



Corso Luigi Einaudi, 55 - Torino

Appunti universitari

Tesi di laurea

Cartoleria e cancelleria

Stampa file e fotocopie

Print on demand

Rilegature

NUMERO: 1109

DATA: 16/09/2014

A P P U N T I

STUDENTE: Masini

MATERIA: Termodinamica Applicata e Trasmissione del Calore

Prof. Santarelli

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

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

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

TESTI CONSIGLIATI (TD: GREGORIO, CALI) 'TERMODINAMICA
 ESERCIZIARIO: 'ESERCIZI DI FISICA TECNICA' TC: GUGLIELMINI, PISONI 'INTRO ALLA TRASMISSIONE DEL CALORE'
 P. GREGORIO
 TD+TC = SENDEL 'TERMODINAMICA E TRASMISSIONE DEL CALORE'

Il corso è lungo = ha tanti argomenti, a tamburo battente.
 È impossibile fare tutto in modo approfondito. Bisogna studiare a casa, ma in realtà io non chiedo nulla di ciò che non faccio a lezione

ESERCIZI

Non basta stud teoria per sapere fare gli esercizi. È come fare una materia a parte!

LABORATORI

Li avranno due laboratori, di 2H ciascuna
 2/05 e L'ULTIMA SETTIMANA. Li farai poi una relazione di calcolo, che è parte integrante dell'orale dell'esame.

ESAME

SCRITTO = se prendi $\geq 16/30$ passi all'orale. 3 ESERCIZI: 2 TERMO + 1 TR. CAL
 Ti porta la calcolatrice. Che tabelle le fornisce lui. Non si possono portare appunti o il libro.

Dura per 2H la scritta, lo correggi in 1 SETTIMANA.

ORALE = interrogare su tutto il programma

All'esame bisogna portare dei compiti a casa:

- 2 sono le relazioni di laboratorio
- poi durante il corso vengono assegnati delle piccole esercitazioni:
 - il calcolo di un ciclo Soul
 - il calcolo di un ciclo Rankine

Il corso è difficile, ma se ricordo me non lo è. È invece lo è 296 iscritti per la prima volta, 550 iscritti totali.

Per internet vi metto il calendario delle lezioni e argomenti, visto che risulterebbe molto più l'orario standard.

PROPRIETÀ TERMODINAMICHE

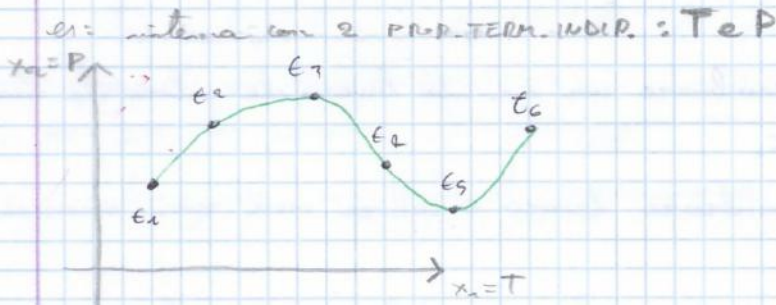
● **PROPRIETÀ TERMODINAMICHE INDIPENDENTI** sono le P. TERMOD. strettamente necessarie per definire lo stato del sistema (aperta come ϵ , o anche ϵ - pena all'eq. di stato dei gas ideali - n ha 2 proprietà: ottengo la 3° -).

$$X(\epsilon) = \begin{pmatrix} x_1(\epsilon) \\ x_2(\epsilon) \\ \vdots \\ x_i(\epsilon) \\ \vdots \\ x_n(\epsilon) \end{pmatrix}$$

Si può perciò rappresentare lo stato di un sistema che varia nel tempo con un grafico, in un iperspazio di n dimensioni.

→ **COORDINATE TERMODINAMICHE**: permettono di rappresentare lo stato del sistema, sono le coordinate negli assi (che a loro volta sono le proprietà termodinamiche indipendenti).

→ **TRASFORMAZIONE DEL SIST. TERM.**: è il ~~grafico~~^{tracciato} delle funzioni nel grafico.



Per poter parlare di grandezze termod. dipendenti è meglio prima definire la distinzione in:

- ↳ **PROPRIETÀ TERMOD. ESTENSIVE**: il loro valore quantitativo dipende dalla massa del sistema
- ↳ **PROPRIETÀ TERMOD. INTENSIVE**: non dipendono dalla massa del sistema (ϵ_1 : T, P)
- ↳ **PROPRIETÀ TERMOD. SPECIFICA**: grandezza ESTENSIVA normalizzata (densità) per la quantità di materia del sistema.

oppure anche $\bar{h} = \frac{H_S}{n_S}$ [J/mol] ← "ENTALPIA MOLARE" (numero di moli del sistema)

$h = \frac{H_S}{M_S}$ [J/kg] "ENTALPIA MASSICA"

PROCESSO COMPOSTO

$P = P_1 \rightarrow P_2$ (è la sequenza del processo P_1 e poi del processo P_2)

P_1 e P_2 danno luogo al processo P se il vettore delle proprietà termod. indip. di P_1 al ^{suo} tempo finale è uguale al vettore delle proprietà termod. indip. di P_2 al suo tempo iniziale.

$$X_1(t_{1,2}) = X_2(t_{2,1})$$

In generale: $P = P_1 \rightarrow P_2 \rightarrow P_3 \rightarrow P_4 \dots \rightarrow P_n$

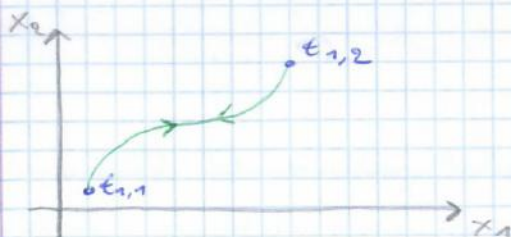
PROCESSO CICLICO

È una sequenza di trasformazioni che alla fine ritorna allo stato di partenza. Detta meglio: $X(t_1) = X(t_2)$

Il ciclo è alla base del funzionamento di una macchina



PROCESSO (O TRASFORMAZIONE) INVERSA



Il processo P_i definito come inverso del processo P è un processo che si compie nello stesso intervallo di tempo di esecuzione di P e il cui stato a t_1 è uguale allo stato di P a t_2 ,

mentre allo stato t_2 è uguale allo stato di P a t_1 . In più la trasformazione di processo di P_i è sovrapposta in ogni punto alla trasformazione del processo inverso P_i .

L'insieme dei processi inversi è altissimo.

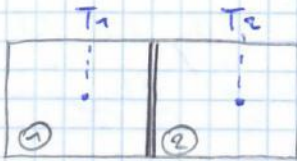
AZIONE: CALORE Q

AZIONE CALORE Q

11/03/14 Δ

$$Q = Q(P)$$

$$Q = Q(P)$$



La parete è diadiabatica

Se $T_1 > T_2$: si ha scambio di calore da ① a ②

Definisco

FLUSSO TERMICO $\phi(\epsilon)$: calore scambiato nell'unità di tempo

Definisco un processo P diviso in un sottoprocesso P' che si sviluppa tra un tempo t e un tempo $t + \Delta t$.

PROCESSO $P \rightarrow P'(\epsilon, t, t + \Delta t)$ e definisco bene il flusso termico dicendo che

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

Quindi il flusso è definito nell'istante.

UNITÀ DIMENSIONALI:

$$Q [J]$$

$$\phi(\epsilon) [J/s] \Rightarrow [W]$$

CONVENZIONE DI SEGNO IN TERMODINAMICA:

$$\left. \begin{array}{l} Q > 0 \\ \phi(\epsilon) > 0 \end{array} \right\} S \leftarrow$$

$$\left. \begin{array}{l} Q < 0 \\ \phi(\epsilon) < 0 \end{array} \right\} S \rightarrow$$



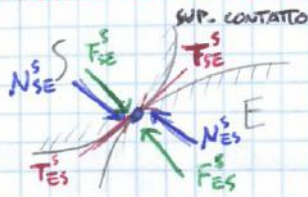
CALORE SCAMBIATO PER UNITÀ DI MASSA DEL SISTEMA: (CALORE SPECIFICO)

$$q(P) = \frac{Q(P)}{m} [J/kg]$$

FLUSSO SPECIFICO

$$\varphi(\epsilon) = \frac{\phi(\epsilon)}{m} [W/kg]$$

1) FORZE DI SUPERFICIE (A CONTATTO)



PRINCIPIO DI

AZIONE - REAZIONE : $F_{SE}^s + F_{ES}^s = 0$

$$T_{SE}^s + T_{ES}^s = 0$$

FENOMENI DISSIPATIVI = ES' ATRITO

$$N_{SE}^s + N_{ES}^s = 0$$

LAVORO UTILIZZABILE GENERA

$$L_{SE}^s(P) + L_{ES}^s(P) = 0$$

$$W_{SE}^s(\epsilon) + W_{ES}^s(\epsilon) = 0$$

2) FORZE DI CAMPO (O A DISTANZA)

$$L_{SE}^d(P) + L_{ES}^d(P) = 0$$

$$W_{SE}^d(\epsilon) + W_{ES}^d(\epsilon) = 0$$

CAMPO CONSERVATIVO : se un campo è conservativo esso ammette l'esistenza di una funzione *potenziale* di campo.

In un campo conservativo si esprime lo scambio di potenza per forze di campo tra interna ed esterna tramite il differenziale della funzione potenziale di campo

$$W_{ES}^d(\epsilon) = - \odot \frac{dE_p}{dt}$$

con $E_p = \text{POTENZIALE}$

$$L_{ES}^d(P) = - [E_p(t_2) - E_p(t_1)] = -\Delta E_p$$

$$W_{SE}^d(\epsilon) = + \oplus \frac{dE_p}{dt}$$

$$W_{SE}^d(\epsilon) = + \Delta E_p$$

FLUIDO OMOGENEO LINEARE

L_i trascurabile \Rightarrow $L_i^{Tg}(P) = 0$
 $W_i^{Tg}(\epsilon) = 0$

L_i introduce il concetto di **pressione interna** P_i : la componente normale della forza interna per unità di superficie.

