:



$$L_{se} \left\{ \begin{array}{l} L_{sp} = \text{Borsa di spostamento (di flussi nel caso di sistema aperto)} \\ L_t = \text{Borsa tensione - borsa dell'area mobile (tensione dell'elice d'estensione)} \\ L_a = \text{Borsa di deformazione della superficie di controllo} \end{array} \right.$$

$L_{sp}$  = borsa associata allo spostamento di flussi nel caso di sistemi aperti...

Nel caso di sistemi aperti conviene scrivere la forma espansiva in termini energetici [Janle]

$$-L_t - L_a + L_i = \Delta E_c + \Delta E_p \quad L_o = \int P_o A dx = \int P_o dV$$

(area  $\Delta$ )  $\rightarrow$  deformazione delle superficie di controllo

$L_t$ : non c'è espansione generale, si calcolano i risultati ...

$L_i$ : borsa delle forze interne, entra in gioco il fluido (intorno) presente nel sistema

$$L_i = \int P dV - L_{ai}$$

borsa di spostamento legata agli elementi interni

In questo sistema è stata effettuata una semplificazione, ossia il gas è considerato ideale, cioè, per ciò che interessa in questo momento, completamente reversibile e senza attriti fra le particelle (Molecole), semplificazione non possibile nelle realtà in quanto in natura non esiste gas ideale.

Errore commesso spesso nella Termodinamica classica:

- Vedere usare i più semplici nelle situazioni in cui non sono valide, come ad esempio il gas senza attrito e applicare il tutto a una situazione in cui l'attinto c'è senso presupponendo.

$$-L_t - L_a + \int P dV - L_{ai} = \Delta E_c + \Delta E_p \quad [J]$$

Considerando la relazione  $-W_t - W_o + \frac{Vd\phi}{dt} \cdot W_{ai} = \frac{dE_c}{dt} + \frac{dE_p}{dt}$   
 → occorre sviluppare questo determinante

- Sistema di riferimento :   
 { Barycentro → tesse di riferimento fissa  
 { Euleriano → s. s. orbitale del sistema [controllare b. definizione ~~ma~~]  
 ... non sono riferimenti

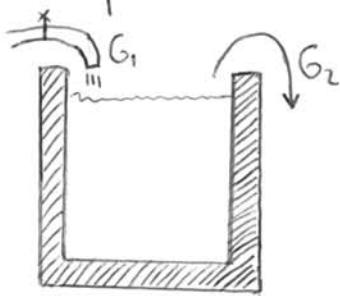
Spostandosi dal riferimento barycentrico a quello euleriano, le grandezze esterne diventano:

$$z \rightarrow \frac{dz}{dt} \rightarrow \text{considerando di ricomporre in 2 termini: } \left( \frac{\partial z}{\partial t} \right)_{V_c} + \sum \pm G_i \cdot z_i \quad z_i = \frac{z}{M}$$

nel caso in cui  $z = M \Rightarrow z_i = 1$

Nella notazione di Euler, le mosse si ricava con le seguenti:  $\frac{dM}{dt} = 0 \Rightarrow \left( \frac{\partial M}{\partial t} \right)_{V_c} + \sum \pm G_i \cdot 1 = 0$

Esempio :



In questo caso, il sistema, dopo un certo tempo non è più in grado di ragionare che c'è fumo da  $G_1$  (fatto esterno per ragionare i calori), e ne la posizione centrale è  $G_2$ , quest'ultimo raggiunge il fondo, continua a muoversi con le stesse  $G_2 = G_1$  e di conseguenza  $\left( \frac{dM}{dt} \right)_{V_c} = 0$

Anche  $\left( \frac{dM}{dt} \right)_{V_c} = 0$  significa  $-G_1 + G_2 = 0$ , cosa che è ovviamente vero non è diverso di parità in modulo; ma altra parola il sistema non può occupare altre mosse, per cui quelle che entra esce...

Sarebbe vero l'azione di controllo se per dire che non si muova in condizioni strutturate.

$$-W_t - W_o - \frac{Vd\phi}{dt} - W_{ai} = \left( \frac{\partial E_c}{\partial t} + \frac{\partial E_p}{\partial t/V_c} \right) + \sum_{i=1}^m \pm G_i (e_{ci} + e_{pi})$$

Essendo costante  $V_c$ , tutte le azioni riguardanti ad essa sono nulle (anche le interne) : [encadré in condizioni strutturate]

$$\left( \frac{\partial E_c}{\partial t} \right)_{V_c} = 0 \quad \left( \frac{\partial E_p}{\partial t} \right)_{V_c} = 0 \quad V_c = \text{Volume del sistema} \equiv \text{Volume controllo}$$

• Il controllo di trasformazione (Variazione) di  $V_c$  è trascurabile.

•  $W_o$  è trascurabile quasi sempre

$$\bullet W_i - V \frac{d\phi}{dt} - W_{ai} = \sum G_i (e_{pi} + e_{ci})$$

Ricordando il tutto andrebbe come scrivibile il volume specifico per il calore  $V-T$

$$\Phi = \lambda_V \cdot dV + C_V \cdot \frac{dT}{dt}$$

dove  $\lambda_V$  è il calore latente rispetto al  $V$  specifico e  
 $C_V$  la capacità termica a costante volume ( $V = \text{volume specifico} = \frac{v}{m}$ )

Integrando negli estremi si deve scrivere:  $Q = \int \Phi dt = \int \lambda_V dV + C_V dt$  e restando prima di tutto per l'unità di massa  $q = \int \lambda_V dv + C_V dt$

(calore specifico ... la volume constante)  $\rightarrow [M_C_V = C_V = \text{capacità termica}]$

In un gas ideale:

$$q = \int \lambda_p dp + C_p \cdot dT = \int \lambda_v dv + C_v \cdot dT$$

$$\lambda_p dp + C_p dt = \lambda_v dv = C_v \cdot dT$$

$$dv = \left( \frac{\partial V}{\partial p} \right)_T dp + \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_p dT$$

$$\text{Quindi } \lambda_p dp + C_p dt = \lambda_v \left( \frac{\partial V}{\partial p} \right)_T dp + \lambda_v \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_p dT + C_v dT$$

$$\lambda_p = \lambda_v \left( \frac{\partial v}{\partial p} \right)_T \quad \text{e} \quad C_p = C_v + \lambda_v \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_p$$

Ricordando l'ipotesi di gas ideale:  $p_v = R^* T$ , le equazioni diventano:

$$C_p = C_v + \lambda_v \text{ costante} \Rightarrow C_v = C_v(T)$$

$$\lambda_p = -v \quad \lambda_v = p \quad \text{in quanto} \quad \lambda_p = \lambda_v \cdot \left( \frac{\partial v}{\partial p} \right) = p \frac{R^* T}{p^2} = \frac{R^* T}{p} \Rightarrow \lambda_p = -v$$

In un sistema chiuso:

$$E_T = \int p dv \rightarrow \text{integrazione}$$

$$q = \int \lambda_p dp + C_p dt = \int \lambda_v dv + C_v dt$$

$$q = \int V dp + C_p dt = \int p dv + C_v dt$$

Trasformazione: Adiabatica: No scambio di calore

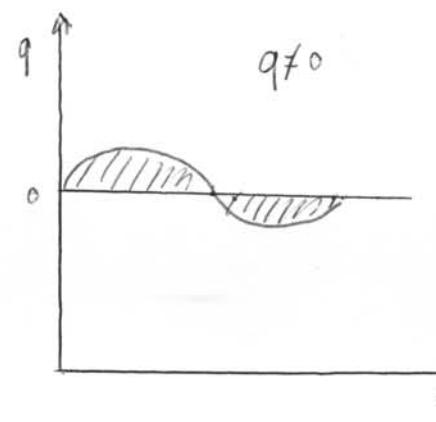
Isoterma: Temperature = costante

Isobara: Pressione = costante

Isocora:  $V = \text{costante}$

In un sistema aperto:

$$E_T = - \int v dp$$



Trasformazione isoterma : considero un gas ideale ( $pV = R^*T$ )

$\hookrightarrow T = \text{costante}$

$$-q = \int -vdp + C_p dt$$

$$v = \frac{R^*T}{P} \quad q = R^*T_i \int \frac{dp}{P}$$

$$\text{Quindi } q = -R^*T_i [\ln p]_1^2 = -R^*T_i \ln \frac{p_2}{p_1} = R^*T_i \ln \frac{V_1}{V_2}$$

invertendo differenze  $\Rightarrow$  giro C opposto  $\Rightarrow$  proprietà di Carnotini

$$\Rightarrow q = R^*T_i \ln \frac{V_1}{V_2}$$

$$-q = \int pdv + C_v dt$$

$$\text{miscolando che } P = \frac{R^*T}{V}$$

$$q = R^*T_i \int \frac{dv}{V}$$

$$P = P_i \frac{V_i}{V}$$

$$q = R^*T_i [\ln V]_1^2 = -R^*T_i \ln \frac{V_1}{V_2} = R^*T_i \ln \frac{V_2}{V_1}$$

ed è proprietà Carnotini.

Scegno le due sentenze sono equivalenti, (perché uguali alla stessa grandezza), allora devono essere verificate

$$R^*T_i \ln \frac{V_2}{V_1} = -R^*T_i \ln \frac{P_2}{P_1} = \ell_t$$

in base tecniche

Trasformazione Isobara : le variabili indipendenti  $P$  e  $T$  sono le più convenience

$\hookrightarrow P = \text{costante}$

- considero valida l'ipotesi di gas ideale. ( $PV = R^*T$ )

$$q = \int -vdp + C_p dT = \int C_p dT = C_p [T_2 - T_1]$$

$$\ell_t = \int pdv = P \int dv = P [V_2 - V_1]$$

Vale per un sistema chiuso, in quanto in un sistema aperto  $\ell_t$  isobara = 0 perché differenza di  $\Delta p$  ... isobare =  $\Delta p$  nulla ...

Per i gas ideali, libro a pag 228 e seguenti

$$Q - L_{se} = \Delta E = \Delta V + \Delta E_C$$

$$\phi - W_{se} = \frac{dV}{dt} + \frac{dE_C}{dt} \rightarrow \text{Potenza scambiata tra sistema ed esterno}$$

$$\hookrightarrow W_{se} = \underbrace{W_{se}^d}_{\substack{\rightarrow \text{dintorno alle forze di superficie} \\ \rightarrow \text{dintorno alle forze di corpo}}} + \underbrace{W_{se}^s}_{\substack{\rightarrow \text{Somma delle potenze}}} \quad \text{[Somme delle potenze]}$$

$$W_{se}^s \text{ è la somma di 3 termini: } W_T + W_D + W_{np} \rightarrow \begin{array}{l} \text{base dentro alla superficie di fluidi} \\ (\text{es: intanti e usciti e non in sistema aperto}) \end{array}$$

Potenza tecnica Potenza di librazione del sistema

Quindi le potenze dirette:

$$\boxed{W_{se} = \frac{dEP}{dt} + W_T + W_D + W_{np}} = \boxed{\frac{dEP}{dt} + W_T + W_D + \sum_i G_i (P_{ri})} \rightarrow W_{np} = \sum_i G_i (P_{ri}) = \boxed{\frac{d(P_{ri})}{dt}}$$

[risulta lo principio]

Quindi le potenze residue più anche entro espansione come

$$W_{se} = \frac{dEP}{dt} + W_T + W_D + W_{np} = \boxed{\frac{dEP}{dt} + W_T + W_D + \frac{d(P_{ri})}{dt}}$$

$$\Phi - \frac{dEP}{dt} - W_T - W_D - \sum_i G_i (P_{ri})_i = \frac{dV}{dt} + \frac{dE_C}{dt}$$

$$\Phi - W_T - W_D = \frac{dV}{dt} + \frac{dEP}{dt} + \frac{dE_C}{dt} + \sum_i G_i (P_{ri})_i$$

$\rightarrow$  Ricordare il base di distruzione della superficie di controllo (non è zero ma in proiettore)

$$\frac{dU}{dt} \text{ [espressione legge di moto]} \text{ se si ricorda in forma eulerriana diretta } \left( \frac{\partial U}{\partial t} \right) + \sum_i G_i U_i$$

$$\text{Quindi: } \Phi - W_T = \frac{\partial}{\partial t} \left( U + E_C + E_P \right)_{V_c} + \sum G_i (U_i + e_{p,i} + e_{c,i}) + \sum_i G_i (P_{ri})_i$$

$$U + PV = h = \text{entalpia} \Rightarrow \text{energia interna } (U) + \underline{P_V}$$

Remove - Volume specifico

$$\Phi - W_T = \frac{\partial}{\partial t} \left( U + E_C + E_P \right) + \sum G_i (h_i + e_{ci} + e_{pi})$$

Per i sistemi chiusi diretta o ...

## Caso delle trasformazioni reversibili

$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0$  Se vale per tutti i cicli, allora è tutto finire di fatto...

Se la trasformazione non è reversibile, le quantità in uscita, dove dipendono solo dallo stato iniziale e finale (non sempre valida l'ipotesi di trasformazione reversibile).

La grandezza di stato considerata prende il nome di entropia

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = - (\text{Entropia finale} - \text{Entropia iniziale}) = \Delta S$$

$T \downarrow$

$\leq \Delta S$  se processus non è completamente reversibile

$= \Delta S$  se è completamente reversibile

L'entropia di Clausius: espressione del 2° principio della Termodinamica.

Le altre, pure forse direttive un'ingallizione:  $\frac{\delta Q}{T} + \delta E_i = \frac{dS}{dt}$

$$\left\{ \begin{array}{l} > 0 \text{ se irreversibile} \\ = 0 \text{ se reversibile} \\ \rightarrow \text{Termo di generazione di entropia} \end{array} \right.$$

$$\int \frac{\delta Q}{T} + S_g = \Delta S \quad [J/K]$$

Nel caso di sistemi aperti:  $\frac{\delta Q}{T} + \delta E_i = \left( \frac{dS}{dt} \right)_{V_c} + \sum_i G_i N_i$

→ nulla nei sistemi chiusi...