Faccio l'ipotesi di omogeneità, ne consegue che P_i è omogenea nel corpo

POTENZA ASSOCIATA ALLA COMPONENTE NORMALE DELLA FORZA INTERNA AL FLUIDO OMOGENEO LINEARE:

$$W_i^{lin}(\epsilon) = \int_A P_i \vec{n} \cdot \vec{v}(\epsilon) dA$$

\vec{n} = VETTORE NORMALE AD A

$\vec{v}(\epsilon)$ = VETTORE VELOCITA' DEL PUNTO DI APPLICAZIONE

VELOCITA' DI VARIAZIONE DEL VOLUME DEL CORPO NEL TEMPO

$$\frac{dV(\epsilon)}{dt} = \int_A \vec{n} \cdot \vec{v} dA$$

V = VOLUME DEL CORPO

11/03/07 B

se il fluido è omogeneo, la P_i è omogenea nel sistema

$$W_i^{lin}(\epsilon) = \int_A P_i \vec{n} \cdot \vec{v} dA = P_i \int_A \vec{n} \cdot \vec{v} dA =$$

$$\Rightarrow W_i^{lin}(\epsilon) = P_i \frac{dV(\epsilon)}{dt}$$

$$L_i^{lin}(P) = \int_T W_i^{lin} dt \quad \text{CON } T = \text{TEMPO}$$

$$L_i^{lin}(P) = \int_T P_i \frac{dV(\epsilon)}{dt} dt$$

- Se - è nota eq. di stato $P_i = P_i(V, T)$
- eq. di stato non ha singolarità

non rimane:

EQUAZIONE ENERGIA CINETICA

Contiene in un'unica equazione i 3 sistemi di forze (e relativi lavori) introdotti.

- Allungare eccentrato al fatto che uno scambio di lavoro determina
- una variazione dello stato di moto (ΔE_c con $E_c = \text{ENERGIA CINETICA}$)
 - variazione di stato termodinamico interno ($L_i(P), W_i(t)$)

Quindi in una prima formulazione, l'eq dell'energia cinetica può essere scritta come:

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

da cui ottengo
due equazioni:

VARIAZIONE STATO DI MOTO VARIAZIONE STATO TERMODINAMICO

$$W_{Es}(t) + W_i(t) = \frac{dE_c}{dt}$$

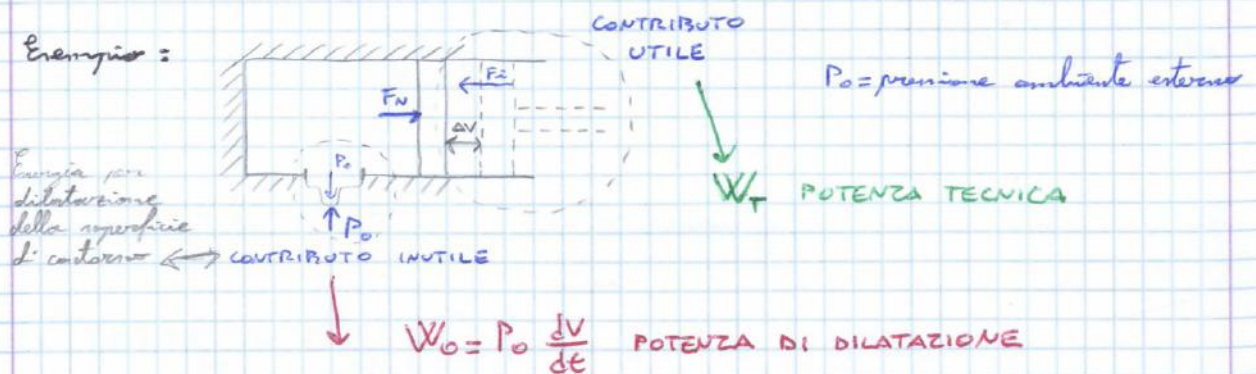
$$L_{Es}(P) + L_i(P) = \Delta E_c$$

Posso anche scrivere: $W_{SE}(t) - W_i(t) + \frac{dE_c(t)}{dt} = 0$ e poi:

$$W_{SE}^s(t) + \underbrace{W_{SE}^d(t)}_{\substack{\text{SE CARPO E' CONSERVATIVO} \\ \frac{dE_p(t)}{dt}}} - W_i(t) + \frac{dE_c(t)}{dt} = 0$$

$$W_{SE}^s(t) + \frac{dE_p(t)}{dt} + \frac{dE_c(t)}{dt} - \underbrace{W_i(t)}_{W_i^{lim}(t) = W_{a}(t)} = 0$$

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



Consideriamo un sistema in cui sono trascurabili

$$L_{SE}(P) - L_i(P) = \frac{dE_c}{dt} \neq 0$$

$$L_{SE}(P) = L_i(P) = L(P)$$

che può allora chiamare, in modo ~~generico~~ generico

$$L(P) = \int_{\gamma} P_i \frac{dV(\epsilon)}{d\epsilon} d\epsilon = \int_{\Pi} P_i(V, T) dV$$

Considero la ~~trasformazione~~ ^{TRASFORMAZIONE} infinitesima \tilde{L}

$$L(P) = \int_{\Pi} \tilde{L}(P)$$

$$\rightarrow \tilde{L} = P_i(V, T) dV$$

Il lavoro è esprimibile come forma differenziale lineare delle variabili di stato

14/03/14

NB: da ora in poi la pressione interna invece che P_i la chiamerò semplicemente P .

SISTEMI P-V-T

La maggior parte dei fluidi sono descrivibili con mediante equazioni di stato in cui compaiono queste 3 grandezze termodinamiche.

Due di queste vengono chiamate proprietà termodinamiche indipendenti, mentre la 3^a è dipendente (ovvero viene ricavata dalle altre e mediante l'equazione).

ASSIOMA COSTITUTIVO DEL CALORE

Assioma perché è formula sperimentale, costitutivo perché legato alla materia.

Consideriamo: PROCESSO P $\gamma[t_1, t_2]$

$$Q(P) \Big|_{S \rightarrow E} \xrightarrow{1} \phi(\epsilon)$$

Possiamo scrivere l'assioma così:

$$\phi(\epsilon) = \lambda_V(V, T) \frac{dV}{d\epsilon} + C_V(V, T) \frac{dT}{d\epsilon}$$

ASSIOMA COSTITUTIVO DEL CALORE

$$W_i(\epsilon) = P(\epsilon) \frac{dV(\epsilon)}{d\epsilon}$$

$$L_i(P) = \int_{\gamma} P(\epsilon) \frac{dV(\epsilon)}{d\epsilon} d\epsilon$$

Ora scegliamo come variabili termodinamiche indipendenti la coppia P e T .
L'eq. di stato sarà ora del tipo $V = V(P, T)$

ASSIOMI COSTITUTIVI DEL LAVORO E DEL CALORE

PER IL LAVORO (IN FORMA DI POTENZA)

$$W(\epsilon) = A_P(P, T) \frac{dP}{d\epsilon} + A_T(P, T) \frac{dT}{d\epsilon} \quad \text{con } A_P, A_T \text{ COEFFICIENTI MECCANICI}$$

PER IL CALORE (IN FORMA DI FLUSSO TERMICO)

$$\phi(\epsilon) = \lambda_P(P, T) \frac{dP}{d\epsilon} + C_P(P, T) \frac{dT}{d\epsilon} \quad \text{con } \lambda_P, C_P \text{ COEFFICIENTI CALORIMETRICI}$$

Visto che la realtà è una sola, queste due formule dovranno dare gli stessi risultati delle precedenti il funzione di V, T . Quindi A_P, A_T, λ_P, C_P saranno legate a λ_V, C_V .

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

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

$$L(P) = \int_P P dV$$

ASSIOMA
PER IL
LAVORO

$$L(P) = \int_P \left[\left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_T dP + \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P dT \right] \quad \text{④}$$

Eguagliando le due equazioni ④ ho:

$$A_P(P, T) = P \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_T$$

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

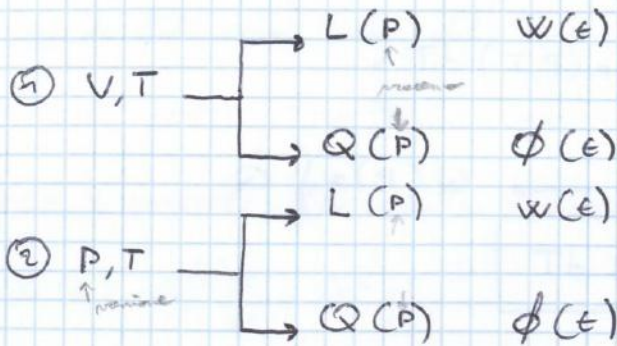
Per quanto riguarda il procedimento per arrivare a λ_P e C_P si rimane al libro 'Termodinamica' di Calli, perché è più lungo.

$$\lambda_P(P, T) = \lambda_V \frac{1}{\left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_T}$$

$$C_P = C_V - \lambda_V \frac{\left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_V}{\left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_T}$$

P.61

Brayton-Honda: **FORME DIFFERENZIALI LINEARI**



MODELLO DI GAS IDEALE

È un modello, non equivale alla realtà.

- 1) TRASCURA LE INTERAZIONI (FORZE) TRA LE MOLECOLE DELLA MASSA DEL GAS
- 2) PONE UGUALE A ZERO IL COVOLUOME (PONE LE PARTICELLE COME PUNTI/FORME)

Queste approssimazioni rendono il modello accettabile per quanto riguarda il fare dei calcoli normali.