## Entropia specifica

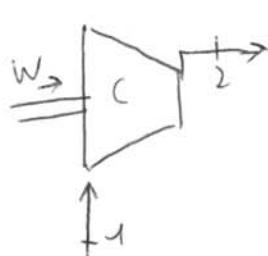
$$\Delta C_v = C_p \ln \frac{T}{T_0} - R^* \ln \frac{P}{P_0} = C_v \ln \frac{T}{T_0} - R^* \ln \frac{v}{v_0}$$

Per un gas Ideale

(grandezza),  
se alle grandi sono chi  
infinito (valore di  
riferimento)...

Se è presente l'effetto:

Considera un sistema che ha comparsa con effetto



$$h_f + \int v dp + f_a + \cancel{f_{ec}} + \cancel{f_{dp}}$$

↓  
se le componenti  
è costituito dal sistema  
 $f_2 > f_1 \dots$

$$\underline{\Phi} \cdot w_t = \left( \frac{\partial w}{\partial t} \right) v_c + \sum G_i h_i \Rightarrow \underline{\Phi} \cdot W_t = \sum G_i h_i$$

Forse tenne  
di controllare nel  
compressore

ricorre la sezione minima e un'area con variazione G

$$\underline{\Phi} \cdot w_i = G(h_2 - h_1) \quad h = c_p T$$

IC compressore si può considerare adiabatico in quanto il sezione è incostante rispetto  
alle pressioni meccanica ( $W_t$ ) assoluta ... nella reale è adiabatico con buona approssimazione.

$$1^{\circ} \text{ principio: } -w_i = G(h_2 - h_1)$$

$$-h_f = h_2 - h_1 = \frac{w_i}{G} \quad \begin{array}{l} \text{ricorre } h_f \left[ \frac{J}{kg} \right] < 0 \quad h_2 > h_1 \\ \hookrightarrow \text{lavoro deve essere positivo} \end{array}$$

$$-h_f = c_p(T_2 - T_1) \quad \text{ricorda che } h = c_p T$$

2° principio per un sistema aperto:

$$\cancel{\underline{\Phi}} + \underline{\epsilon_i} = \cancel{\left( \frac{\partial S}{\partial T} \right)} + \sum G_i s_i$$

$\circ$  adiabatica  $\circ$   $G$  perde la sua parte

$$\epsilon_i = G(s_2 - s_1) \quad \text{se c'è invertibilità } s_2 > s_1, \text{ altrimenti } s_2 = s_1$$

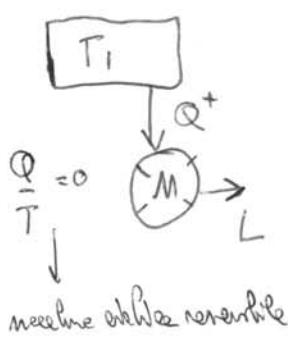
Altra informazione che fornisce il 2° principio:

$$\frac{\oint \Phi}{T} + \Delta S_i = \frac{dS}{dT}$$

nelle trasformazioni cicliche  $\int_{\text{costante}} \frac{\oint \Phi dt}{T} + \Delta S_i = \Delta S \Rightarrow \frac{1}{T} \int \oint \Phi dt$

$$\text{Quindi se } T \text{ è costante} = \frac{Q}{T}$$

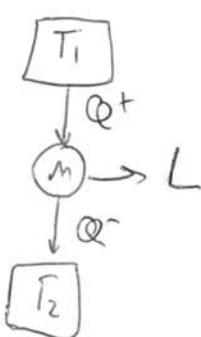
Tento di redire la macchina che ormai il lavoro da un termotutto a temperatura  $T_1$  e le trasformi tutto in luce.



Per il 1° principio  $Q - L_{se} = \Delta E$   
o lavoro

Meticolosamente elaborabile ma  $T = \infty$  quindi è inrealizzabile,  
e poi si deve usare  $Q$ ,  $Q > 0$  e regola del  $\frac{Q}{T}$  cioè a quota  
 $T_1$  se  $Q > 0 \Rightarrow \frac{Q}{T_1} > 0$  impossibile.

È impossibile che una macchina che operi altrimenti produce lavoro restando calore con una sola fonte, ne servono almeno 2 (a tali cose perché se  $T_1 = T_2$  non contabile come un'unica fonte).



$T_1 > T_2$ , ma parte di  $Q^+$  si trasforma in luce, e il resto  
riesce soltanto  $|Q^-|$  al termotutto con temperatura  $T_2 < T_1$ .

Se la macchina inversibile è possibile fare  $L \rightarrow M \rightarrow T_2$ , omogenea  
calore condiviso sullo stesso per esempio per effetto...

Riassumendo: In un ciclo di tutte le trasformazioni reversibili:

$$\begin{aligned} Q - L_{se} &= \Delta E = 0 \\ |Q^+| + |Q^-| - L_{se} &= 0 \end{aligned} \quad \left. \begin{array}{l} \text{1° principio} \\ \text{= 0 reversibile} \end{array} \right\}$$

$$\frac{|Q^+|}{T^+} - \frac{|Q^-|}{T^-} + \Delta S_i = \Delta S = 0$$

$$\eta = \text{efficienza} = \frac{\text{"effetto utile"}}{\text{"spesa"}}$$

per i motori:  $\frac{\text{E} \text{ fatto}}{\text{Q} \text{ consumato}}$

$$\epsilon = 1 - \frac{T^-}{T^+} \quad P = \frac{R^* T}{V} \quad P_{AV_A}^\gamma = P_B V_B^\gamma \rightarrow \frac{R^* T_A V_A}{V_A} = R^* T_B V_B^\gamma$$

Quindi  $\frac{R^* T_A V_A}{V_A} = \frac{R^* T_B V_B}{V_B} \rightarrow R^* T_A V_A^{\gamma-1} = R^* T_B V_B^{\gamma-1}$

$$\frac{V_A}{V_B} = \rho = \text{rapporto di compressione volumetrico} \quad \epsilon = 1 - \frac{1}{\rho^{\gamma-1}} \quad \begin{matrix} \text{Sintesi delle esposte} \\ \text{sempre...} \end{matrix}$$

Definiamo P.M.E. (Perzione media effice)  $= \frac{\ln}{\Delta V} \Rightarrow$  È un problema per le Macchine reale, nelle quali non sono ferme gli effetti...

\* Considerando sempre un gas ideale [cp, cv costanti, cioè chiave della Stena Monni di Gas], altre al cielo di Carnot, le onde alte soluzioni.

Nelle macchine reale le operazioni le compie un combustibile, la combustione ad esempio va certamente fornita di calore dall'esterno; la cessione di calore comprende alla fine di scarico.

Nel cielo di Carnot, (vedi grafico a pg 28), le trasformazioni opposte sono uguali, quindi, essendo uguali a  $T_A T_B$ , (uguali  $\rightarrow$  della stessa tipo, ex istante), vale la regola dei prodotti inversi. Per tutte le grandezze di floto. Questa regola si può estendere a tutti i cicli in cui le trasformazioni opposte sono dello stesso tipo.

$$P_A P_C = P_B P_D \quad T_A T_C = T_B T_D$$

Come accennato prima, il cielo di Carnot, non è l'unico cielo, soprattutto (rispetto a reali e con diverse complicazioni), alle macchine termiche; un esempio è il cielo Stirling, un cielo che pur a pesi bassi ha ovviamente applicazioni pratiche, oggi si usa per altre categorie di macchine:

1) Macchine con sorgente calda a temperatura relativamente bassa, (non molto più elevata di quella dell'ambiente che è la sorgente fredda), per esempio pomelli solari a concentrazione, usati per produrre reperire che la peste delle turbine.

Taria = Fredda  $T_{freco caldo} = T_{calda}$  (E. fissa caldo opposto il punto in cui i rapporti caldi e coincide col freco della parola delle specchie)

2) Impianti a cogenerazione, es. Gblane o ger per produrre reperire che esce dalle turbine a T elevata e quindi può essere usato come sorgente calda in altri processi (o fasi dello stesso processo).

## Ciclo OTTO : [libro pag 399]

composto da 4 fasi fondamentali uguali due a due

AB = adiabatica reversibile ( $\Delta S=0$ )

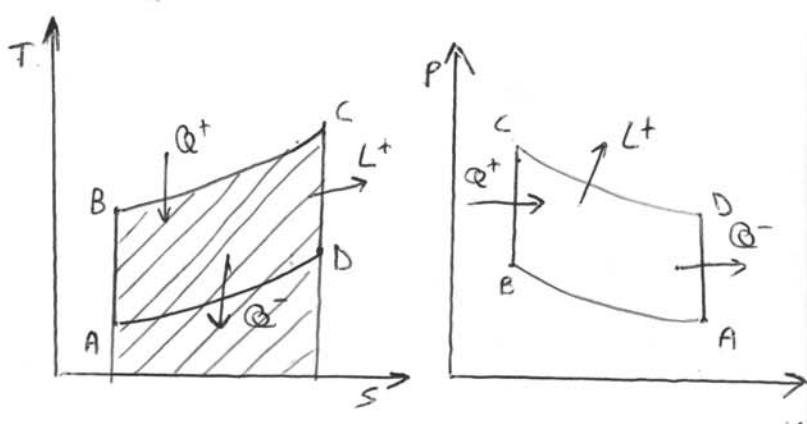
Comprensione, pari raggiunto il valore di volume minimo, in un punto bennino aumenta la temperatura

Quindi BC omogenea a V pressoché costante (isocora)

$$\frac{\dot{Q}}{T} = \frac{dS}{dt} \Rightarrow \frac{\dot{Q}_{dt}}{T} dS$$

$\dot{Q}_{dt}$  = calore resorbito da trasmissione infinitesima...

ricordando l'eq constitutiva del calore  $\dot{Q}_{dt} = \lambda_v dr + C_v dt \Rightarrow dS = \frac{\lambda_v dr + C_v dt}{T} \Rightarrow dS = C_v \cdot \frac{dT}{T}$   
 = 0 da nell'isocora  $dr=0$  ( $v=\text{costante}$ )



Zone sotto da BC è il calore assorbito dal sistema  $Q^+$ .

Giunti nel punto di  $P_{\max}$ , (C), il sistema si espande e coge calore nell'esterno, e arrivo nel punto di minimo volume (B); in questo istante, nei sistemi reali, non c'è un barometro perché sarebbe la fonte di risciacquo, nei sistemi ideali non c'è un raffreddamento con riacquisto di calore (DA, racqua che taglia).

DA = isocora : non ha  $\Delta V$  per la quale c'è in un'area di tempo molto breve  $\Rightarrow dV = C_v \cdot \frac{dT}{T}$

Sistema zone in un ciclo,  $Q^- - LSE = \cancel{Q^+} = 0$   $\Rightarrow Q = L$  scambiato  
 nelle zone in un ciclo

$$L_n = |Q^+| - |Q^-| \quad \eta = \frac{L_n}{Q_{\text{scambiato}}} = \frac{L_n}{Q^+} = \frac{|Q^+| - |Q^-|}{|Q^+|} \Rightarrow \eta = 1 - \frac{|Q^-|}{|Q^+|}$$

ricordando che:  $\dot{Q}_{dt} = \cancel{\lambda_v dr + C_v dt} \quad ; \quad Q_{\text{scambiato}} = C_v \Delta T$   
 nelle zone in un ciclo

Quindi  $\eta = 1 - \frac{C_v(T_B - T_A)}{C_v(T_C - T_B)}$  e rispetta le regole dei prodotti misurati (Tur. opposta dello stesso tipo),

significativa che  $T_C T_A = T_B T_B$  quindi  $T_C/T_B = T_B/T_A \Rightarrow \eta = 1 - \frac{T_A}{T_B} \Rightarrow$  dato che le forme sono simili a  $M_{\text{scambiato}}$  con le temperature pure in punti diversi

$T_A$  = temperatura di inizio compressione

$T_B$  = s. di fine compressione (nel caso di Carnot coincide anche con  $T_{\text{max}}$ )

Quindi le forme di scambiare sono simili ma  $M_{\text{scambiato}} \neq M_{\text{Carnot}}$

Durante la fase B-C, (combustione) avviene ovviamente una scissione di benzina perché ha un DV, il lavoro attenuto è positivo  $\dot{L}_i = P_B (V_C - V_B) > 0$  (benzina dell'isola con  $P = P_B$ )

$$\dot{L}_i = \ell_{BC} + \ell_{CD} + (-\ell_{AB}) \Rightarrow \text{lavoro netto del ciclo diesel}$$

In questo ciclo non sono tutte le tensioni uguali tra loro, per cui non vale la regola dei prodotti inversi.

$$\frac{T_A}{T_B} \Rightarrow \text{vedi ciclo Otto} \Rightarrow T_A V_A^{\gamma-1} = T_B V_B^{\gamma-1} = \frac{1}{P^{\gamma-1}} \quad \text{il rendimento quindi diventa}$$

$$\eta = 1 - \frac{1}{\gamma} \cdot \frac{1}{P^{\gamma-1}} \cdot \frac{\left(\frac{T_D}{T_A} - 1\right)}{\left(\frac{T_C}{T_B} - 1\right)}$$

$$\Rightarrow \text{dato che } \frac{T_D}{T_A} = \frac{T_D}{T_C} \cdot \frac{T_C}{T_B} \cdot \frac{T_B}{T_A} \Rightarrow \left(\frac{V_C}{V_B}\right)^{\gamma-1}$$

ed essendo estremi di adiabatiche reversibili

$$\frac{T_D}{T_A} V_B^{\gamma-1} = T_C V_C^{\gamma-1} \Rightarrow \bar{V} = R^* T \text{ ma } P = \text{costante}$$

$$\frac{T_C}{T_B} = \frac{V_C}{V_B} \quad \text{estremi di isoterma} \quad V = \frac{R^* T}{P}$$

$$\text{Poco scrivere } \frac{T_D}{T_A} = \left(\frac{V_C}{V_B}\right)^{\gamma-1} \left(\frac{V_C}{V_B}\right) \cdot \left(P^{\gamma-1}\right) =$$

$$= \left(\frac{V_C}{V_B}\right)^{\gamma-1} \cdot \left(\frac{V_C}{V_B}\right) P^{\gamma-1} = \left(\frac{V_C}{V_B}\right)^{\gamma-1} \cdot \left(\frac{V_A}{V_A}\right)^{\gamma-1} \frac{V_C}{V_B} \cdot P^{\gamma-1}$$

$$\approx \frac{1}{P^{\gamma-1}}$$

- Di conseguenza, a pari fatti dunque:

$$\frac{T_D}{T_A} = \left(\frac{V_C}{V_B}\right)^{\gamma-1} \cdot \frac{V_C}{V_B} = \left(\frac{V_C}{V_B}\right)^{\gamma} \Rightarrow \frac{\text{Volume di combustione}}{\text{Volume minimo di sistema}} \quad \frac{V_C}{V_B} = \sigma$$

$$\frac{T_D}{T_A} = \sigma^{\gamma} \Rightarrow \text{rapporto di introduzione del combustibile}$$

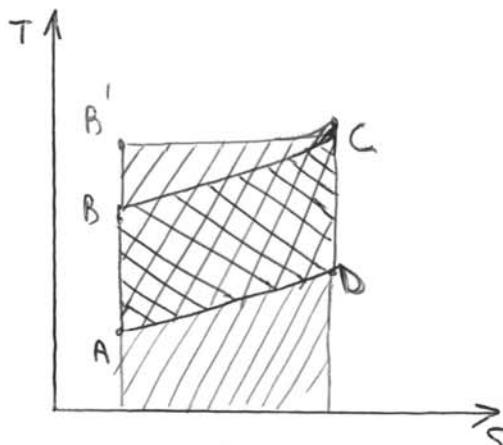
Considerando che  $\rho V = R^* T$  e nell'isoterma  $P = \text{costante}$ :

$$\frac{T_C}{T_B} = \frac{V_C}{V_B} = \sigma \quad \text{e il rendimento diventa}$$

$$\eta = 1 - \frac{1}{\gamma} \cdot \frac{1}{P^{\gamma-1}} \cdot \frac{\sigma^{\gamma} - 1}{\sigma - 1}$$

$$\Rightarrow \text{rendimento Diesel}$$

Infatti, confrontando i due cicli nelle condizioni estreme: [vita pg 405 e 406, usc. cap. S.6 p 406]



$A_{BCD}$  = area del ciclo Otto

$A_{B'C'D}$  = area del ciclo Diesel

L'area del ciclo Diesel è maggiore dell'area del ciclo Otto,

Per cui l'area scambiata dal ciclo Diesel è maggiore.