Perde di validità in due condizioni:

- 1) PRESSIONI ELEVATE
- 2) VICINANZA ALLE CONDIZIONI CRITICHE (CONDENSAZIONE)

EQ. DI STATO DEI GAS IDEALI:

$$PV = nRT$$

NUMERO DI MOLI
DEL GAS

COSTANTE UNIVERSALE
DEL GAS:

$$R = 8,314 \left[\frac{J}{K \cdot mol} \right]$$

14/03/14 B

Sono scrivere:

$$v = \frac{V}{M} \left[\frac{m^3}{kg} \right] \text{ VOLUME MASSICO}$$

$$\bar{M} = \frac{M}{n} \left[\frac{kg}{mol} \right] \text{ MASSA MOLARE}$$

Dalla teoria cinetica dei gas:

n° ATOMI	C_p	C_v	$\frac{C_p}{C_v} = \gamma$	ESPOLENTE DELLA ADIABATICA
1	$5/2 R^*$	$3/2 R^*$	$5/3$	↑ γ
2	$7/2 R^*$	$5/2 R^*$	$7/5$	
3	$4 R^*$	$3 R^*$	$4/3$	
$n > 3$	$C_p = C_p(T, P) \quad C_v = C_v(T, P)$		$\gamma = \gamma(T, P)$	

Se il numero di atomi per molecola $>$ di 3 non è calcolabile con la teoria cinetica dei gas e si si riferisce all'eq. di stato.

Vedremo che il valore di γ influenza in effetti termodinamici.

- Dimostreremo che per i gas ideali C_p , C_v e γ sono esprimibili solo in funzione della T. $C_p = C_p(T) \quad C_v = C_v(T) \quad \gamma = \gamma(T)$
- In alcuni calcoli tecnici (in presenza di livelli termici non elevati $\ll 300^\circ\text{C}$) può assumere C_p , C_v e γ come costanti $C_p \cong \text{cost} \quad C_v \cong \text{cost} \quad \gamma \cong \text{cost}$

ALTRE EQUAZIONI DI STATO PER GAS REALI

● EQUAZIONE DI STATO DI VAN DER WAALS

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

a : TIENE CONTO DI INTERAZIONI MOLECOLARI
(diminuisce la pressione del gas sull'esterno, rispetto all'idealità)

$$a = \frac{R^* (R^* T_c)^2}{64 P_c}$$

b : TIENE CONTO DEL VOLUME NON NULLO DELLE MOLECOLE DEL GAS

$$b = \frac{R^* T_c}{8 P_c}$$

CON: T_c = TEMPERATURA CRITICA
 P_c = PRESSIONE CRITICA

Temperatura e pressione sotto le quali si iniziano a verificare fenomeni di condensazione.

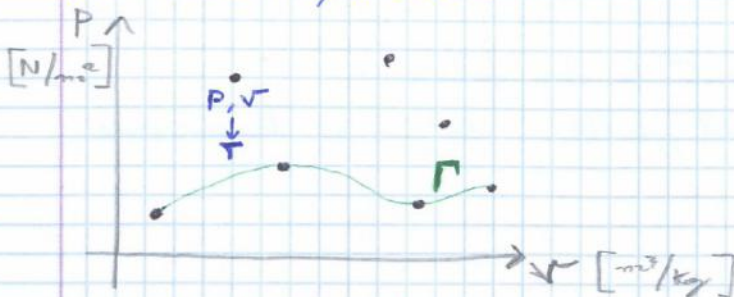
● EQUAZIONE DI STATO DI CLAUSIUS

● EQUAZIONE DI STATO DI REDLICH - KWONG

● EQUAZIONE DI STATO DEL VIRIALE

PIANO DI CLAPEYRON

È il piano che ha in ascissa il volume molare e in ordinata la pressione.



ISOBARA

in questa trasformazione la pressione rimane costante.

$$P(\epsilon) = \text{cost} \quad \forall \epsilon \in [t_1, t_2] \quad P = P_1 = P_2 \quad dP = 0$$

LAVORO

$$l(P) = \int_{\Pi} P dV = P_1 (V_2 - V_1) = P_2 V_2 - P_2 V_1 = R^* (T_2 - T_1)$$

$$l(P) = P (V_2 - V_1)$$

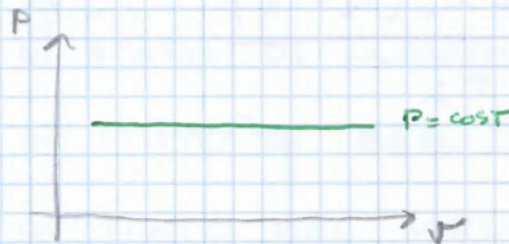
CALORE

$$q(P) = \int_{\Pi} \langle \cancel{\lambda_P dP} + c_P dT \rangle = \int_{\Pi} c_P dT$$

$$q(P) = \int_{\Pi} c_P dT$$

$$H_P: c_P = \text{cost}$$

$$\underline{q(P) = c_P (T_2 - T_1)}$$



ADIABATICA

12/03/14 c

In questa trasformazione non si ha scambio di calore

$$\phi(\epsilon) = 0 \quad \forall \epsilon \in [t_1, t_2]$$



$$\psi(\epsilon) = 0$$

Sono indifferenziali $\psi(\epsilon) =$

$$\psi(\epsilon) = \cancel{\Delta} V \frac{dV}{d\epsilon} + c_v \frac{dT}{d\epsilon} = P \frac{dV}{d\epsilon} + c_v \frac{dT}{d\epsilon} = 0$$

$$\psi(\epsilon) = \cancel{\Delta} P \frac{dP}{d\epsilon} + c_p \frac{dT}{d\epsilon} = -V \frac{dP}{d\epsilon} + c_p \frac{dT}{d\epsilon} = 0$$

$$-V \frac{dP}{d\epsilon} + \frac{c_p}{c_v} \left(-P \frac{dV}{d\epsilon} \right) = 0$$

~~$$-V \frac{dP}{d\epsilon} + \frac{c_p}{c_v} P \frac{dV}{d\epsilon} = 0$$~~

$$\frac{dP}{P} + \gamma \frac{dV}{V} = 0 \quad \text{INTEGRAZIONE TRA 'STATO 1' E 'STATO GENERICO'}$$

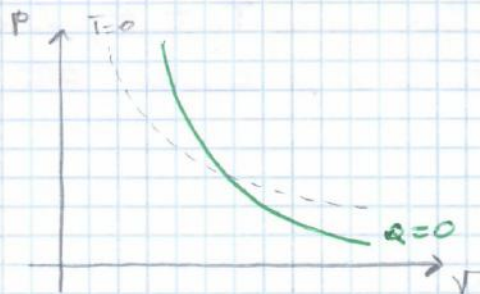
$$\ln P + \gamma \ln V = \ln P_1 + \gamma \ln V_2$$

$$P V^\gamma = P_1 V_1^\gamma = \text{COST}$$

Equazione della
adiabatica

CON $\gamma = \frac{c_p}{c_v} > 1$

ESEMPIO GAS BIATOMICO: $\gamma = 7/5 = 1,4$



Dall'eq. della adiabatica scritta in questa modo sono ricavare altre due forme:

POLITROPICA

È una trasformazione generale che a seconda dei suoi parametri ammette il comportamento di una delle altre 4 trasformazioni.

Consideriamo la trasformazione infinitesimale:

$$\tilde{q} = \alpha_v dV + c_v dT$$

e analogamente dico che $\tilde{q} = c dT$ con $c =$ CALORE SPECIFICO "GENERICO" DELLA POLITROPICA $[J/kg \cdot K]$

$$\alpha_v dV + c_v dT = c dT$$

$$(c_v - c) dT + P dV = 0 \quad \text{e sfrutto l'eq. di stato per vincere}$$

$$(c_v - c) \frac{P dV + V dP}{R^*} + P dV = 0$$

$$(c_v - c) (P dV + V dP) + R^* P dV = 0$$

$$(c_v - c) (P dV + V dP) + (c_p - c_v) P dV = 0$$

Moltiplicando i prodotti ho delle semplificazioni, poi divido tutto per $(c - c_v) =$

$$\frac{(c - c_p)}{(c - c_v)} P dV + V dP = 0$$

chiamo $\frac{(c - c_p)}{(c - c_v)} = n =$ ESPOLENTE DELLA POLITROPICA

$$n P dV + V dP = 0$$

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

integro:

$$P V^n = P_1 V_1^n = \text{COST}$$

In realtà sono anche qui 3 forme:

$$\begin{aligned} P V^n &= \text{COST} \\ T V^{(n-1)} &= \text{COST} \\ T P^{\frac{(1-n)}{n}} &= \text{COST} \end{aligned}$$

$$c = c_v \frac{n - c_p/c_v}{n - 1}$$

$$c = c_v \frac{n - \gamma}{n - 1}$$

$$c = c_v \frac{n - \gamma}{n - 1}$$

$$c - c_p = n c - n c_v$$

$$c(1 - n) = c_p - n c_v$$

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

TRASFORMAZIONE	EQUAZIONE	C	γ	XXXXXXXXXXXX
ISOCORA	$dV=0, V=const$	C_V	∞	
ISOBARA	$dP=0, P=const$	C_P	0	
ISOTERMA	$dT=0, T=const$	∞	1	
ADIABATICA	$\dot{q}=0$	0	γ	

18/03/17

PRIMO PRINCIPIO DELLA TERMODINAMICA

Abbiamo un sistema termodinamico che scambia lavoro L_{SE} e calore Q tra sistema ed esterno. Lo scambio avviene attraverso un processo C ciclico. In tali condizioni esiste la seguente relazione:

$$L_{SE}(C) = \gamma \cdot Q(C)$$

Se l'unità di misura con cui si misurano L_{SE} e Q è la stessa (per esempio [J] Joule) allora la costante γ è pari a 1 e si ha:

$$L_{SE}(C) = Q(C)$$

ESTENSIONE DELLA FORMA ASSIOMATICA

P NON CICLICO

$$Q(C) = L_{SE}(C)$$

$Q(C) - L_{SE}(C) = 0$ poiché $Q(P)$ e $L_{SE}(P)$ sono due azioni, allora $Q(P) - L_{SE}(P) = \alpha(P)$

Usando la proprietà (2):

$$\alpha(C) = Q(C) - L_{SE}(C) = 0$$

$$\alpha(P) = Q(P) - L_{SE}(P) = E(x_2) - E(x_1) = \Delta E(x)$$

DOVE $E(x)$ È ENERGIA TOTALE DEL SISTEMA

DEL 1° PRINCIPIO AD UN PROCESSO

PROPRIETÀ DELLE AZIONI $\alpha(P)$

① $\alpha'(P) = \alpha_1(P) \pm \alpha_2(P)$ È UN'AZIONE

② SE AZIONE $\alpha(P)$ APPLICATA A PROCESSO CICLICO C ASSUME VALORE $\alpha(C) = 0$

ALLORA LA AZIONE APPLICATA AL PROCESSO NON CICLICO P PUÒ ESSERE

ESPRESSA COME LA VARIAZIONE DI UNA FUNZIONE POTENZIALE E FUNZIONE DELLO STATO X

$$\alpha(P) = E(x_0) - E(x_1) = \Delta E \quad 15$$

NB: da qui in avanti non usiamo più l'ev. totale del sistema: solamente l'energia interna e l'energia cinetica.

5

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

oppure

$$Q(P) - L_i(P) = \Delta U$$

$$\dot{\phi}(t) - W_{SE}(t) = \frac{dU}{dt} + \frac{dE_c}{dt}$$

$$\dot{\phi}(t) - W_i(t) = \frac{dU}{dt}$$

6

U È INTRODotta COME DIFFERENZA TRA I VALORI ASSUMTI IN DUE STATI X

Per cui è definita "a meno di una costante". Deve essere arbitrariamente

$$U(x_0) = 0, \quad U(x) = U(x) - U(x_0)$$

7

U È GRANDEZZA ESTENSIVA

ENERGIA INTERNA MASSICA DEL SISTEMA

$$u(x) = \frac{U(x)}{M} \left[\frac{J}{kg} \right]$$

ENTALPIA (H)

È una grandezza legata all'energia interna.

Per definizione: $H = U + P \cdot V$

1) Poiché U è estensiva, H è estensiva: **ENTALPIA MASSICA** $h(x) = u(x) + P \cdot v$

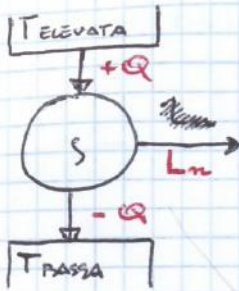
2) Poiché U è definita "a meno di una costante" così è anche H: si deve definire stato x_0 per cui $H(x_0) = 0$.

3) Possiamo scrivere anche in forma differenziale: $dH = dU + \cancel{P \cdot dV} + V \cdot dP$
 $dh = du + \cancel{P \cdot dv} + v \cdot dP$

MACCHINA BITERMICA

È la macchina termica più semplice, lavora solo su 2 livelli.

MACCHINA MOTRICE



La macchina bi-termica scambia calore con solo 2 sorgenti. Ma in ultima analisi quasi tutte le macchine si possono ricondurre a questa disposizione.

Gravie a questo ricambio e cedimento di calore e alle trasformazioni che avvengono nella macchina, si ottiene lavoro netto.

La S vi è una quantità di materia che subisce delle trasformazioni termodinamiche cicliche.

MACCHINA OPERATRICE



Il passaggio di calore dalla sorgente a T più bassa a quella a T più alta può avvenire solo se fornisce al sistema del lavoro netto.

$Q^+ > 0$ CALORE RICEVUTO DAL SISTEMA (ESTERNO → SISTEMA)

$|Q^-| > 0$ CALORE CEDUTO DAL SISTEMA (SISTEMA → ESTERNO)

L_n LAVORO FINALE DEL CICLO (somma delle fasi in cui il lavoro è ceduto con quelle in cui il lavoro è prodotto)

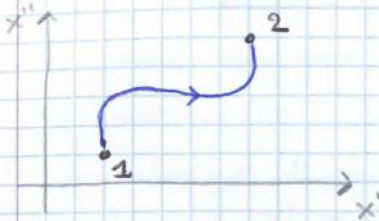
$$L(C) = L_n = L_{SE} - L_{ES}$$

se $L_{SE} > L_{ES} \rightarrow L_n > 0$ MACCHINA TERMICA

se $L_{SE} < L_{ES} \rightarrow L_n < 0$ MACCHINA OPERATRICE

SECONDO PRINCIPIO DELLA TERMODINAMICA

TRASFORMAZIONE REVERSIBILE



La trasformazione è reversibile se è l'inversa
 e se $Q(P_{12}) = -Q(P_{21})$ $L(P_{12}) = -L(P_{21})$
 cioè se non lascia tracce nell'universo.
 Nessuna delle trasformazioni che vediamo ^{quotidianamente} sono reversibili.

Un sistema termodinamico perviene processo P, il calore scambiato istante per istante tra sistema e limitante ad un valore massimo $\phi_n(t)$ che è grandezza costitutiva.

$$\phi(t) \leq \phi_n(t)$$

In cui $\phi_n(t) = T \cdot \frac{dS(x)}{dt}$

ENTROPIA

Entropia S è una proprietà termodinamica funzione dello stato x.

Quindi:

$$\phi(t) \leq T \cdot \frac{dS(x)}{dt} \quad \begin{matrix} = & \text{SOLO PER TR. REVERSIBILI} \\ < & \text{PER TR. IRREVERSIBILI} \end{matrix}$$

Però, per ricavare il calore come

$$Q(P) = \int_{\gamma} \phi(t) dt \leq \int_{\gamma} T \frac{dS(x)}{dt} dt = \int_{\Pi} T dS$$

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

• S è definita 'A MENO DI UNA COSTANTE'

21/03/19

Bisogna perciò definire uno stato x_0 in cui si impone $S(x_0) = 0$,
da cui: $S(x) = S(x) - S(x_0)$.

CASO PARTICOLARE: SISTEMA ADIABATICO ($\phi(\epsilon) = 0$) (compressioni, turbina...)

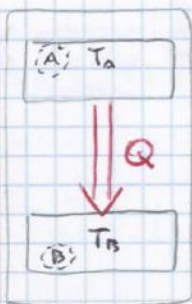
Dalla relazione di prima non ricavante dedurre che per l'adiabatica:

$$\left(\frac{dS}{d\epsilon}\right) \geq 0$$

e se la trasformazione è irreversibile:

$$\left(\frac{dS}{d\epsilon}\right) > 0 \quad \text{l'entropia di un sistema adiabatico può solo aumentare}$$

L'UNIVERSO È SISTEMA ADIABATICO, la sua entropia può solo aumentare.
Questa considerazione dà una direzionalità al tempo: può solo andare verso dx, non sono possibili viaggi indietro nel tempo.



Il sistema complessivo è adiabatico. I sottosistemi A e B sono particolari: sono definiti TERMOSTATI (corpi che hanno capacità termica tendente all'infinito, cioè che scambia quantità immense di calore, senza però variare la sua temperatura).

Non sa però nulla in T_A e T_B , non sa quale è maggiore.

Una altra ipotesi che faccio è che in A e in B si succedano solo trasformazioni reversibili.

Essendo ~~non~~ adiabatico, $\Delta S_{TOT} \geq 0$. $\Delta S_{TOT} = \Delta S_A + \Delta S_B \geq 0$

$$\Delta S_A = -\frac{Q}{T_A}$$

$$\Delta S_B = +\frac{Q}{T_B}$$

$$\left(\frac{1}{T_B} - \frac{1}{T_A}\right) Q \geq 0$$

$$\left(\frac{1}{T_B} - \frac{1}{T_A}\right) Q = 0 \Rightarrow \begin{cases} \text{SOLO SE } Q = 0 \\ T_A = T_B \end{cases}$$

Questo ci dice che per avere REVERSIBILITÀ, devo avere che il calore non sia trasferito e cioè che il fenomeno non avvenga. Allora ogni

trasformazione è irreversibile.

$$\text{Se } T_A > T_B \rightarrow Q > 0$$

$$\text{Se } T_B > T_A \rightarrow Q < 0$$

Ciò dimostra che il calore vuole andare da una temperatura più alta ad una temperatura più bassa.

RIVELAZIONE DATA DAL II PRINCIPIO

RENDIMENTO DI CARNOT = 1 ? IMPOSSIBILE

Non si avere $T_A \rightarrow 0$ oppure $T_B = 0K$

η_c ELEVATO SE $T_B \downarrow$ $T_A \uparrow$

Abbassare T_B deve compiere lavoro = è provato che perderesti di più di quanto non ne guadagnerei. Ti gioca tanto sull'aumentare T_A .

RIVELAZIONE
DATA DAL II
PRINCIPIO

$\eta < 1$ vuol dire $L_m < Q^+$:

EQUIVALENTE MECCANICO DEL CALORE:
(per ciclo di Carnot)

$$L_m = \left[1 - \frac{T_B}{T_A} \right] Q^+$$

FATTORE DI CARNOT

Il limite di Carnot è relativo alle macchine termiche. Le macchine ad esempio elettrochimiche non rientrano di questo limite.

Abbiamo detto che il ciclo di Carnot è quello che rende di più, perciò questo limite vale a maggiore ragione per gli altri cicli termodinamici.