→ N.B. nel diagramma T.S., le aree rappresentano calore scambiato...

I cicli sono confrontati considerando le temperature minime e massime tecnicamente disponibili dei motori; in questo caso  $T_{min}$  e  $T_{max}$  sono le stesse ma l'area del ciclo Diesel è maggiore in quanto le temperature che il gas raggiunge con la stessa espansione (rispetto gli altri presenti in entrambi i cicli), è maggiore. ( $T_{B'} > T_B$ ).

area  $BC$  = calore scambiato da ciclo Otto

↪  $B'C$  = calore scambiato da ciclo Diesel

↪  $DA$  = calore scambiato entrambi i cicli

Area  $B'C >$  area  $BC$

$\Rightarrow B'C - DA > BC - DA$

↪ si intende la differenza delle superfici ...

Di conseguenza posso affermare che il calore per unità di massa ceduto dal ciclo Diesel è maggiore del calore per unità di massa ceduto dal ciclo Otto a parità di estremi; siccome il ciclo Otto cede meno calore ma ossia calore meno calore, per farne le cose potesse dunque essere più grande (nel diagramma).

- - -

Sarebbe in entrambi i casi in linea concorde di calore all'esterno (i gas caldi escono del motore durante la fase di scarico), ai due cicli è applicabile la legge di conservazione, ovvero il risultato del calore ceduto per "scaldare" altri processi. Esempio Borsig: riscaldamento delle macchine...

Cogenerazione: utilizzo del calore ceduto

Esempio: calore ceduto dai motori di controllo elettrica viene usato per il riscaldamento delle abitazioni.

- Scambiere d'aria D-A  $\approx$  scambiere esterna il cielo è aria

Tarif. ribattezza aria nella rete perché l'aria esterna è a pressione

Questo ciclo è quindi composto da 2 isobare e 2 isentropiche  $\Rightarrow$  CICLO Joule

Il Ciclo Joule [Vedi pag 17, libro Joule - Brayton] è il ciclo di riferimento

Per le turbine a gas  $\begin{cases} \text{carichi elettrici} \\ \text{veloci} \end{cases}$   $\begin{cases} \text{segnalazioni, impianto di fornitura} \\ \text{E. elettrica} \end{cases}$   $\begin{cases} \text{E. cinetica} \end{cases}$

Per il ciclo Joule il rendimento è sempre  $1 - \frac{|Q_1|}{|Q_2|} \rightarrow D-A$   
 $1 - \frac{|Q_2|}{|Q_1|} \rightarrow B-C$

che, se come le due trasformazioni sono isobare può essere scritto nella forma:

$$\eta = 1 - \frac{c_p(T_D - T_A)}{c_p(T_C - T_B)}$$

che a sua volta diventa  $1 - \frac{T_A}{T_B} \cdot \frac{\left(\frac{T_D}{T_A} - 1\right)}{\left(\frac{T_C}{T_B} - 1\right)}$

$\rightarrow$  ricorda che vale la regola dei prodotti inversi

Non ha senso definire un rapporto di compressione volumetrica perché non si misura tutto nello stesso volume, si parla invece di rapporto di compressione monometrica  $\beta$ , definito come  $\beta = \frac{P_B}{P_A} \rightarrow \max$

Siccome vale la relazione  $P_A \cdot T_A^\gamma = P_B \cdot T_B^\gamma \Rightarrow V = \frac{R^* T}{P}$  poiché AB è ADIABATICA quindi

$$\Rightarrow P_A \cdot \frac{R^* T_A^\gamma}{P_A^\gamma} = P_B \cdot \frac{R^* T_B^\gamma}{P_B^\gamma} \text{ sepolto } R^* \rightarrow P_A^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} T_A = P_B^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} T_B$$

$$\frac{T_B}{T_A} = \left( \frac{P_B}{P_A} \right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} \Rightarrow \beta = \frac{P_B}{P_A} \text{ quindi } \eta = 1 - \frac{T_A}{T_B} = 1 - \frac{1}{\beta^{\frac{1-\gamma}{\gamma}}}$$

Di conseguenza si può affermare che il rendimento aumenta al crescere di  $\beta$ , quindi al crescere di  $P_{\max}$  poiché  $P_{\min}$  coincide con l'ambiente da cui non è possibile.

$$\ln = |q^+| - |q^-| = c_p(T_C - T_B) - c_p(T_D - T_A) \Rightarrow$$

Cresce al crescere di  $\beta$ ...

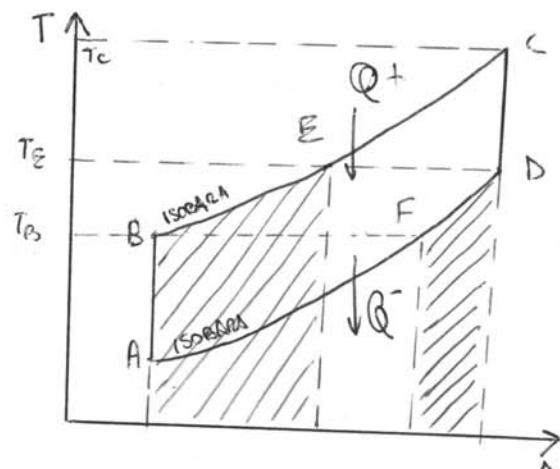
$$\frac{\ln}{c_p} = T_C \left( 1 - \frac{T_B}{T_C} \right) - T_A \left( \frac{T_D}{T_A} - 1 \right)$$

notando che  $T_C \equiv T_{\max}$  e  $T_A \equiv T_{\min}$

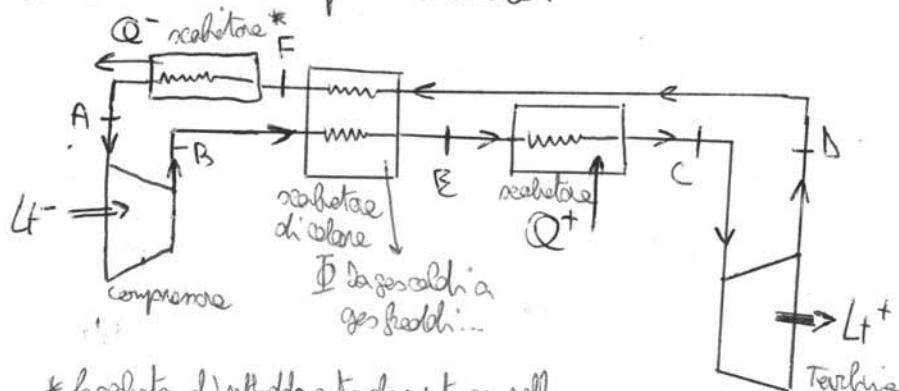
## Rigenerazione : applicata alle macchine a ciclo continuo [foto pag 453...]

La rigenerazione, consiste nell'utilizzare calore reso disponibile dalla tifonare DA, ovvero  $Q^-$ , per riscaldare una parte della tifonare BC, fino a  $T_E \geq T_B$  (intensità minore...), così facendo il rendimento aumenta.

E notevole che i gas freddi non possono essere riscaldati oltre le temperature dei gas in uscita col solo calore recuperato...



Schemi dell'impianto ideale:



\* Il riscaldatore di raffreddamento delle macchine nelle certezze mischi e l'entrata stessa nelle macchine res...

L'efficienza, è data dalla relazione:

$$\eta = \frac{Q^+ - Q^-}{Q^+} = 1 - \frac{Q^-}{Q^+} = 1 - \frac{C_p(T_F - T_A)}{C_p(T_C - T_E)} = 1 - \frac{(T_F - T_A)}{(T_C - T_E)}$$

Ricordando che le leggi sono in esame sono isobare...

$$\text{Quindi: } \eta = 1 - \frac{T_F - T_A}{T_C - T_E}$$

$$\text{Ma } T_F = T_B \text{ e } T_D = T_E \text{ quindi: } \eta = 1 - \frac{T_B - T_A}{T_C - T_D} = 1 - \frac{T_A \left( \frac{T_B}{T_A} - 1 \right)}{T_C \left( 1 - \frac{T_D}{T_C} \right)} = 1 - \frac{T_A}{T_C}$$

Essendo:

$$Pv^{\gamma} = \text{costante}$$

$$Tr^{\gamma-1} = \text{costante}$$

$$T_p^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = \text{costante}$$

$$\text{allora } P_A V_A^{\gamma} = P_B V_B^{\gamma} \quad V = \frac{R^{\gamma} T}{P}$$

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

Attinto: effetti che provoca in un ciclo termodinamico.  $B^* D^*$  = insertoppi ...

1) Se le forze esterne non sono più reversibili

$$\cancel{\frac{\Phi}{T}} + E_i = \cancel{\left(\frac{dS}{dt}\right)}_{VC} + \sum_{i=1}^n G_i h_i$$

continua l'elenco con i simboli che le isotermi perché valori quindi  $\cancel{\frac{\Phi}{T}} \rightarrow 0$ ; considerare la macchina già in condizioni stazionarie quindi trascurare il termine di accumulo.

$$E_i = G_i (h_{out} - h_{in}) \rightarrow \text{effetto di generazione di entropia} \dots$$

Considerando il ciclo Joule nel diagramma T-S; noto che i punti B e D sono a destra dei loro corrispettivi isentropici (isobari), poiché ritorno nell'isoterma, sono anche a una temperatura più alta. Gli effetti sono presenti anche nel compressore e nella turbina, quindi  $D_u > D_i$ , l'entropia aumenta.

la curva A-B', nel caso reversibile è l'elisse delle relazioni e ricordando il caso della trasformazione reversibile:  $\cancel{\frac{\Phi}{T}} + E_i = \cancel{\frac{dS}{dt}}$ , e ne rappresento l'area netta (da A-B')

Per ora  
nel caso reversibile  
s'area di AB' non copre solo sebbene perché esista una trasformazione, non vale  $q = \int T dh$  e lo stesso integrale perde di validità per il calcolo di Q (l'entroca media multiplica  $\Delta S$ ) ...

Siccome l'espressione è estetologica,  $\Phi$  è nullo.

Possiamo usare la formula di Carnot (versile generale) da da A a B'  $\Rightarrow P_v^n = \text{costante}$ , in più occorre qualche valore;  $n = j \rightarrow \text{isentropico}$ ;  $n = 1 \rightarrow \text{isoterma} \dots$

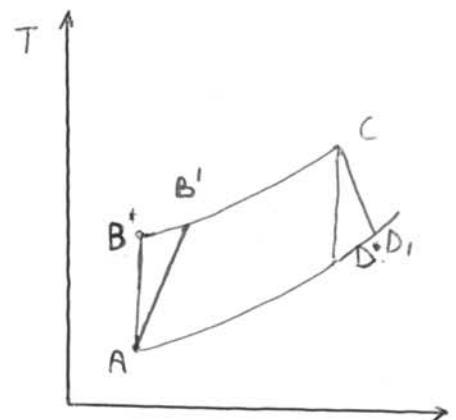
In quanto caso si è sempre una "fusione" perché sto considerando con gli effetti un possibile che non ve avrebbe (sto uscendo un possibile come limite ipotetico per valutare un'inversibilità quindi nonidealità ...).

Considerando il basso tasso prodotto per la compressore nel caso reale, se posso  $lt_{real} > lt_{ideal}$

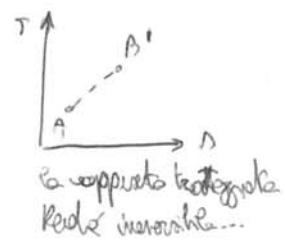
$$|P_c| > |P_{ideal}| \quad \Phi - W_c = \cancel{\left(\frac{dV}{dt}\right)} + \underbrace{\sum G_i h_i}_{G_i(h_u - h_i)}$$

$$\text{e dividendo per unità di Masse: } q - lt = h_u - h_i \Rightarrow lt = h_u - h_i$$

$= 0$   
caso non reale  
è non reale estetologico



Ciclo Joule con effetti.  $\rightarrow$



La differenza tra  
processo reale e  
processo isentropico

## Cambio Stato di Processo: Uso dell'ACQUA

ricorda 1° principio:  $\dot{Q} - \dot{L_i} = \Delta U$ ;  $\dot{q} - \dot{L_i} = \Delta u$  x chiuso per unità di massa.