21/03/14B

RELAZIONI TRA GRANDEZZE TERMODINAMICHE

IPOTESI CHE VARRANNO DA QUI IN AVANTI:

- ① FLUIDI OMOGENEI REVERSIBILI
- ② $\Delta E_c = 0 \rightarrow L_{SE}(P) = L_i(P)$

ENERGIA INTERNA

$$U = U(V, T)$$

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T dV + \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT$$

Dal primo principio: $dU = \tilde{Q} - \tilde{L} = \lambda_V dV + c_V dT - P dV = (\lambda_V - P) dV + c_V dT$

\Rightarrow confronto: $\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T = (\lambda_V - P)$
 $\left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V = c_V$

ENERGIA INTERNA :

$$du = (\alpha_v - P) dv + \epsilon_v dT$$

$$du = \left[T \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_v - P \right] dv + \epsilon_v dT$$

ENTALPIA :

$$dh = (\alpha_p + v) dP + \epsilon_p dT$$

$$dh = \left[-T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p + v \right] dP + \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p dT$$

ENTROPIA :

$$ds = \frac{\alpha_v}{T} dv + \frac{\epsilon_v}{T} dT$$

$$ds = \frac{\alpha_p}{T} dP + \frac{\epsilon_p}{T} dT$$

$$ds = \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_v \frac{dv}{T} + \frac{\epsilon_v}{T} dT$$

$$ds = - \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \frac{dP}{T} + \frac{\epsilon_p}{T} dT$$

GAS IDEALI

$$du = \epsilon_v dT$$

$$dh = \epsilon_p dT$$

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

$$ds = c_p \frac{dT}{T} - R^* \frac{dP}{P}$$

$$s = \epsilon_v \ln \left[\frac{T}{T_0} \left(\frac{v}{v_0} \right)^{\gamma-1} \right]$$

$$s = \epsilon_p \ln \left[\frac{T}{T_0} \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} \right]$$

Però scrivere il I principio come:

$$\tilde{Q} - \tilde{L} = dU \quad \tilde{Q} - P dV = dU \quad \tilde{Q} = dU + P dV$$

in termini specifici: $\tilde{q} = du + P dv$

e poiché $dU = dH - d(PV)$

$$\tilde{Q} = dH - V dP$$

in termini specifici: $\tilde{q} = dh - v dp$

ENTROPIA

Da II principio, considerando un fluido omogeneo reversibile:

$$\frac{ds}{dt} = \frac{\phi(\epsilon)}{T}, \quad ds = \frac{\phi(\epsilon)}{T} dt = \frac{\tilde{Q}}{T}$$

- Quindi posso scrivere che:

$$ds = \frac{\tilde{Q}}{T} = \frac{\lambda v}{T} dV + \frac{c_v}{T} dT \Rightarrow s = s(V, T)$$

È esprimibile come:

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial V} \right)_T dV + \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_V dT$$

in termini specifici: $\left(\frac{\partial s}{\partial V} \right)_T = \frac{\lambda v}{T} \quad \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_V = \frac{c_v}{T}$

in termini specifici: $ds = \frac{\lambda v}{T} dV + \frac{c_v}{T} dT$

- Ma posso scrivere anche:

$$ds = \frac{\tilde{Q}}{T} = \frac{\lambda p}{T} dP + \frac{c_p}{T} dT \Rightarrow s = s(P, T)$$

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial P} \right)_T dP + \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_P dT$$

$$\left(\frac{\partial s}{\partial P} \right)_T = \frac{\lambda p}{T} \quad \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_P = \frac{c_p}{T}$$

in termini specifici: $ds = \frac{\lambda p}{T} dP + \frac{c_p}{T} dT$

ENERGIA INTERNA

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T dv + \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v dT \quad \text{no che: } T ds = du + P dv$$

se deriviamo a T cost rispetto a v ho: $T \left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T = \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T + P$

isolando il termine che mi serve: $\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T = T \left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T - P$

aperta con Maxwell ③:

$$\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T = T \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v - P$$

e la inserisco nella prima eq sopra:

$$du = \left[T \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v - P \right] dv + \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v dT$$

Ricorda: $du = (\alpha_v - P) dv + c_v dT$

coefficiente e stanga

EQUAZIONE DI CLAUSIUS-CLAPEYRON:

$$T \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v = \alpha_v$$

ENTALPIA

$$dh = \left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)_T dP + \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_P dT \quad \text{no che: } T ds = dh - v dP$$

se deriviamo rispetto a P, a T cost ho: $T \left(\frac{\partial s}{\partial P}\right)_T = \left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)_T - v$

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

Applica Maxwell ④: $\left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)_T = -T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P + v$

$$\Rightarrow dh = \left[-T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P + v \right] dP + \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_P dT$$

ricorda: $dh = (\alpha_P + v) dP + c_P dT$

$$-T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P = \alpha_P$$

92

Analogamente:

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial P}\right)_T dP + \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_P dT$$

Una Maxwell (9) =

$$d\eta = - \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P dP + \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_P dT$$

ricorda: $ds = \frac{\epsilon_P}{T} dP + \frac{c_P}{T} dT$

$$d\eta = - \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P dP + \frac{\epsilon_P}{T} dT$$

$$\Rightarrow \frac{\partial \eta}{\partial P} = - \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P$$

APPLICAZIONE DI QUESTE RELAZIONI AI GAS IDEALI:

$$\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V = \frac{R^*}{V}$$

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P = \frac{R^*}{P}$$

● ENTROPIA: $d\eta = \frac{R^*}{V} dV + \frac{\epsilon_V}{T} dT$

ma anche: $d\eta = - \frac{R^*}{P} dP + \frac{\epsilon_P}{T} dT$

$$ds = \epsilon_V \frac{dT}{T} + R^* \frac{dV}{V}$$

$$ds = \epsilon_P \frac{dT}{T} - \frac{R^*}{P} dP$$

NB: energia interna ed entalpia dei gas ideali sono esprimibili con una sola variabile (T), mentre l'entropia dei gas ideali deve sempre essere espressa con due variabili.

● ENERGIA INTERNA:

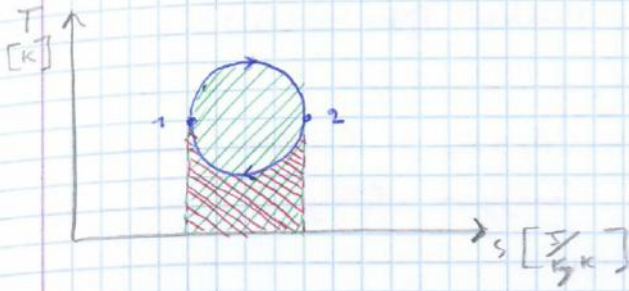
$$\epsilon_V dT$$

$$du = \epsilon_V dT$$

● ENTALPIA:

$$dh = \epsilon_P dT$$

CALORE NETTO (q_n) DI CICLO :



Per scrivere che :

$$\int_c T ds = \int_1^2 T ds + \int_2^1 T ds$$

$$= A_{\text{SOPRA}} + A_{\text{SOTTO}} = q^+ - q^- = q_n$$

$$\int_c T ds = q_n = q(c)$$

SE IL CICLO È PERCORSO IN SENSO ORARIO : $q(c) > 0$

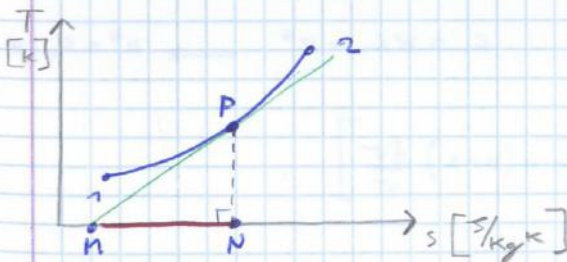
⇒ CICLO MOTORE

PER IL PRINCIPIO $q(c) = l(c) \rightarrow l(c) > 0$

CICLI MOTORI → CICLI PERCORSI IN SENSO ORARIO (DIAGRAM. DI GIBBS)

CICLI OPERATORI → CICLI PERCORSI IN SENSO ANTIORARIO (DIAGRAM. DI GIBBS)

Visto che $q(c) = l(c)$ l'area all'interno del ciclo mi indica anche l_n .



Traccio una trasformazione, nel punto P tiro la tangente che interseca sull'asse dell'entropia M. Da P traccio anche la verticale che interseca con N.

$$\overline{PN} = T \alpha \overline{MN} = \frac{dT}{ds} \overline{MN}$$

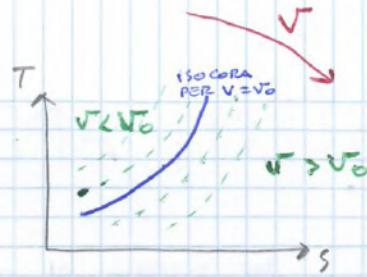
$$\frac{\overline{PN}}{\overline{MN}} = \frac{dT}{ds}$$

$$\overline{MN} = \frac{\overline{PN}}{\frac{dT}{ds}} = \frac{T}{\frac{dT}{ds}} ds = \frac{q}{dT}$$

$$\overline{MN} = \frac{q}{dT} \equiv c \leftarrow \text{VALORE SPECIFICO NEL PUNTO P DELLA TRASFORMAZIONE}$$

↑
SOTTO TANGENTE
DELLA TRASFORMAZIONE

Quarta T, se $v > v_0$

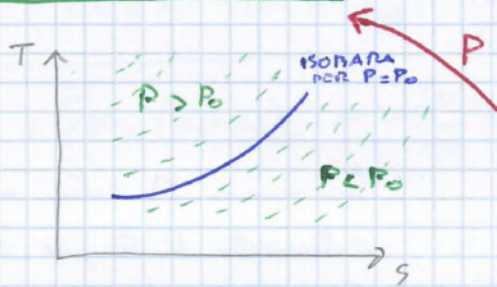


$$\textcircled{2} ds = f_p \frac{dT}{T} - R^* \frac{dP}{P}$$

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

$$ds = f_p \left[\frac{dT}{T} - \frac{(\gamma - 1)}{\gamma} \frac{dP}{P} \right] = f_p \left[\frac{dT}{T} + \left(\frac{1 - \gamma}{\gamma} \right) \frac{dP}{P} \right]$$

$$s = f_p \ln \left[\frac{T}{T_0} \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{1 - \gamma}{\gamma}} \right]$$



~~XXXXXXXXXX~~

Dott. GIAMPIERO MASINI
 Medico Veterinario Condotta
 Direttore Macello Pubblico
 BORGOMANERO (Novara)
 Via S. Francesco d'Assisi, 4 - Tel. 81.902

SISTEMI APERTI

$$W_{SP} = \frac{d(PV)}{dt}$$

$$W_{SP} = \sum_{k=1}^{NC} \pm G_k (PV)_k$$

EQUAZIONE ENERGIA CINETICA PER I SISTEMI APERTI

$$W_E + W_O + W_A + \left[\frac{dE_C}{dt} \right]_{VC} + \left[\frac{dE_P}{dt} \right]_{VC} + \sum_{k=1}^{NC} \pm G_k (e_C + e_P)_k + v \frac{dP}{dt} = 0$$

FORMULA DEL LAVORO PER UN SISTEMA APERTO

$$\tilde{l}_T = -v dP$$

BERNOULLI :

$$\left[\frac{P}{\rho} + \frac{W^2}{2} + gz \right]_{IN} = \left[\frac{P}{\rho} + \frac{W^2}{2} + gz \right]_{OUT} + l_a + l_T$$

SISTEMA DI RIFERIMENTO

• DESCRIZIONE LAGRANGIANA → int. rif. fissa nello spazio

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

X : COORDINATA SPAZIALE DELLA PARTICELLA
MATERIALE DEL SISTEMA TERMODINAMICO

X_0 : COORDINATA SPAZIALE DELL'ORIGINE DEL SISTEMA DI RIFERIM.

• DESCRIZIONE EULERIANA → int. rif. (spaziale) e' mobile con il sistema termodinamico.

(generalmente origine posta in corrispondenza del baricentro del sistema)

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

NORMALMENTE IN TERMODINAMICA SI PREFERISCE UNA DESCRIZIONE EULERIANA

GRANDEZZA ESTENSIVA GENERICA Z (ESEMPLO = V, U, H, S, M, \dots)

DERIVATA RISPETTO AL TEMPO DI Z $\left(\frac{dZ}{dt}\right)$:

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

\oplus = FLUSSI USCENTI
 \ominus = FLUSSI ENTRANTI

VC = VOLUME DI CONTROLLO (lo decide l'analisi, ma normalmente e' fatto coincidere con il bordo del sistema, condotti esclusi)

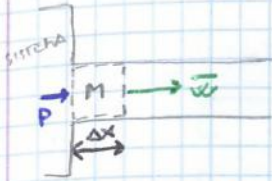
NC = NUMERO DI CONDOTTI

$$Z_k = \left(\frac{Z}{M}\right)_k$$

La variazione di Z e' dovuta sia a variazioni per effetti che avvengono all'interno del volume di controllo, oppure da variazioni portate dalle risorse di fluido che entrano dai condotti: ognuna delle quali avverte proprie caratteristiche maniche (v, h, s, \dots).

LA POTENZA DI SPOSTAMENTO:

P = pressione che agisce in sezione di unità A



LAVORO DI

SPOSTAMENTO IN

CONDOTTO K-ESIMO:

$$L_{sp}^k = \underbrace{P_k A_k}_{F_k} \cdot \Delta x_k$$

POTENZA DI SPOSTAMENTO

IN CONDOTTO K-ESIMO:

$$W_{sp}^k = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left[\frac{P_k A_k \Delta x_k}{\Delta t} \right] = P_k A_k v_k$$

VELOCITÀ

CON: $P_k A_k v_k = G_k$

Sono minore che: $W_{sp}^k = \frac{1}{\rho_k} \cdot P_k \cdot G_k$

CON $\frac{1}{\rho_k} = v_k \left[\frac{m^3}{kg} \right]$

$$\Rightarrow W_{sp}^k = (P \cdot v)_k \cdot G_k$$

PER SISTEMA CON NC CONDOTTI:

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

in altra modo:

$$G = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left[\frac{m}{\Delta t} \right]$$

$$\begin{aligned} W_{sp} &= \sum_{k=1}^{NC} \pm (Pv)_k G_k = \sum_{k=1}^{NC} \pm (Pv)_k \cdot \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left[\frac{m_k}{\Delta t} \right] \\ &= \sum_{k=1}^{NC} \pm \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left(\frac{Pv}{\Delta t} \right)_k = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \sum_{k=1}^{NC} \pm \left(\frac{Pv}{\Delta t} \right)_k = \frac{\delta(Pv)}{\delta t} \end{aligned}$$

$$v_k = \frac{V_k}{m_k}$$

$$W_{sp} = \frac{\delta(Pv)}{\delta t}$$

Integrando la formula di derivata di una grandezza estensiva rispetto a:

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

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

$$W_c + W_o + W_a + \left[\frac{dE_c}{dt} \right]_{VC} + \left[\frac{dE_p}{dt} \right]_{VC} + \sum_{k=1}^{NC} \pm G_k (e_c + e_p)_k + V \frac{dP}{dt} = 0$$

$$W_c = \left(-V \frac{dP}{dt} \right) - W_o - W_a - \left[\frac{dE_c}{dt} \right]_{VC} - \left[\frac{dE_p}{dt} \right]_{VC} - \sum_{k=1}^{NC} \pm G_k (e_c + e_p)_k$$

SE ESPANSIONE,
CONTINUISCE A
DARE POTENZA TECNICA.
SE COMPRESSIONE,
DIMINUISCE LA
POTENZA TECNICA.

CONTINUO SEMPRE
VARIANTE SEMPRE

SE FLUIDO
ACCELERA, $\Delta E_c > 0$
E LO PAGHIAMO
CON MINOR W_c
DISPONIBILE.
SE FREMA, IL
CONTARIO:
CEDE ENERGIA
CHE VA A
DISPONIBILITA'
DI W_c .

SE FLUIDO
FACE DI
QUOTA, LO
PAGHIAMO
CON MINOR
 W_c DISPONIBILE,
PERCHE' IL
FLUIDO SUCCIA
ENERGIA CHE
DIVENTA SUA
EN-POTENZIALE.
SE PERDE QUOTA,
SUCCIDE L'OPPOSTO.

ES = 2 CONDOTTI



$$G_1 = G_2 = G$$

$$-G(e_{c2} - e_{c1})$$

$$\text{se } G(e_{c2} - e_{c1}) < 0$$

$$-G(e_{c2} - e_{c1}) > 0$$

Se si considera un fluido omogeneo lineare, $W_a = 0$. In più, non considerare che non abbia W_o , ΔE_c , ΔE_p e che il fluido non acceleri né cambi quota. Brevi quindi:

$$W_c = -V \frac{dP}{dt}$$

integrando nel tempo:

$$L_c(P) = - \int_P V dP$$

IN UN SISTEMA APERTO
LAVORO SE $\Delta P \neq 0$!!
INCREDIBILE DIFFERENZA
RISPETTO AI SISTEMI CHIUSI!!

$$\tilde{l}_c = -V \Delta P$$

$$\left[\frac{p}{\rho} + \frac{w^2}{2} + gz \right]_{IN} = \left[\frac{p}{\rho} + \frac{w^2}{2} + gz \right]_{OUT} + h_t + h_a$$

EQUAZIONE DI BERNOULLI

$$h_t = \left[\frac{p}{\rho} + \frac{w^2}{2} + gz \right]_{IN} - \left[\frac{p}{\rho} + \frac{w^2}{2} + gz \right]_{OUT} - h_a$$

L'EQUAZIONE DI BERNOULLI NON È ALTRO CHE IL SOTTOCASO DELL'EQ. DELL'ENERGIA CINETICA PER SISTEMI APERTI PER FLUIDI INCOMPRESSIBILI.

I° PRINCIPIO T.D. PER SISTEMI APERTI

$$\dot{\phi} - W_{se} = \frac{dU}{dt} + \frac{dE_c}{dt}$$

$$\dot{\phi} - (W_{se}^s + W_{se}^d) = \frac{dU}{dt} + \frac{dE_c}{dt}$$

$$\dot{\phi} - (W_e + W_o + W_{sp} + \frac{dE_p}{dt}) = \frac{dU}{dt} + \frac{dE_c}{dt}$$

POSSO ESPRIMERE =

(con Z = variabile estensiva)

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

$$\frac{dZ}{dt} = \left[\frac{dZ}{dt} \right]_{vc} + \sum_{k=1}^{N_c} \pm G_k z_k$$

$$\dot{\phi} - (W_e + W_o) = \frac{d}{dt} [U + E_c + E_p]_{vc} + \sum_{k=1}^{N_c} \pm G_k \underbrace{(pV + u + e_c + e_p)}_h)_k$$

II PRINCIPIO T.D. PER SISTEMI APERTI

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

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

$$\left[\frac{dS}{dt} \right]_{VC} + \sum_{k=1}^{NC} \pm G_k \cdot S_k = \frac{\phi}{T} + \sum_{IRR}$$

Le faccio Hp di STAZIONARIETA' ($\left[\frac{dS}{dt} \right]_{VC} = 0$) e considero un sistema con 2 condotti ho:

$$\frac{\phi}{T} + \sum_{IRR} = G(S_2 - S_1)$$

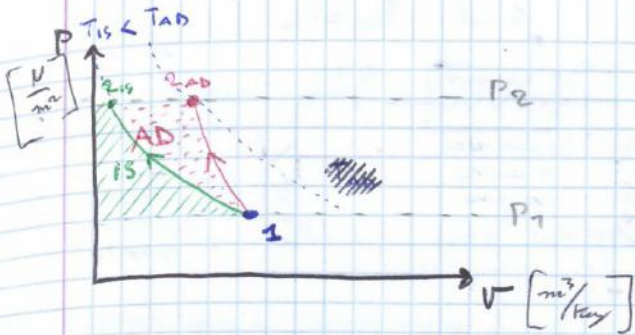
↳ ③ ADIABATICO

$$\text{Per def} = \phi = 0$$

$$G(S_2 - S_1) = \sum_{IRR} \geq 0$$

• $S_2 = S_1 \rightarrow$ SOLO SE S. REVERSIBILE

• $S_2 > S_1 \rightarrow$ NELLA REACTA'



Non abbiamo fluido a pressione P_1 e lo vogliamo comprimere a pressione P_2 .

Sono fatte in modi diversi:

(A) ADIABATICA COMPRESSIONE

$$P V^\gamma = \text{cost} = P_1 V_1^\gamma$$

(B) COMPRESSIONE ISOTERMA

$$P V = \text{cost} = P_1 V_1$$

$$l_{tAD} = - \int_1^{z_{AD}} \frac{1}{v} dp > l_{tIS} = - \int_1^{z_{IS}} \frac{1}{v} dp$$

CI VOLE PIU' LAVORO PER ANDARE A P_2 CON UNA ADIABATICA PIUTTOSTO CHE ANDARCI CON UNA ISOTERMA.

Infatti, il fatto che non si possa mettere calore verso l'esterno fa sì che esso si accumuli nel sistema, questo fa aumentare la T del fluido e crea così un'opposizione alla compressione. E' più difficile da comprimere rispetto al procedimento isoterma, quindi deve spendere maggior lavoro per comprimere.