Se la TdS è reversibile  $\dot{q} = \int dS$ ;  $\dot{L_i} = \int pdv$  quindi  $\int dS - \int pdv = \Delta u$

Quindi  $TdS - pdv = du$

↳ Valida per tutte le trasformazioni reversibili, o ottenute nel caso reversibile.

$$TdS - pdv + d(Pv) = du + d(Pv)$$

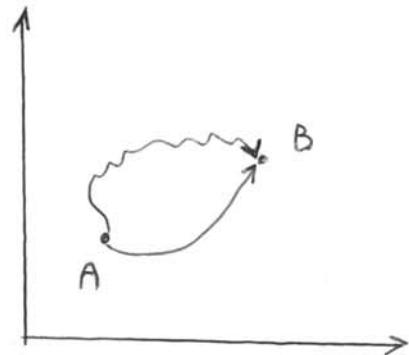
$$\rightarrow TdS - pdv + vdP + Pdv = d(u + Pv)$$

$$TdS + vdP = d(u + Pv)$$

Isentropia

$$v = v_{\text{ideale}} = \frac{V_{\text{dove}}}{M_{\text{massa}}}$$

$$TdS + vdP = dh \Rightarrow \boxed{\text{Relazione di Gibbs}}$$



Per poter eseguire calcoli su un impianto che usa acqua come fluido di processo  $\Rightarrow$  Problemi difficili...  
In relazione di Gibbs è usata chi frequentemente

- Nel caso ideale compressione e espansione sono isentropiche  $\rightarrow ds = 0$

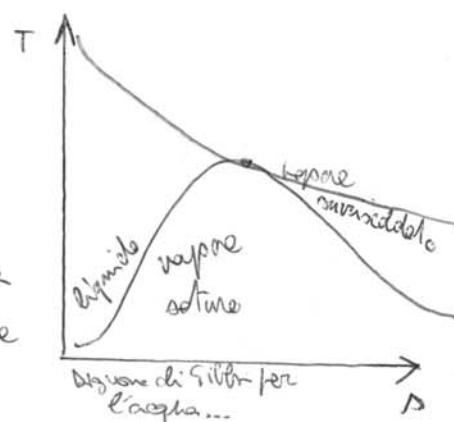
Per definire le proprietà dell'acqua, servono molte informazioni diverse da quelle che riguardano i processi ideali, sia in fase liquida che gassosa, [in realtà il vapore, oltre una certa temperatura si comporta come un gas].

- Gas: Tutte le sue proprietà dipendono in funzione di  $T$ .

- Liquido: Approssimazioni, ex. relazione di Gibbs

$$(TdS + vdP = dh \dots)$$

Considerando le proprietà nella curva limite inferiore e superiore, ponendo che la curva superiore scende solo (la curva), dove non nasce che delle curve limitate inferiori alla curva limite superiore, la pressione di vapore sale e quella di liquido scende.



Dal Sistema di Mollier, ma volta che ha rette Te/P, calcolo tutte le altre proprietà Isentropia dell'acqua

## Il diagramma di Mollier (per $H_2O$ )

Come variabili indipendenti ha la  $h$  (entalpia) e  $s$  (entropia)

Questo diagramma, riguarda una parte del diagramma di stato dell'acqua. Precisamente la zona del vapore saturo e una parte della curva limite.

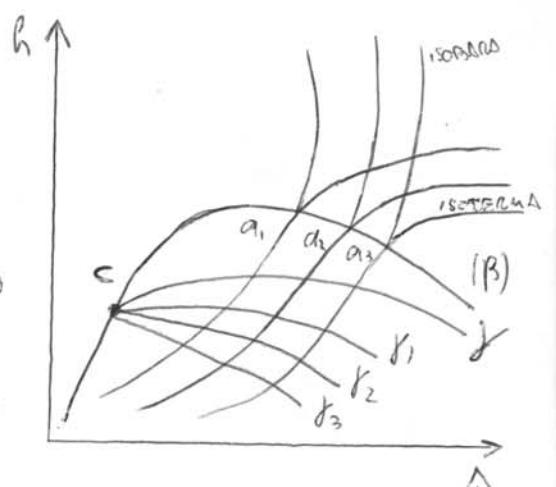
c = Punto critico (somita delle curve del diagramma di stato)

$\gamma$  = rappresentare le curve a tasso costante

a = rappresentare le curve isoterme e isobare [sotto la curva limite ma intese ist. contemporaneamente].  
Es qualsiasi nella zona "liquido + vapore"

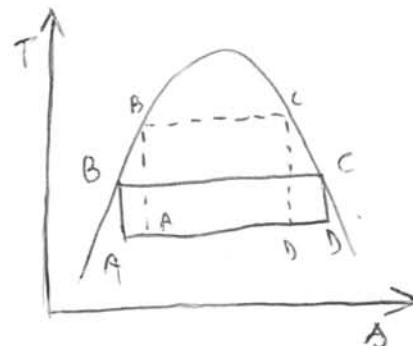
(B) = curva di limite superiore

Dovrete che superate la curva limite, le curve a, si allontanano, in quanto nel vapore (che si espanderà similmente a un gas), le isoterme tendono ad appiattirsi e le isobare a salire verticalmente.



Quindi in presente le rese sono di poco più elevate rispetto all'unità della turbina con t<sub>0</sub> di 2088. Non è facile da ridurre.

$\Rightarrow$  "Schiacciando" il ciclo, diminuisce la densità,  
essendo  $\eta \propto \Delta T \Rightarrow \eta = 1 - \frac{T}{T_f}$ , il rendimento  
diminuisce, quindi le densità ridurranno il peso totale,  
(più sono vicine maggiore è il t<sub>0</sub> del vapor in uscita  
della turbina).



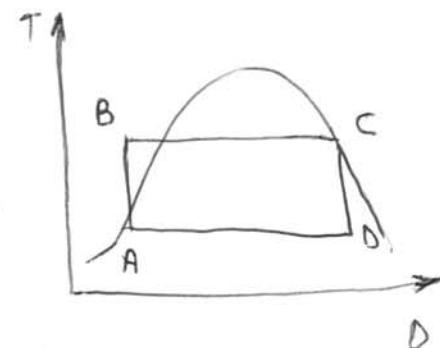
3) La condensazione va fatta ad un certo t<sub>0</sub> (t<sub>0</sub> liquido imbottigliato), tecnicamente difficile  
da ridurre e problematico soprattutto per impianti resi (che non sono perenni operativi...)

Non utili nella realtà di tutti i giorni o non  
consentiti economicamente.

Tento di risolvere il problema:

Condensazione fino alle curve limite (t<sub>0</sub>le, x<sub>v</sub>=0)

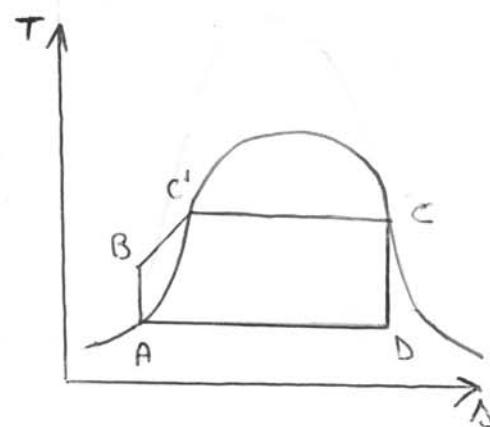
In questo caso una minima del t<sub>0</sub> di reale, o, ha  
un problema, per mantenere la T di un liquido senza scambi  
calore e applicare la sola evaporazione, per un  $\Delta T = 3^\circ\text{C}$ , occorre  
un  $\Delta p \approx 10^3$  bar, cosa inadmissible realmente.



In conclusione, il ciclo di Carnot per l'H<sub>2</sub>O è inadmissible, quindi si usa un ciclo diverso, ovvero  
il ciclo Rankine.

### Il ciclo Rankine

AB: Preziosa Max attraverso una pompa di flusso/pompa  
di circolazione), senza fornire calore [considerando che P e T  
nei liquidi sono pressoché indipendenti]; raggiunto il punto  
B, con una trasferire calore solo il liquido giù  
al punto C', dal punto C a C' fa un ciclone esterna per  
sotto la curva limite.



Comprese ≠ Pompa di circolazione  $\Rightarrow$  il primo opera sui gas, la seconda sui liquidi;  
non è quella che pompa e turbina stava sullo stesso  
asse, spese la pompa è messa da un motore  
elettrico  $\Rightarrow$  espansione plastica.  
(all'uscita della turbina si collega un alternatore)

Essendo noto che  $q \cdot \ell_t = \Delta h$

$$\text{nella tassazione in cui } \ell_t = 0, q = \Delta h \Rightarrow \underline{q^+ = h_C - h_B} \quad \underline{q^- = h_A - h_D}$$

BC delle tasse  
Rende

DA cioè  
Rende

IC rendimento assume quindi la forma  $\eta = \frac{\Delta h}{q^+} = \frac{|\ell_t + 1 - \ell_{t+1}|}{q^+}$

$$\text{Questi } \eta = \frac{(h_C - h_D) - (h_B - h_A)}{h_C - h_B}$$

$\ell_{t+1}$  = Cresa assoluta delle  
Paga di riacquisto (di flusso).

IC rendimento si per anche calcolo applicando il principio d'interciclo

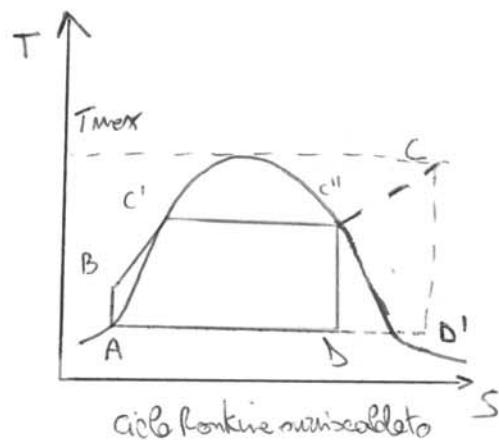
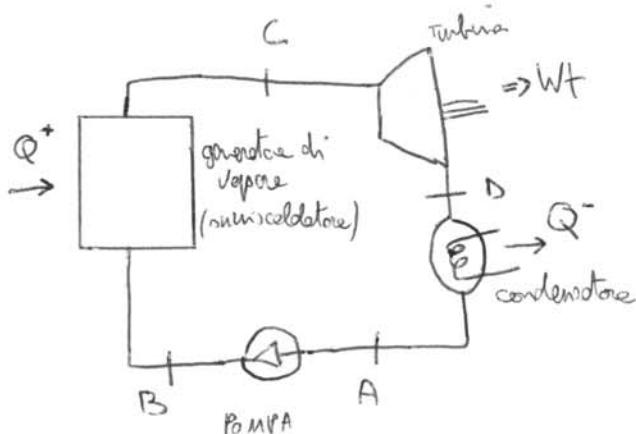
$$q \cdot \ell_t = \Delta h = 0$$

$$\eta = \frac{|q^+| |q^-|}{|q^+|} = 1 - \frac{|q^-|}{|q^+|}$$

$$|q^+| = |h_A - h_D| \quad |q^-| = |h_C - h_B| \quad \Rightarrow \boxed{\eta_{\text{Rende}} < \eta_{\text{Crest}}}$$

L'operazione del rendimento, per il ciclo Rende, è simile a quelle per il ciclo di Crest,  $\eta = 1 - \frac{T}{T^+}$ , la resa minima del ciclo Rende, è attribuibile al fatto che  $T^+$  è minore nel ciclo Rende e  $T$  è la stessa in quanto coincide con la T ambiente.

In T risulta più bassa perché si deve tenere conto della T media (posta), essendo  $T_{\max} \text{ Rende} = T_{\max} \text{ Crest}$ , ma la  $T_{\max}$  del cicl Rende non è sempre costante, a differenza del ciclo di Crest che è fissa, la media tende a diminuire, è per questo che si assiste a una diminuzione del rendimento



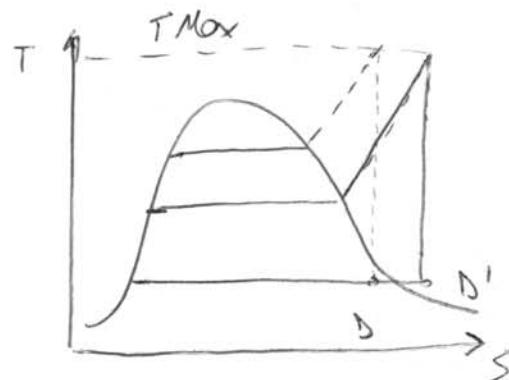
ciclo Rankine riscaldato  
o diagramma T-S

Il ri-riscaldamento è anche un vantaggio in termini di flessibilità.

$$\eta = 1 - \frac{T_0}{T} \quad T \rightarrow \text{Temperatura infiamento (vapore medio)}$$

$$\eta = \frac{\dot{m}}{q^+} = \frac{c_p(T_f - T_p)}{q^+} \approx \frac{c_p}{q^+} \quad q^+ = h_c - h_b \\ q^- = h_b - h_A$$

ricordare che  $c_p = h_c - h_b$   
 $c_p = h_b - h_A$



La flessibilità tecnica aumenta perché il punto D',  
adatto di D (cioè venturi separati) è ora nello  
zona del vapore surriscaldato a partire da temperatura  
di condensazione.

### Esondazione in turbina

$P_A, T_{max} \rightarrow$  Ricondensazione

$$\dot{W}_t = - \int v dp \approx \bar{v} \Delta p$$

$P_B, T_{max} \rightarrow$  Ricondensazione

Il metodo migliore per aumentare il rendimento è avere  $T_{max}$ , però è legato alle resistenze dei materiali, cosa è un male estremo; Per questo mette si ricorre al ri-riscaldamento.

Per aumentare l'efficienza delle macchine rete, è anche possibile "sostituire" una parte del calore scaricato dall'evaporatore, con fonti di calore meno nobili (nell'evaporatore si usa un combustibile), per esempio i fumi caldi prodotti dalla combustione che avviene nello stesso evaporatore, i vapori caldi che eventualmente vengono dispergi nell'ambiente, ecc.