LAVORO DELLA COMPRESSIONE ADIABATICA (PER SISTEMA APERTO)

$$l_t = \frac{\gamma}{\gamma-1} P_1 V_1 \left[1 - \beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]$$

se $P_2 > P_1$ ($\beta > 1$) cioè COMPRESSIONE $\Rightarrow l_t < 0$ ESTERNO \rightarrow SISTEMA

LAVORO DELLA COMPRESSIONE A DUE STADI INTERREFRIGERATA

MIN RISPETTO P_i :

$$[l_t] = l_{t12} + l_{t23} = \frac{\gamma}{\gamma-1} P_1 V_1 \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] + \frac{\gamma}{\gamma-1} P_2 V_2 \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_i} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]$$

$P_2 V_2$

MIN $l_t \Rightarrow P_i = \sqrt{P_1 P_2}$

MEDIA GEOMETRICA PRESSIONI INIZIALE E FINALE

in termini di β :

$$\beta_{opt} = \sqrt{\beta}$$

con $\beta = \frac{P_2}{P_1}$

LAVORO DI COMPRESSIONE ADIABATICA PER GAS IDEALI

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

$$P_1 V_1 = R^* T_1$$

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

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

$PV = R^* T$
 C_p

$$l_t = C_p T_1 \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]$$

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

$$l_t = C_p T_1 \left[1 - \frac{T_2}{T_1} \right] = C_p (T_1 - T_2) = h_1 - h_2$$

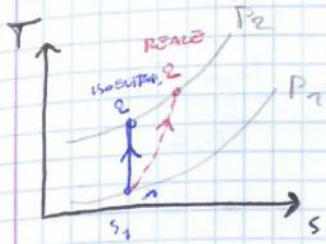
$$l_t = h_1 - h_2$$

PER I GAS

$$dh = c_p dT$$

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

La trasformazione di compressione, nella realtà, è una trasformazione ad entropia crescente



$T_{2R} > T_{2ID}$ Note che nella compressione reale si giunge a P_2 con una T_{fin} del fluido maggiore che con l'ideale.

a parità di P_2 : MAGGIORE È ΔS , MAGGIORE È ΔT , MAGGIORE È l_T

PER DISCORSO FATTO A INIZIO LEZIONE

Conclusione: MAGGIORE È ΔS → PIÙ SCARSO È IL COMPRESSORE

Per esprimere una figura di merito tra i compressori li si esprime con dei rapporti ⇒ con dei rendimenti.

FIGURA DI MERITO DEL COMPRESSORE: RENDIMENTO ISOENTROPICO DI COMPRESSIONE

$$l_c = h_1 - h_2 = c_p (T_1 - T_2) < 0$$

PER I GAS → $|l_c| = c_p (T_2 - T_1)$

T_1 è nota, e T_{amb} (isocoria aria dall'ambiente), allora il l_c dipende da T_2 : maggiore è T dell'aria che il compressore espelle fuori e maggiore è il lavoro che deve impiegare per farlo funzionare.

$$l_{c,um} = c_p (T_{2,IS} - T_1) \quad \text{perché } T_{2,IS} < T_{2,REALI}$$

$$\eta_{is,c} = \frac{|l_{T,IS}|}{|l_{T,R}|} = \frac{h_{2,IS} - h_1}{h_{2,R} - h_1}$$

PER I GAS IDEALI:

$$\eta_{is,c} = \frac{c_p (T_{2,IS} - T_1)}{c_p (T_{2,R} - T_1)} = \frac{T_{2,IS} - T_1}{T_{2,R} - T_1}$$

NOTO CHE f_p VARIA CON LA T , SE LA DIFFERENZA DI T NON È ALTA IO POSSO

CONSIDERARE UGUALI QUELLO AL NUMERATORE E QUELLO AL DEN

TRA LA T DEL PUNTO 2 IS E QUELLA DEL PUNTO 2 R

FIGURA DI MERITO PER L'ESPANSIONE = RENDIMENTO ISOENTROPICO DI ESPANSIONE

$$\eta_{15,E} = \frac{l_{c,R}}{l_{T,15}} = \frac{h_1 - h_{2,R}}{h_1 - h_{2,15}}$$

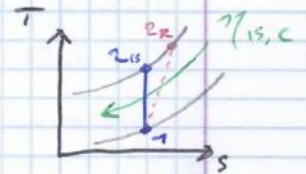
SE CAS IDEALI ?

$$\eta_{15,E} = \frac{h_1 - h_{2,R}}{h_1 - h_{2,15}} = \frac{c_p (T_1 - T_{2,R})}{c_p (T_1 - T_{2,15})} = \frac{T_1 - T_{2,R}}{T_1 - T_{2,15}}$$

Traschietto

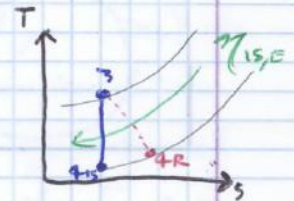
COMPRESSIONE :

$$\eta_{15,C} = \frac{l_{e,15}}{l_{c,R}} = \frac{h_{2,15} - h_1}{h_{2,R} - h_1}$$



ESPANSIONE :

$$\eta_{15,E} = \frac{l_{T,R}}{l_{T,15}} = \frac{h_{2,R} - h_1}{h_{2,15} - h_1}$$



Metodo per ricordarselo :

AL DENOMINATORE VA SEMPRE IL LAVORO PIU' GRANDE

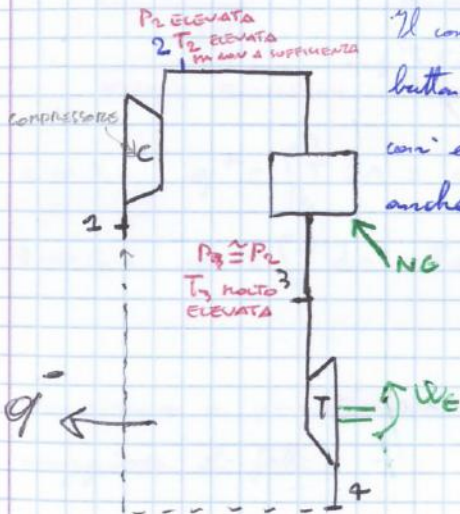
RENDIMENTO DI CICLO MOTORE

$$\eta = \frac{l_{\text{netto}}}{q^+}$$

Perché $l_{\text{netto}} = l(c) \stackrel{\text{I.P.R.T.D.}}{=} q(c)$, in macchina bitermica $= q(c) = q^+ - q^-$

$$\eta = \frac{l_{\text{netto}}}{q^+} = \frac{q^+ - q^-}{q^+} = 1 - \frac{q^-}{q^+}$$

ESEMPIO = MACCHINA TURBOGAS



Il compressore aspira aria dall'aria e la comprime, buttandola fuori a $T \approx T_{\text{ambiente}} = T_{\text{amb}}$. Non non è una T così elevata da dare effetti termodinamici. Ovviamente anche $P_{\text{uscita}} > P_{\text{entrata}}$.

L'aria a tali condizioni va in una camera dove viene immiettata del natural gas (CH4) che con l'aria in qll stato termodinamico dà una reazione di combustione. Ne consegue che nel punto 3 avremo aria T_3 molto elevata e una $P_3 \approx P_2$.

CAMBIAVO LA COMPOSIZIONE CHIMICA CAMBIERANNO ANCHE LE PROPRIETA' TERMOFISICHE DEL GAS (AD ESEMPIO IL CALORE SPECIFICO γ)

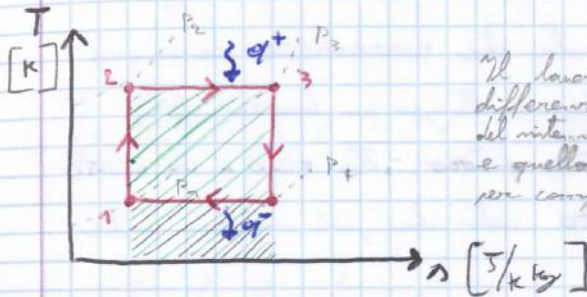
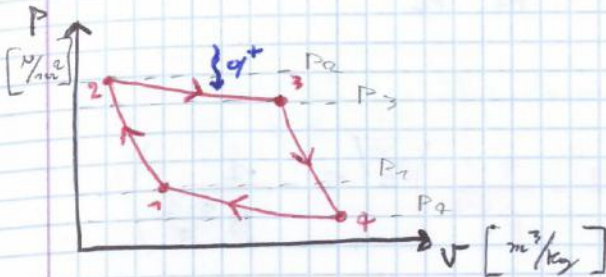
Sera' il gas che abbiamo ora e' diverso dall'iniziale! Viene poi fatto passare in una turbina perché si espanda. E' qui che viene fornito all'esterno del lavoro, che si verrà trasmesso ad un albero.

Il ciclo viene chiuso dall'ambiente. Perché un ciclo si ripeta come che alla chiusura del ciclo il fluido torni allo stato termodinamico iniziale.

CICLI A GAS

8/04/17

CICLO DI CARNOT A GAS



Il lavoro utile è la differenza tra il lavoro del sistema in espansione e quello dato al sistema per comprimerlo.

È la fase utile: perché c'è un lavoro di espansione.

1 → 2 ADIABATICA DI COMPRESSIONE (quando ciclo di Carnot è reversibile ⇒ ISOENTROPICA)

2 → 3 ISOTERMA ✓ CON FORMITA DI q^+ (al fluido - AREA STANDARD - che percorra il ciclo)

3 → 4 ADIABATICA DI ESPANSIONE (ISOENTROPICA)

4 → 1 ISOTERMA ✓ CON CESSIONE DI q^-

$$2 \rightarrow 3: q^+ = \int_2^3 T dv = T_2 (s_3 - s_2) > 0$$

$$4 \rightarrow 1: q^- = \int_4^1 T dv = T_1 (s_1 - s_4) < 0$$

$$q_l(c) = q^+ - q^-$$

$$q(c) = l(c)$$

Insieme a fine lezione che, date T_1 e T_2 , questo è il ciclo a rendimento maggiore di tutti.

$$\eta_c = 1 - \left| \frac{q^-}{q^+} \right| = 1 - \frac{T_1 (s_2 - s_1)}{T_2 (s_3 - s_2)} = 1 - \frac{T_1}{T_2}$$

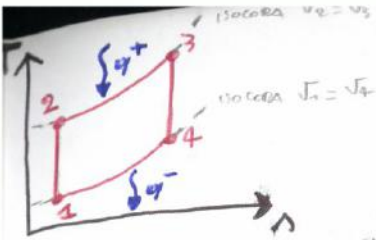
$$\eta_c = 1 - \frac{T_1}{T_2}$$

$\rightarrow T$ INFERIORE DEL CICLO
 $\rightarrow T$ SUPERIORE DEL CICLO

T_1 = è tipicamente T_{AMB}

T_2 = è una T che voglio aumentare per migliorare η .

no



...cioè con una
grande inclinazione
della isocora,
allora $P_3 > P_2$
& $P_4 > P_1$

La ϵ_v è funzione di T : il ϵ_v in $2 \rightarrow 3$ non è
maggiore del ϵ_v in $3 \rightarrow 4$. Ma io posso
approssimare che siano uguali.