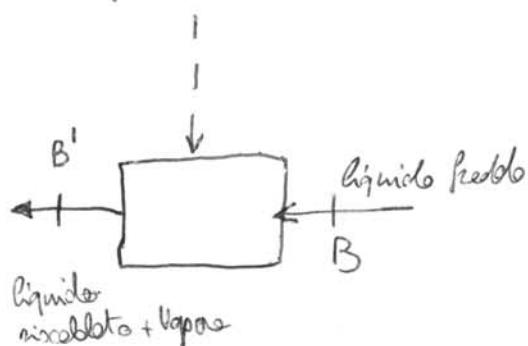
È particolare se si prevede per esempio che i fumi della combustione siano più caldi del fluido condensato, quindi sono utilizzabili per fornire una parte del calore necessario.

Un altro metodo, consiste nel prelevare un po' di vapore dalla turbina dal punto G del grafico a psz (appunti) [difficile abbattere il punto sotto], e utilizzarlo per riscaldare il fluido freddo. Vedi libro a pagina 453 (risciacquo continuo) e 455 (riganegazione frontonata).

Riganegazione Frontonata libro pag 455 Questa partizione è Molto chiara!!!

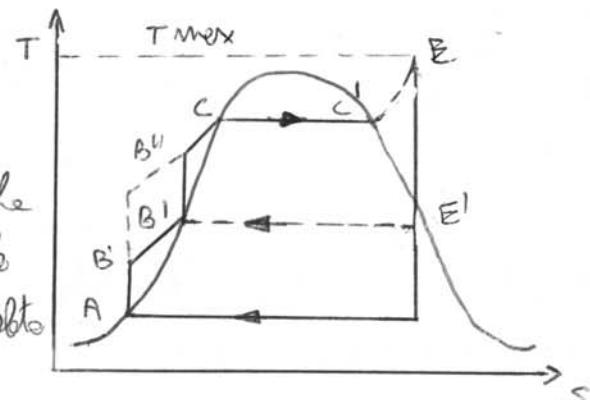
- Applicabile in tutti i cicli Rankine ma non la si può applicare nel ciclo reattore (non riscaldabile).

Per il riscaldamento del liquido, posso utilizzare un miscelatore che combini col vapore caldo sgorgato dalla turbina,

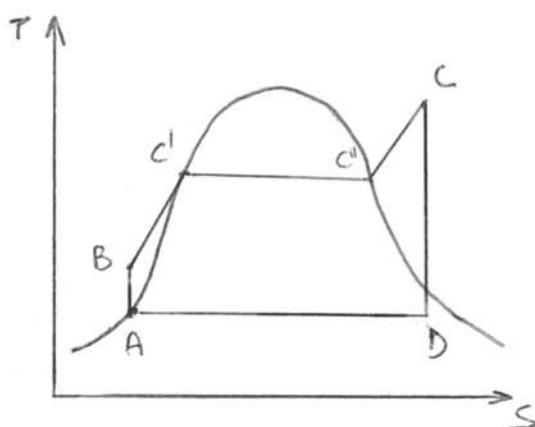
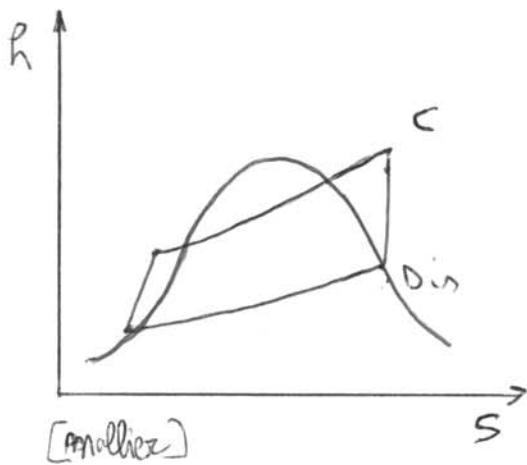


Problema: Il punto di sgorgatura è B, devono trovarsi alla stessa pressione, cosa impossibile visto che  $P_B = P_{\text{max}}$  e  $P_{\text{sgorgamento}} = P_{\text{sp}} < P_{\text{max}}$  in quanto il vapore non è già espanso (ovvero se solo parzialmente). Quindi occorrono più passaggi:

- Prende E' come punto da cui sgorga il vapore dalla turbina,  $T=T_E, p=p_E$ ; in questo caso occorre purgare il liquido freddo finché raggiunge la pressione  $p=p_B$ , a questo punto mescolano liquido e vapore, il vapore a questo punto è miscelato col liquido, quindi si fa un mix di B miscola.



Posso nel degrassatore in modo da avere solo liquido nello stato B1, ma se neanche l'onda porta il liquido nello stato B' con  $p=p_{\text{max}}$ . Naturalmente la riganegazione ha ad poter applicare più volte, esempio da un'altra turbina si sgorga un po' di vapore a  $p=p_{\text{max}}$  e si porta il fluido al punto B'', dopo passato il degrassatore e una ulteriore onda porta il liquido allo stato C, questa ulteriore riganegazione, difficile =



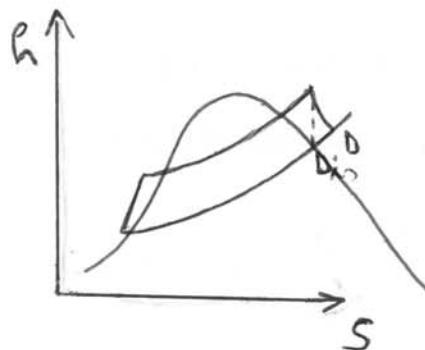
grafici sono  $p_{max}$  e  $T_{max}$  si fissa e si espone delle leggi  
Molte istanze inibitive e confronto e entropia. (Ph. 26-11-2010)

D: considera la pressione (è nell'isobara della p di condensazione), che è p minima che deve essere competitiva con le temperature del mero de uso per fare sì che avvenga la condensazione ( $T_{cd} > T_{mero}$  in circosta), l'entropia è la linea del punto C.  
Di conseguenza posso applicare il concetto di rendimento isentropico.

$$\eta = \frac{c_t}{c_{t_{in}}} = \frac{h_c - h_{t_{in}}}{h_c - h_{t_{out}}}$$

- Il rendimento dell'espansione è minore del rendimento ideale a causa degli effetti.

$h_c \neq c_p(\Delta T) \rightarrow$  il rapporto non è un rapporto ideale...



Nel diagramma di Gibbs è un rettangolo percorso in senso inverso. (ciclo Carnot)

$$AB: q = \int T dS \Rightarrow \text{isoterme}$$

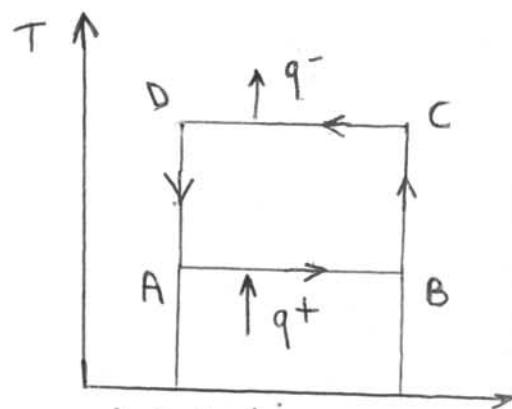
BC: compressione  $\Rightarrow$  considerata isentropica

$$CD: q = \int T dS \Rightarrow \text{isoterme}$$

$$\downarrow$$

$$dS > 0$$

DA: espansione  $\Rightarrow$  considerata isentropica



ciclo di Carnot inverso nel S diagramma di Gibbs.

$dS$  è calcolabile con la formula:

$$\frac{\dot{\Phi}}{T} + \frac{\delta Q}{dT} = \frac{dS}{dt} \quad \text{integre e moltiplicate per } dt \Rightarrow \int \frac{\dot{\Phi} dt}{T} = \int dS$$

$\hookrightarrow = 0$   
considerata reversibile

avendo in esame  $dS = 0$  (del sistema)

$$\int \frac{\dot{\Phi} dt}{T} = \int_A^B \frac{\dot{\Phi} dt}{T} + \int_C^D \frac{\dot{\Phi} dt}{T} = 0$$

Le due isofore AB e CD, hanno  $T$  costante  $\rightarrow$  sono onde isoterme

$$\Rightarrow \frac{1}{TA} Q^- + \frac{1}{TD} Q^+ = 0 \Rightarrow \frac{q_{AB}}{TA} + \frac{q_{CD}}{TD} = 0$$

$\downarrow \quad \downarrow$

$> 0 \quad > 0 \quad |q_{AB}| < |q_{CD}| \Rightarrow TA < TD = TC < TB$

° Per refrigeratore:

$$\mathcal{E}_F = \frac{|q_{\text{assorbito}}|}{|q_{\text{emesso risciacquo}}|} = \frac{|q_{AB}|}{|q_{CD}| - |q_{AB}|} = \frac{\left| \int_A^B T dS \right|}{\left| \int_C^D T dS \right| - \left| \int_A^B T dS \right|}$$

ma ricevono  $T_b$  la posso considerare costante :

$$\text{possò scrivere } \mathcal{E}_F = \frac{T_A \left| \int_A^B dS \right|}{T_D \left| \int_C^D dS \right| - T_A \left| \int_A^B dS \right|} = \frac{T_A (\Delta B - \Delta A)}{T_D (\Delta D - \Delta C) - T_A (\Delta A - \Delta B)}$$

$\Rightarrow \begin{cases} \Delta D = \Delta A \\ \Delta C = \Delta B \end{cases}$

Se l'esposizione DA, serve per "collegare" una fase di riposo a alta Tep, con fase di assorbimento in cui si è costituito a bassa Tep; quindi mi occorre un dispositivo come una valvola di esposizione o una struttura che cause una perdita di carico per fare diminuire la pressione.

~~D + A~~ apprevede l'eq di conservazione dell'energia,

ricordando che attraverso la valvola non ha lavoro tecnico, posso scrivere:

$$\delta T + \delta a + \int v dP + \delta c + \delta h_p = 0 \rightarrow \text{l'obiettivo è il raggiungimento di pressione}$$

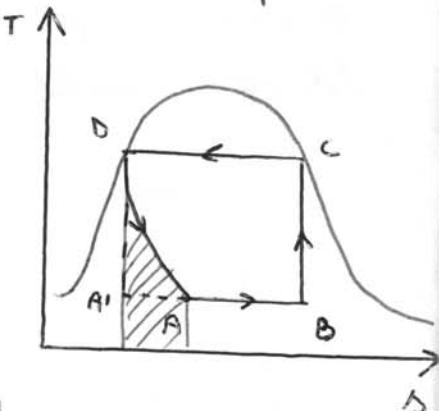
Secondo il 1° principio:  $\dot{Q} - w_t = \frac{dH}{dt} + \sum G_i h_i$  e considerando che ho una fl. d'aria entrante e uscente, si ricava che la valvola non contribuisce.

Allora il 1° principio diventa:

$$\dot{Q} - w_t = G \cdot \Delta h \Rightarrow \text{Se ho una valvola isolata termicamente, G. Tref. è isentropica:}$$

$$\dot{Q} - w_t = G \cdot \Delta h = 0 \quad \text{e sul diagramma di Gibbs ho:}$$

Oltre che una variazione di P, G lo fa anche di T, quindi dovrò poter calcolare  $\int T ds$  = area sotto delle curve, ma siccome la Tinfine è adiabatica, l'area non rappresenta il calore scambiato zero e comunque la reversibilità risulta per il ciclo di Carnot con D-A.

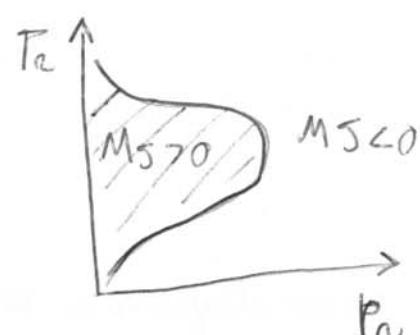


Coefficiente di Joule Thomson  $M_J = \left( \frac{\partial T}{\partial P} \right)_S$

Nell'area "blu",  $M_J$  deve essere maggiore di  $\phi$ ; Per le venie saturate esiste una rappresentazione grafica:

$$T_n = \frac{T}{T_{critica}}$$

$$P_n = \frac{P}{P_{critica}}$$



I fluidi in uso durante l'esposizione devono stare nelle parti calorese (tangente delle curve  $M_J > 0$ ).

Nella pratica, è possibile realizzare dispositivi che operano similmente a quelli usati nelle macchine a ciclo Rankine ma il risultato è complesso;

Il punto c, ci porta di poco nel rapporto riscaldato, e la condensazione si fa avendo sino al raggiungimento dello stato liquido, dove per T sono indipendenti ...

$T_B - T_{evap}(A) > \delta' \Rightarrow$  minima Pressione in A e massima T dell'evaporazione dato dagli uomini di stato.

$$A-B \quad \eta_{is,c} = \frac{|L_{vap}|}{|L_{vap}| + h_c - h_B} = \frac{h_{c-vap}}{h_c - h_B} \quad \text{motivo:} \eta_{is} \text{ rappresenta} \eta_{condensazione} \text{ e} \eta_{evap} \text{ rappresenta} \eta_{riscaldamento}$$

C-D ricorda che c non è calore, minima T\_B deve essere minima di T condensazione, in modo da essere ricca di essere oltre la curva limite superiore.

$T_B < T_{condensazione}$  ma  $\Delta T$  deve essere piccolo se non c'è una perdita in efficienza.

- Nota la T da cui mi sovraccarico, senza riscaldamento, dove l'evaporazione il fluido raggiunge una temperatura di poco inferiore.

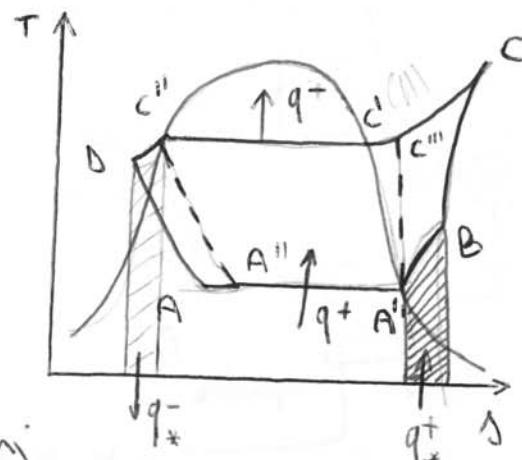
$$T_{er} \approx T_{sat} - \frac{\Delta T}{\eta_{piccolo}}$$

Se riscaldo il fluido finisce nella condizione  $T_{er} \approx T_B - \Delta T \rightarrow$  diff tra  $T_{er}$  e  $T_{er}$  deve essere piccolo se non c'è perdita in efficienza.

Applicando la rigenerazione,

A'-B, non è più "a spese" dell'ambiente, ma sovraccarica una parte del calore ceduto da D-A se mi vuole essere più preciso, il calore è quindi tutto preso da C''D (quello per la rigenerazione si intende).

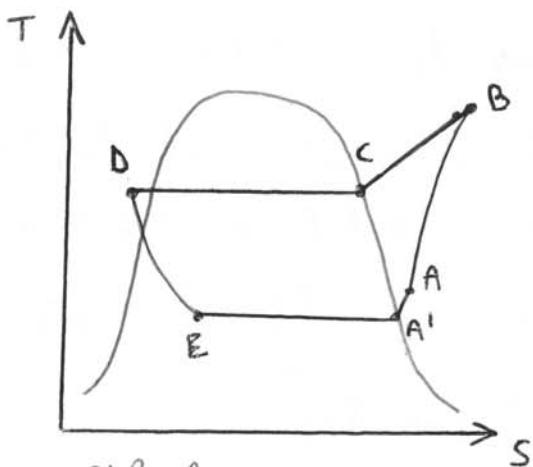
Con la rigenerazione si ha un guadagno in termini di efficienza.



\* calore restato nel "rigeneratore"

## E-A : EVAPORAZIONE

Anche se c'è un'isoterma, l'evaporazione necessita di un aperto calore, infatti dall'esterno arriva un fluido più caldo ( $T_{\text{fluido est}} > T_E$ ). Per esempio già spiegato Amo si trova sulla curva limite ma nel rapporto con il calore (riverifica un calo dell'efficienza ma si è sicuramente il titolo di vapore  $\alpha_2 = 1$ ). [risparmio sullo per D che è nell'ipotesi...]



ciclo che segna il refrigeratore

In laboratorio si misurano  $T_E$  per calcolare il rendimento isentropico, e la  $P_{\text{sat}}$  del fluido dell'evaporatore (dalle quali si calcola quella del ciclo).

Effetto utile dell'evaporazione: raffreddare qualcosa a  $T_c$  ambiente, ora, fare in modo che il fluido caldo che entra nell'evaporatore esca a  $T_c$  ambiente...

Grandezze che misuro:

- $P_e T$  all'evaporatore ( $P_A, T_A$ ) → determino le proprietà del punto A con  $P_e$  e  $S$ .  
 (accertandomi che A sia nel campo del vapore miscelato.  
 [ $T_e P_e$  indipendente])

Dai tabelli del fluido → R134A → controllo che  $T_A > \text{Temp. per } P_e = P_a$ ...

↳ vapore miscelato...

- Dalle dipendenze vedo che  $P_e$  e  $T_A$  (diagramma di Figari per R134A)
  - ↳ il punto definito da  $P_e T_A$  deve essere nella zona del vapore miscelato.
  - Prodotto a linea retta,  $T_E$  in isoterma
  - infine ritrovare l'isentropia (stessa perché non è facile calcolare diagramma avere un valore preciso).

- $P_e T$  nel punto B (usata del compressore)

- utilizzo il diagramma come spiegato prima...

Siccome conosciamo  $T_D$ , l'unica incognita che rimane è  $G_{CO}$  che posso calcolare con l'principio riferito ai sistemi aperti.

$$\oint - \dot{W}_t = \left( \frac{\partial u^t}{\partial t} \right)_{VC} + \sum G_i c_i + \Rightarrow \sum G_i c_i = 0$$

condensatore  
 refrigerante  
 condizionatore  
 raffreddatore  
 riscaldatore

$$\Rightarrow G_{R134A} \cdot (h_S - h_B) + G_{H2O} \cdot (h_{COU} - h_{COI}) = 0$$

liquido entrata  
 diagramma  
 • valori noti calcolati o misurati in precedenza  
 •  $H_2O$  è riportato come fluido che raffredda il condensatore.

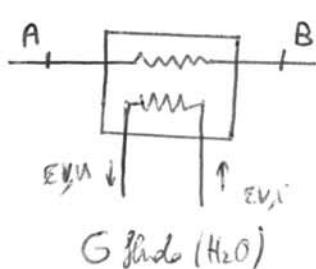
Quindi: S'è acquistato il fluido liquido.

$$h_{COU} - h_{COI} = C_{H2O} (T_{COU} - T_{COI}) \quad C_{H2O} \approx 4,186 \frac{kJ}{kg \cdot K}$$

• valori noti o misurabili

Pomo calcolare  $G_{R134A}$  ...

Se scrivo lo stesso bilancio all'evaporatore:



$$\begin{aligned}
 & \text{misime } T_{EVU}, T_{EVU}, G_{EVU} \text{ (adesso però lo fluido è netto...)} \\
 & \text{calcolo entalpia rapida che } EVU \text{ è } H_2O \quad [C = 4,186 \frac{kJ}{kg \cdot K}] \\
 & C_{H2O} (T_{EVU} - T_{EVU}) = h_{EVU} - h_{EVU}
 \end{aligned}$$

$G_{R134}$  è bloccato al condensatore ... Per poter misurare ma lo fluido è netto  $\Rightarrow$  è calcolabile con un maglie di misura al livello di energia ...

Se voglio calcolare il COP senza considerare la potenza elettrica ma solo la potenza tecnica, applico l'principio del compenso:

$$\text{Diagramma:} \quad \begin{array}{c} +B \\ \leftarrow \\ +A \end{array} \quad -W_t = G R_{134A} (h_B - h_A) \quad \leftarrow \text{perché condito}$$

mentre il compenso è considerato costante e nullo in regime monotono,  $\Delta p$  e  $\Delta e$  si possono considerare nulli.

$$\Rightarrow \text{COP} = \frac{\dot{Q}_{\text{er}}}{W_t} \quad \rightarrow \text{in questo caso COP è legato più chiaramente perché } \frac{W_{\text{elettrico}}}{W_{\text{er}}} > \frac{W_{\text{er}}}{W_{\text{meccanico}}} \\ \text{Nel Mto elettrico non} \\ \epsilon = 1 \dots$$

NOTA

- In un impianto esistente, il calcolo del COP è anche utile per verificare il corretto funzionamento; specificando dopo quante ore di utilizzo, l'impianto non viene riconosciuto da manutenzione, l'indice di usura farà capire quanto calo COP.

6.12.2010

## MISCELLE DI GAS IDEALI

gas 1	gas 2
-------	-------

$$P_v = R^* T$$

$$\text{Per gas reale } P V = M R T$$

$$P V = M R^* T$$

Premere parole = Prezione che se saranno rese da se stesse si trova volume di controllo.

$$P_a V = M_a R T$$

$$M = M_a + M_b \quad P V = (M_a + M_b) R T$$

$$P_b V = M_b R T$$

$$M = \frac{P V}{R T} = \frac{P_a V}{R T} + \frac{P_b V}{R T}$$

$$\text{Semplificando } V, R, T \Rightarrow P_a + P_b = P \quad \text{Prat: somma delle pressioni}$$

(67)

Entropia:

$$\Delta S_a = C_{p_a} \ln \frac{T}{T_0} - R_a^* \ln \frac{P}{P_0}$$

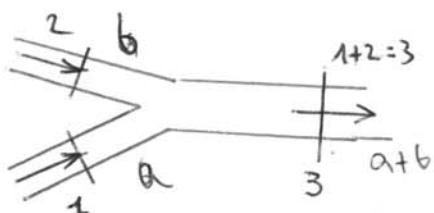
$P = P_{\text{Totale}}$

$P_0 = P_{\text{d'ambiente}}$

$T_0 = T_{\text{d'ambiente}}$

$T = T_{\text{del gas}}$

Miscela di due o più gas: operazione Irreversibile



Dato l'entropia dopo la miscelazione è sempre  
è maggiore della somma delle entropie di tutti  
i gas prima di essere miscelati.

$$S_i = \Delta S_{\text{tot}} = \sum_{i=1}^n \Delta S_i$$

fattore di generazione di entropia

$$\int \frac{\phi dT}{T} + \int \cdot = \Delta S$$

Se avessero le pressioni:

$P_1 = P_2 = P_3$  per permettere che  
la miscela emerga nel punto 3 ...

(al max  $P_3$  però c'è un'area non coibitata  
di congruente  $P_1$  e  $P_2$  ...  $\Rightarrow P_1 = P_2 = P_3$   
è una congruente ...)

Analizzando il gas a, ponendo la pressione  $P_1$  alla pressione totale che ha nel  
Punto 3, così vale per il gas b, che ponendo da  $P_1$  a  $P$  totale in 3

ma se  $P_1 = P_2 = P_3 \rightarrow$  le pressioni parziali non sono uguali alle pressioni che  
i gas avevano prima di essere miscelati.

Quindi:  $P_1 = P_{a,3}$

$$\Delta S_a = M_a \cdot \Delta S_a$$

$$P_2 = P_{b,3}$$

entropia specifica relativa a gas a.

$$\Delta S_a = C_{p_a} \ln \frac{T_3}{T_1} - R_a^* \ln \frac{P_3}{P_1}$$

Se le temperature di ciascuno dei gas siano ( $T_1 = T_2$ ),  
la miscelazione è isoterma.

$$\Delta S_a = C_{p_a} \ln \frac{T_3}{T_1} - R_a^* \ln \frac{P_3}{P_1}$$

o, l'istema non  
varia  $T$ ...

$$\Rightarrow \Delta S_a = -R_a^* \ln y_a$$

$$\Delta S_a = -M_a R_a^* \ln y_a = -\frac{m_a \cdot n_a}{m_a} R \ln y_a$$

C'è forza solo sul gas b ...

Ricordando l'eq di Nôta dei gas ideali:

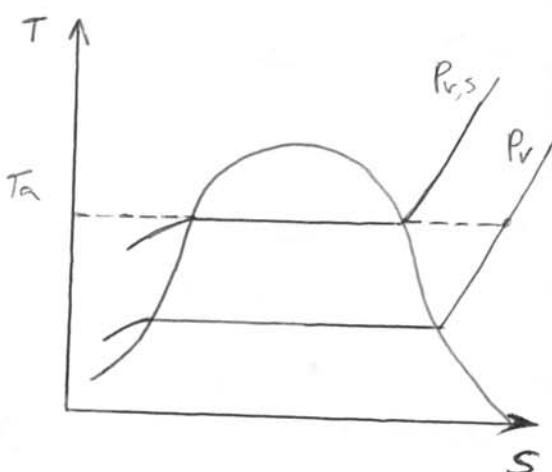
$$PV = MRT \Rightarrow M = \frac{PV}{R^*T} \Rightarrow \varphi = \frac{P_r \cdot V}{R_r^* \cdot T} \cdot \frac{1}{\frac{P_{vs} \cdot V}{R_r^* \cdot T}}$$

Sull'isobara relativa alle  $P$  parziali del vapore  
a  $T = T_a$ , sulla curva limite superiore  
 $\hookrightarrow$  Saturazione

L'entalpia totale dell'aria umida è, considerando

$$H = M_a \cdot h_a \rightarrow$$
 entalpia parziale dell'aria umida

$\hookrightarrow$  Massa d'aria secca  $\Rightarrow$  umidità costante  
(Varia  $M_r \rightarrow$  vapore)



$$X = \frac{M_r}{M_a} \Rightarrow H = M_a + M_a h_a + M_r h_r$$

$$h_a = \frac{M_a h_e + M_r h_r}{M_a} \Rightarrow h = h_a + X h_r$$

$\hookrightarrow$  varia il totale di vapore in quanto varia la sua quantità omogenea.

è tutto vapore

h grande e r.p. zero ... oltre le curve limite sono uscite  $C_p(T-T_0)$  perché ~~non si calcola~~ ma ricordando la formula ...

Esempio

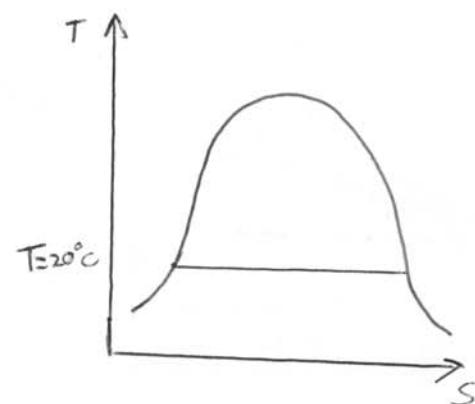
$$T=20^\circ C, P=1 \text{ atm} \quad H_2O \text{ allo stato liquido}$$

Confronta durante l'evaporazione a  $T$  costante

(calore latente), per scaldare il vapore fino alle condizioni che mi interessano ho un altro aumento di  $P$  dato a  $\Delta T$  ...

$$h_r = \int_{T_0}^T C_p(T-T_0) / \text{condensare } P_{baro} \Rightarrow \text{gas non effetto}$$

$\hookrightarrow$  End evaporation ...



## Nel caso di umidificazione:

S'ha che viene innescata, è nell'umidità, e una parte di essa serve come calore da aria per evaporare;  
l'avvenire di entalpia è il calore che serve a  $H_{H_2O}$  per evaporare  $\Rightarrow$  calore latente.

Ma perché nel voler di controllo ha etto costante?

$\Rightarrow M_{H_2O} + M_{H_2O \text{ latente}} \dots$

$T_0$  non costante

$$M_{H_2O} \cdot C_{H_2O} = C_p T_0$$

Conferma X...

In conclusione, la Tepartina Tolmachev perché l'aria calore calore all'agge che evapora che  
a causa del calore latente, non varia  $T_{H_2O}$ ; ma oppure ha la maggiore del liquido quindi  
l'entalpia dell'agge avanza (avuta anche la Masa dell'agge rivenuta), quindi la somma delle  
due entalpie è costante.

10-12-2010

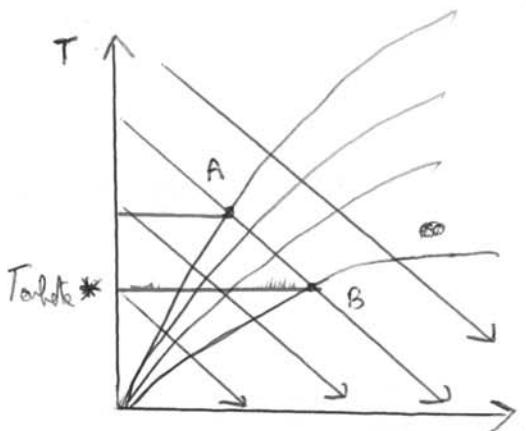
## Condizionamento degli ambienti

Fluido di processo: aria umida

$T_{ext} \rightarrow T_{conf}$

$Y_{ext} \rightarrow Y_{conf}$   
minimale con  
ASICROMETRO

$\rightarrow$  l'umidificazione dell'aria è  
una teoria isenthalpica  $A \Rightarrow B$



Lo parameterico calcola la  $T_{ext}$  dell'aria, come se si facesse una completa estinzione, quindi basta  
prevedere l'isenthalpia ~~di~~ e incrociarla con l'istante a  $T_{ext}$ , oppure la  $T_{ext}$  nel punto di  
incrocio (Punto ambiente) B  $\Rightarrow$   $\eta = 100\%$   
incroci con  $T_{ext}$  e l'isenthalpia è quella che mi dà l'umidificazione  
dell'aria ...

L'isenthalpia in questione si chiama retta ambiente  
nel grafico TX...

$$\underline{E_t + h_{ai} + \int v dp + \Delta c + \Delta p = 0}$$

$$\hookrightarrow W_t = E_t \cdot G_a$$

A questo punto realza punto di minima dell'aria (I)

In realtà ricade in un compromesso tra confort e spese energetiche e dimensione degli impianti.

Come posso ~~far~~ l'aria esterna nelle condizioni di I?

- AB - raffreddo fino a raggiungere il 100% di  $\eta$   $T_c < T_I$
- BC riduce titolo di vapore a quello  $T_c < T_B$
- CI riscalda aria fino a  $T = T_i$   
Il motivo del raffreddamento che serve è perché stiamo nel fatto che c'è il metodo migliore per ridurre il titolo.

Tra AC e C, dell'aria uscita  $\Phi$  dato da:

$$\Phi_{AC} = G_a (h_i - h_A) \Rightarrow \text{ci pensa un ciclo frigorifero...}$$

Poi scelgo dire a I, ~~ma~~ tra C e I forse dove: scelta  
È rispetto da condensatore del frigo ecc...

$$\Phi_{CI} = G_a (h_i - h_C)$$

Sono necessari 2 scambiatori di calore

in estate:  $\Phi_{AC} > \Phi_{CI} \Rightarrow \Phi_{CI}$  è recuperato dal condensatore del frigo

in inverno  $\Phi_{AC} < \Phi_{CI} \Rightarrow \Phi_{CI}$  è scritto da una caldaia

$$\hookrightarrow \Phi_{conduttibile}?$$

$$\Phi = G_{\text{conf}} \cdot \eta_{\text{obbligato}} \cdot H_i$$

Tipico obbligo infusione  
del combustibile

si misura in  $KJ$  come l'entalpia ...  
 $H_i$

$H_i$ , conta il potere calorifero inferiore, e l'entalpia associata allo scambio  
chimico del combustibile ex:



$H_i \Rightarrow PCI$  inferiore: cendero prodotti e  
reagenti a  $T = T_{\text{ambiente}}$

13-12-2010

## Inizio le poche di corso dedicate a Trasmissione del calore

Trasmissione del calore (termoenergetica) :

- Studia le relazioni tra sistema e ambiente

- Possibilità di  $T$  non omogenee  $\Rightarrow \Delta T$  rende possibile la trasmissione del calore

- Se i punti che si incontrano sono rappresentati dalla retta:  $\Rightarrow$  Corpo continuo

• Corpo omogeneo:  $\rho = \frac{M}{V}$  = costante già definito in termomeccanica

• Corpo continuo:  $\lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta M}{\Delta V} = \rho$   $\rightarrow$  se il volume non possiede interno ...  
 ... allora non c'è spazio per le atomi  
 ... non c'è niente ma si considera un piano ...

$$\Rightarrow \rho(x, y, z, t) = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta M}{\Delta V}$$

### 3. Modalità di scambio termico:

- Condusione
  - Convezione
  - Inaggiomento
- Lo scambio di:  
 energia  
 sotto forma  
 di CALORE

Condizione necessaria:  $\Delta T$

- Condusione: solidi, liquidi, gas

Non necessita di movimento di molecole, molecole a temperatura  $T_1$  è in contatto con molecole a temperatura  $T_2$ , se  $T_1 > T_2$ , la molecola 1 cede calore alle 2

È necessaria comunque la presenza di materia, questo fenomeno è tipico dei solidi, meno intenso nei liquidi e ancora meno nei gas.

$\lambda$  è un coefficiente che dipende dal materiale attraverso il quale viene trasferita termica e chiamata conduttività termica.

Nei solidi  $\lambda$  varia e dipende dal meccanismo che causa la conduzione:

- Meccanismo sonoro  $\Rightarrow$  vibrazione delle molecole  $\Rightarrow$  solidi cristallini;

- Meccanismo elettronico  $\Rightarrow$  Movimento degli elettroni di valenza  $\Rightarrow$  metalli.

Ex: Monoclu: struttura cristallina molto dura:  $\lambda_{\text{debola}}$   $\lambda = 1200 \frac{W}{m \cdot K}$   
Meccanismo sonoro

Rame: struttura metallica:  $\lambda = 400 \frac{W}{m \cdot K}$   $\Rightarrow$  buon movimento degli elettroni di valenza.  
Meccanismo elettronico

Legge Metalllica ex Acciaio: vischiale  $\Rightarrow \lambda_{\text{metalli}} = 70 \frac{W}{m \cdot K}$

Nei solidi che non presentano né struttura cristallina, né struttura metallica, in questi casi non ci muovono elettroni e le vibrazioni sono deboli.

Aceto e legno  $\lambda \approx 0,8 \frac{W}{m \cdot K}$

Nei liquidi e nei gas, la conduzione è dovuta ad altri 2 fattori:

- urti molecolari

- Diffusione atomica e molecolare  $\Rightarrow$  no Movimento trasversale di molecole  
sempre si ponca in regime di convezione.

- La  $\lambda$  dei fluidi è bassa perché questi due meccanismi non sono "effettivi".

acqua:  $\lambda = 0,5$   $\alpha_{\text{aq}} = 9,6$

N.B.: Nel caso dei metalli, quando sono allo stato liquido  $\lambda$  cresce perché il meccanismo elettronico ha meno ostacoli.

$\varphi_x$  è sempre > 0

$$\Rightarrow \varphi_x \cdot dy \cdot 1 / \text{Per ora non considero la 3^ dimensione}$$

(ex posso indifferentemente estesa lungo z)

$$\varphi_x \cdot dy \cdot 1 + \varphi_y \cdot dx \cdot 1 - \varphi_{x dx} \cdot dy \cdot 1 = \varphi_y dy \cdot dx \cdot 1 + \varphi_v \cdot dx dy \cdot 1 = \frac{dU}{dT}$$

$\frac{w}{m^3} \Rightarrow$  calore generato per unità  
di volume ...

$$= \frac{d}{dT} \left( C_p T \cdot dx dy \cdot 1 \right)$$

calore specifico

Con la formula di Taylor ottengo:

$$\varphi_x dx = \varphi_y + \frac{\partial \varphi_y}{\partial y} \cdot dy + o / \dots /$$

$$\varphi_y dy = \varphi_y + \frac{\partial \varphi_y}{\partial y} \cdot dy + o / \dots /$$

$$\varphi_x dy + \varphi_y dx - \left( \varphi_y + \frac{\partial \varphi_x}{\partial x} dx \right) dy - \left( \varphi_y + \frac{\partial \varphi_y}{\partial y} dy \right) dx + p_v \cdot dx dy \cdot 1 \cdot \rho \cdot c =$$

$$= c \cdot dx dy \cdot 1 \cdot \rho \frac{\partial T}{\partial t} \quad V \text{ non varia nel tempo}$$

L'equazione diventa  $-\frac{\partial \varphi_x}{\partial x} - \frac{\partial \varphi_y}{\partial y} + \varphi_v = \rho \cdot c \frac{\partial T}{\partial t}$  (Per unità di volume)

~~Imponendo~~  $\Rightarrow -\frac{\partial \varphi_x}{\partial x} dx dy - \frac{\partial \varphi_y}{\partial y} dy dx + p_v dx dy = \rho \cdot c dx dy \frac{\partial T}{\partial t}$

$\Rightarrow$  l'equazione prima la ottengo dividendo questa per  $dx dy \cdot 1$  (volume)

20-12-2010

Condizione nel caso delle pareti piane:

Nel caso delle pareti piane di spessore  $L$  e di estensione in  $y$  e  $z$  indefinita (molto grande da poter trascurare i bordi),

lungo la direzione  $x$ , la temperatura varia,  $T(x) = T_1 - \frac{T_1 - T_2}{L} x$ , mentre lungo le altre due direzioni, nono vedere delle imperfette isotermie (parete piana indefinita).

Per conoscere il flusso, dato da  $\varphi = k \frac{T_1 - T_2}{L}$  (negativo perché va da caldo a freddo) occorre conoscere  $T_1$  e  $T_2$ , cioè le temperature superficiali delle pareti, cosa che nella pratica è difficile da realizzare perché solitamente si misura la  $T$  dell'aria a contatto con la Parete ... diversa da quella sulla parete perché è presente la convezione.

$$\dot{Q} = \text{flusso per unità di area} \Rightarrow \frac{\dot{Q}}{m^2} = \frac{\dot{Q}_2 - hA(T_1 - T_2)}{L} \Rightarrow \dot{W}$$

$|\dot{Q}_1| - |\dot{Q}_2| = 0 \Rightarrow$  regime stazionario (la parete non accumula energia)

$$\text{Analoga elettronica: } \Delta V = RI \Rightarrow \Delta T = "R" \varphi \text{ quindi se } \dot{Q} = \frac{hA}{L} \Delta T \quad R = \frac{L}{hA}$$

Convezione:

Scommi termici fluido-parete o parete-fluido, il fluido è in movimento  
(Lo scambio fluido-gas si può considerare una convezione, o meglio 2 convezioni)

Il flusso convettivo è dato da  $\varphi = \alpha (T_{\text{fluido}} - T_{\text{parete}}) \Rightarrow$  caso in cui fluido scatta la parete

$$\alpha = \text{coff di scambio termico convettivo} \quad \frac{\dot{W}}{m^2 \cdot K} \quad [\text{essere} \Rightarrow T_{\text{parete}} - T_{\text{fluido}}] \dots$$

$$\Rightarrow \varphi = \left[ \frac{\dot{W}}{m^2} \right] \text{ è il flusso per unità di superficie delle pareti a contatto col fluido}$$

• La direzione convettiva lo stabilisce prima di fare i calcoli, poi la rispetto.

•  $\alpha$  non dipende solo da fluido e da materiale della parete

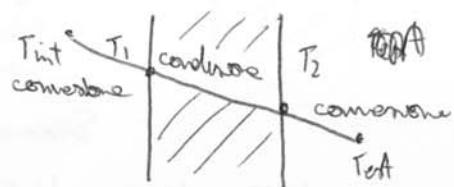
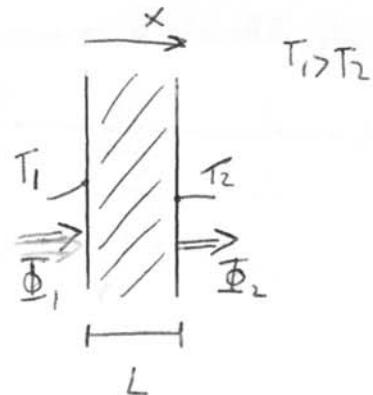
$$T_{\text{int}} > T_1 > T_2 > T_{\text{ext}}$$

• Analoga elettronica:

$$\Delta V = RI \Rightarrow \Delta T = "R" \varphi$$

$$\text{mentre } \dot{Q} = \frac{\lambda A}{L} \Delta T \text{ per convezione} \quad \dot{Q} = \alpha A (T_g - T_p) \Rightarrow \text{quindi le 3 resistenze che formano R}$$

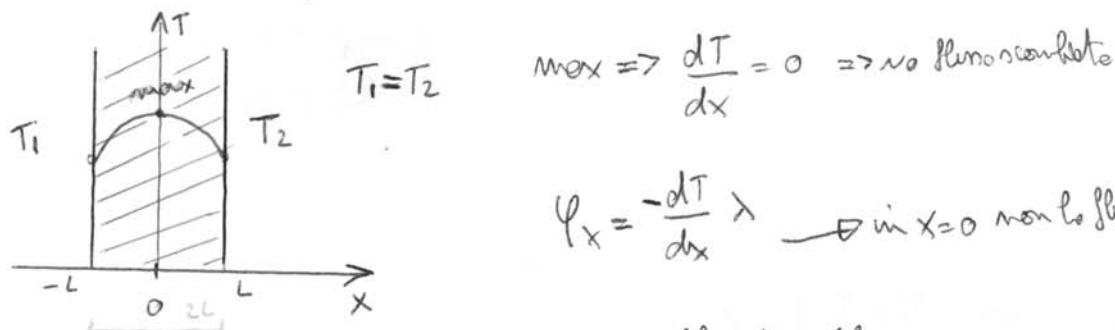
per CONVEZIONE



$$\frac{dT}{dx} = -\frac{\varphi_v}{\lambda} x + C_1 \quad \text{integrandi:}$$

$$T = -\frac{\varphi_v}{\lambda} \frac{x^2}{2} + C_1 x + C_2$$

• Nel caso in cui le temperature sono uguali sulle due facce delle pietre:  
la "curva" che riporta le temperature nelle pietre è simmetrica al Max al centro (curva simmetrica)



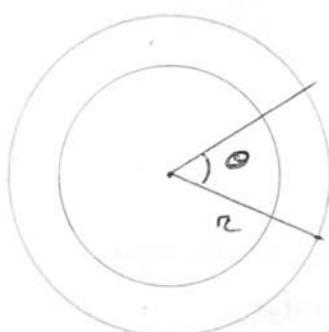
condizioni al contorno  $\Rightarrow$  necessarie a risolvere il problema

$$\begin{cases} x=0 & \frac{dT}{dx}=0 \\ x=L & T=T_1 \end{cases}$$

$$T_1 = \frac{\varphi_v}{\lambda} \frac{L^2}{2} + C_2 \quad \varphi = -\lambda \frac{dT}{dx} \quad T = \left( \frac{\varphi_v}{\lambda} \frac{x^2}{2} + \frac{\varphi_v}{\lambda} \frac{L^2}{2} \right) + T_1$$

Se ho geometria cilindrica : Tubo di lunghezza indefinita

Vedi pag 312 e seguenti  
del CENGEL...



$$\nabla^2 T = \phi$$

$$\nabla^2 T = \frac{d^2 T}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT}{dr} + \frac{1}{r^2} \frac{d^2 T}{d\theta^2} + \frac{d^2 T}{dz^2} = 0$$

Condoio nulla la torsione nella direzione  $\perp$  alla sezione, le termoie, ovunque quindi in sezione radiale.

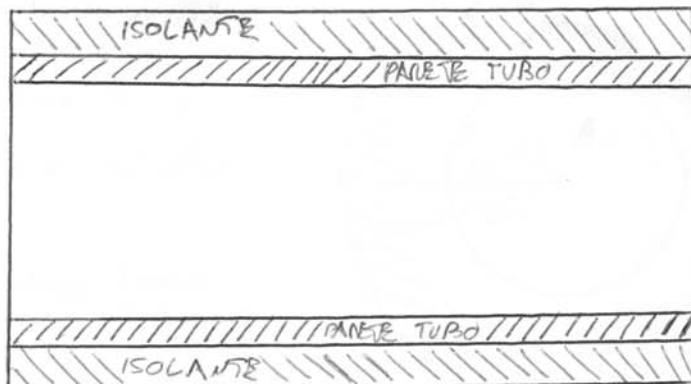
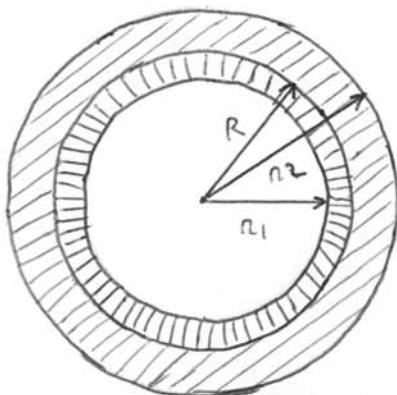
L'equazione si riduce a:

$$\frac{d^2 T}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT}{dr} = 0$$

ed è ovvio sentire:  $\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{dT}{dr} \right) = 0$   
(dimotribile)

$$\Rightarrow \frac{d}{dr} \left( r \frac{dT}{dr} \right) = 0$$

10-01-2011

Scombi termico per condutture: Parete cilindrica isolata

$$\varphi = \frac{\lambda}{R} \frac{(T_1 - T_2)}{\ln \frac{r_2}{r_1}}$$

$$\Phi = \varphi \cdot A = \varphi 2\pi r_2 L$$

$$\Rightarrow \Phi = \frac{\lambda}{\lambda} \ln \frac{r_2}{r_1} L \frac{(T_1 - T_2)}{\ln \frac{r_2}{r_1}}$$

L'apreza delle  
punte l'interno  
rispetto a quella dell'  
isolante...

S'indovina la legge di limitare  $\varphi$ , però non è più esagerare con  
l'isolamento perché  $\varphi$  dipende da  $A$  che dipende da  $r$  che aumenta se aumenta  
la spessore dell'isolamento ...  $A = 2\pi r L \rightarrow$  se esige più spessore  
può...

$$r_c = \frac{\lambda_{\text{isolante}}}{\lambda_{\text{esterno}}} = \text{raggio critico di isolamento}$$

se  $r_{\text{esterno}} > r_c$  l'isolante è già più  
spesso...

→ oltre che all'efficienza, l'isolamento costa... compromesso cost-efficienza è necessario.

N.B., nella corrente fisica, d'è grande quod'  $r_c$  è grande ... non si considera, nel  
caso di condutture elettriche, se può essere  $<$  o  $>$   $r_c$  ... aumentando l'isolante il costo si  
raddoppia meglio.

Nei tubi il raggi esterno è minore di ~~raggio interno~~<sup>"lungo"</sup>, quindi non possono isolare tranquillamente  
esternamente...

$$\text{Esempio: } r_{c2,\max} = \frac{\lambda_{\text{max isolante}}}{h_{\min}} = \frac{0,05 \text{ W/(m}\cdot\text{K)}}{5 \text{ W/(m}^2\cdot\text{K)}} = 0,01 \text{ m} = 1 \text{ cm}$$

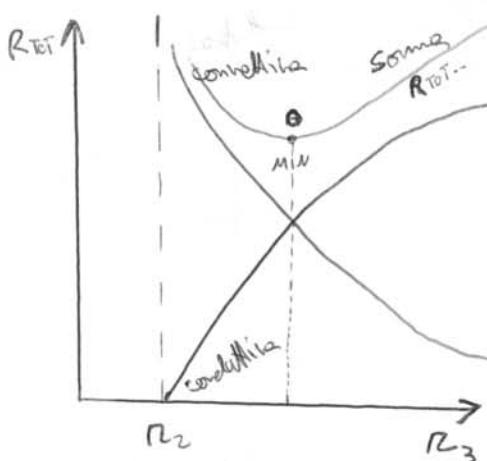
ma è minore se si  
considere anche la resistenza termica...

⇒ solo con elettrici nella pratica possono avere  $r < r_c$  e di conseguenza per esigere  
più spessore se aumenta l'isolamento  
entro certi limiti...

$$\Phi = \frac{T_i - T_e}{R_{(1,2)} + \frac{1}{\lambda_2 \pi L} \ln \frac{r_1}{r_2} + \frac{1}{2 \pi d_B L r}}$$

L'equazione è non lineare e rappresenta la curva totale.

Derivando rispetto a  $r$  si ottiene  $\frac{dR_{\text{Tot}}}{dr} = 0$ .



$$\frac{1}{\lambda_2 \pi L} - \frac{1}{2 \pi d_B L r} = \phi$$

Conduzione > Somma  
 $r_1, r_2$  coincidenti per  
 separazione

Quindi

$$\frac{1}{\lambda_2^*} - \frac{1}{d_B r} = \phi \Rightarrow r = \frac{\lambda_2}{d_B} \Rightarrow \text{minimo della } R_{\text{Tot}} \quad [a]$$

→ raggi ottimi di isolamento

mediamente  $r_c = \lambda_2 \approx 0.03 \frac{W}{m^2 \cdot K}$  ⇒ qualche mm...

$$d_B \approx 10 \frac{W}{m^2 \cdot K}$$

Come già spiegato prima, per le fibroni il problema non si pone ... più n'isolano meglio è l'efficienza.

### Conduttori in regime variabile ⇒ FASE Transitoria

CENGEL Pag 373  
 GUGLIELMINI Pag 59

non vale Laplace:  $\nabla^2 T = \phi$       non vale poisson:  $\lambda \nabla^2 T + \varphi_v = \phi$

$$\frac{d^2 T}{dx^2} = \phi$$

Nel transitorio vale:  $\lambda \nabla^2 T = \rho c \frac{dT}{dr}$  Eq di Fourier  
 ma nel transitorio non è risolvibile analiticamente e quindi non ci sono metodi numerici anche  
 potendo contare su strumenti di calcolo automatico ⇒ computer...

Bisogna studiare caso per caso

$$\frac{\alpha t \alpha L}{\lambda L^2}$$

$$\frac{\alpha L}{\lambda} \Rightarrow \text{adimensionale}$$

$$\left( \frac{W}{m \cdot K} \cdot \cancel{m} \right) \frac{W}{m \cdot K}$$

e prende il nome di  
Numero di Biot  $\Rightarrow Bi$

Significato fisico di  $Bi$ : rapporto tra due resistenze, conduttrice e convettiva.

$$Bi = \frac{R_{\text{cond}}}{R_{\text{conv}}}$$

Se  $Bi \ll 1$  (o, è eccezionale), posso utilizzare l'equazione  
ricetta, se è  $\gg 1$  invece devo utilizzare numericamente  
l'equazione di Fourier (più celebre ...)

Se il fluido che va nell' $H_2O$  è un generico buon conduttore termico (metallo, diamante, ...)  
posso studiare l'evoluzione di  $T$  con la legge  $\frac{\alpha t \alpha L}{\lambda L^2} \Rightarrow Bi \cdot \frac{\alpha t}{L^2}$

$\frac{\alpha t}{L^2}$  prende il nome di numero di Fourier:  $F_o$

$F_o$ : numero di Fourier  $\frac{\alpha t}{L^2} \Rightarrow$  tempo caratteristico del sistema

$$\Theta = \Theta_0 \cdot e^{-Bi \cdot F_o}$$

La condizione studiata non è quella Fluido-Solido ma quelle di fluido  
interno del solido stesso ...

Convenzione: Juron di scarto termico che incarna di momento di Mezzo

Il coefficiente di scambio termico è  $Nu$ , dipende da molti fattori, tra cui la geometria dell'oggetto in esame.

Ex: oggetto caldo immerso in un fluido freddo  $\Rightarrow$  il moto è all'estero della superficie  
la geometria del "fenomeno" ...

2) fluido viudato nelle superfici - ex aqua nel tubo  $\Rightarrow$  si muove in un modo diverso ...

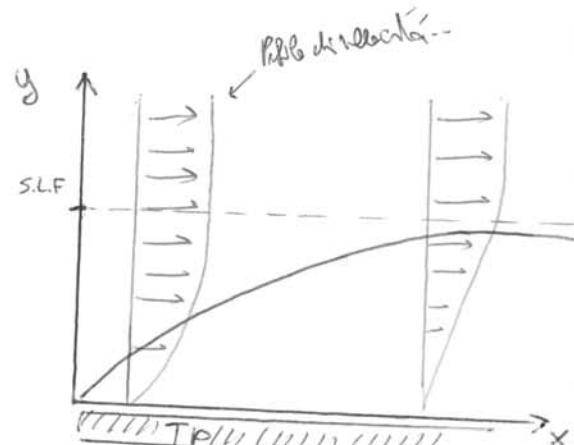
3) convezione forzata  $\Rightarrow$  se il fluido è "forzato" a muoversi in una determinata direzione  $\Rightarrow$  Ex turbinio ...  
• Se il moto lo causa solo  $\Delta T$ : convezione naturale

### Esempio 1:

convezione forzata - CAVELLI p85 GENEL pho

• fluido esterno

Non muore che mi muovo lungo  $x$ , è come se sempre più strati si accorgessero della presenza della parete calda  $\Rightarrow$  come se fosse "sollecitato" il liquido verso quelli che ricevono il profilo di sollecitazione ...



S.L.F. = Stato limite fluidodinamico.

SLF: È il limite (distanza limite) oltre il quale non incide più la presa delle pareti.

$$S_F \Rightarrow \frac{V}{V_\infty}$$

Se  $S_F = \frac{V}{V_\infty} < 0,99$  sono "sotto" (y inferiore) lo stato limite fluidodinamico

- Per  $x=0$  le particelle che toccano la parete si raffreddano, le altre no, onde le correnti, le particelle sopra quelle calde si raffreddano anche esse così via via sempre più distanti si raffreddano così che il flusso termico raggiunge il cuore del fluido.

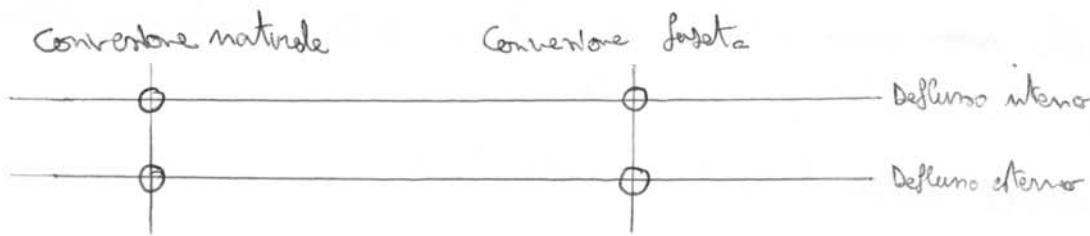
Lo stato limite fluidodinamico si può definire con

$$S_T = \frac{T_p - T_y}{T_p - T_\infty} < 0,99$$

considerando parte calda ( $T > T_\infty$ )

14-01-2011

⇒ La convezione presenta 4 meccanismi



$$\text{ricordo che } N_U = \frac{\partial L}{\lambda}$$

$$\Phi_{\text{conv}} = \lambda A (T_p - T_\infty)$$

a dipende da più fattori:

$$\text{conv forzata: } \lambda (Y, P, C_p, \lambda, L, V) \rightarrow \begin{array}{l} \text{Lughera caratteristica} \\ \text{velocità con cui il fluido si muove} \\ \text{Proprietà cinetiche} \\ \text{Proprietà termiche} \\ \text{Proprietà fluidodinamiche} \\ \text{viscosità dinattica} \\ \text{densità} \end{array}$$

$L$  = lughera caratteristica: la dimensione che è la cordata nel caso specifico, ex lughera di un tubo... rea di una finta... ecc.

Teorema di Buckingham GUGLIELMINI 83

→ Se una definizione comprende  $m$  grandezze, ognuna delle quali è esprimibile mediante  $m$  tipologie, allora necessita di  $m-m$  numeri indipendenti.

nel caso di convezione forzata:  $m=7$  (7 grandezze tutte in giro)

$m=4$  (le 7 date le pose espresse mediante 4 dimensioni fondamentali:  $[m, L, t, T]$ )

ricorda quindi di 3 gruppi di numeri indipendenti.

$$Re = \text{numero di Reynolds} = \frac{\text{Forza cinetica}}{\text{Forza viscosa}} = \frac{\rho V L}{\eta} \quad \begin{array}{l} (\text{dotta} || \text{velocità}) / \text{lughera caratteristica} \\ (\text{massa edimensionato}) \end{array}$$