NOTA: $T_1 T_3 = T_2 T_4$
↓
 $\frac{T_4 - T_3}{T_2 - T_1} = 1$

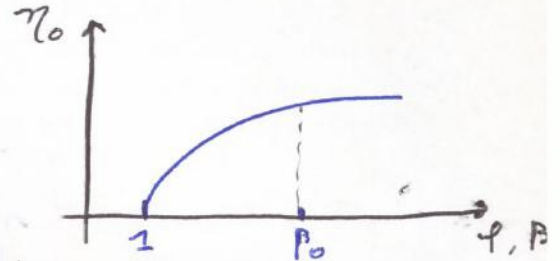
$$\eta_0 = 1 - \left| \frac{q^-}{q^+} \right| = 1 - \frac{\epsilon_v (T_3 - T_4)}{\epsilon_v (T_2 - T_1)} = 1 - \frac{T_3 - T_4}{T_2 - T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1} \frac{T_4/T_1 - 1}{T_3/T_2 - 1} = 1 - \frac{T_1}{T_2}$$

$$\eta_0 = 1 - \frac{T_1}{T_2}$$

NB: T_1 e T_2 non indicano le stesse
temperature del ciclo di Carnot.
Infatti non sono - in questo ciclo -
la T più alta e la T più bassa!

Quindi $\frac{T_1}{T_2} = \frac{1}{\rho^{\gamma-1}} = \frac{1}{\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}$ *però scrivere:*

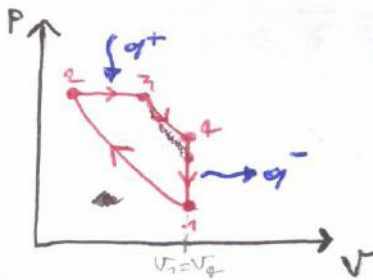
$$\eta_0 = 1 - \frac{T_1}{T_2} = 1 - \frac{1}{\rho^{\gamma-1}} = 1 - \frac{1}{\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}$$



Nel ciclo Otto la freccia è β : se io aumento troppo β
in $2 \rightarrow 3$, poi ho in $3 \rightarrow 4$ un'altra compressione che però mi porta a pressioni
talmente elevate che si ha una detonazione spontanea (non con la candela) prima
di quella che voglio provocare io.

CICLO DIESEL

(e' per fluidi a maggiore γ di quelli per ciclo Otto)



La fase della fornitura di calore non è più in un isocoro
ma in un isobara.

Non ho più la coda dell'incremento di calore che mi porta più
in ancora la pressione e quindi posso permettermi di
aumentare il rapporto di compressione meccanico β .

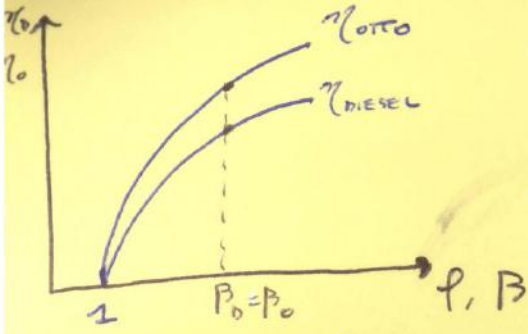
$$\eta_D = 1 - \left| \frac{q^-}{q^+} \right| = 1 - \frac{\epsilon_v (T_4 - T_1)}{C_p (T_3 - T_2)} = 1 - \frac{1}{\gamma} \frac{T_1}{T_2} \frac{\frac{T_4}{T_1} - 1}{\frac{T_3}{T_2} - 1}$$

Non posso elidere perché non ho più γ politropiche a
 $2 \rightarrow 3$ *PARALLELE*, ma 3 politropiche diverse.

ISOBARA $2 \rightarrow 3$: RAPPORTO DI INTRODUZIONE $\delta = \frac{V_3}{V_2} = \frac{T_3}{T_2}$ e' questo mi varia il volume nella fase di
introduzione del calore.

ISOBARA: $V = \frac{nRT}{P}$ $\frac{V_3}{V_2} = \frac{KT_3}{KT_2} = \frac{T_3}{T_2}$

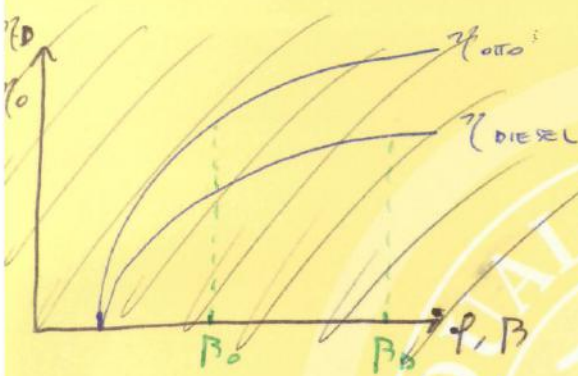
CONFRONTO RENDIMENTI CICLO OTTO - CICLO DIESEL



A parità di β , il ciclo Otto è più performante del ciclo Diesel.

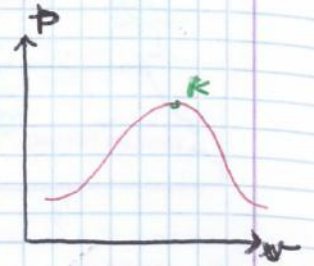
Però dimostriamo di poter lavorare a stesso β ...
 Per il ciclo Diesel posso permettermi un β molto maggiore di quello del ciclo Otto, anche doppio!

In totale, come tutti sanno, i motori Diesel sono più performanti dei motori a benzina.

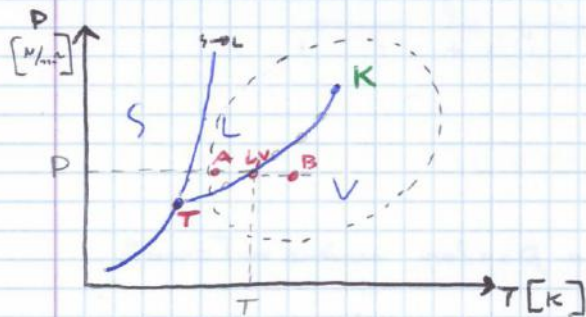


PER L'ACQUA: PUNTO CRITICO $T_K = 647,3 \text{ K}$
 $P_K = 221,2 \text{ bar}$

NB: il punto critico si vede bene anche nel grafico P, V!



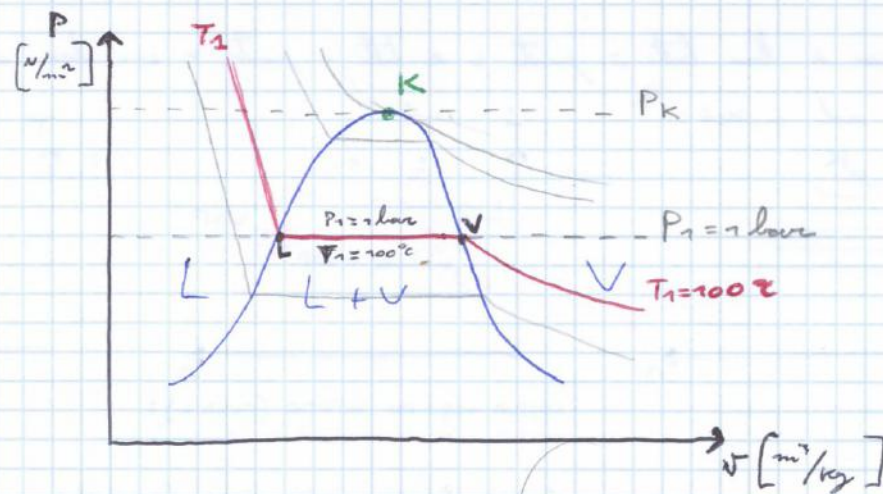
Guardiamo ora il grafico P, T:



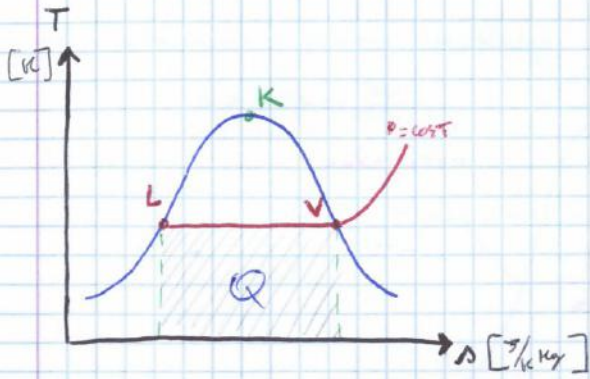
- A: liquido sottocoolato
- B: vapore suriscaldato
- T: PUNTO TRIPLO punto in cui coesistono 3 fasi.

PER L'ACQUA: PUNTO TRIPLO $T_T = 273,16 \text{ K}$
 $P_T = 0,0061122 \text{ bar}$

Sul piano di Clapeyron:



29/04/14 A



ISOBARA ($v dp = 0$)

$$q = T ds$$

$$Q = \int T ds$$

Nella trasformazione L → V ha $T = \text{cost}$ perciò:

$$Q = T(s_v - s_L)$$

CALORE DI EVAPORAZIONE - CONDENSAZIONE: $Q = T(s_v - s_L)$

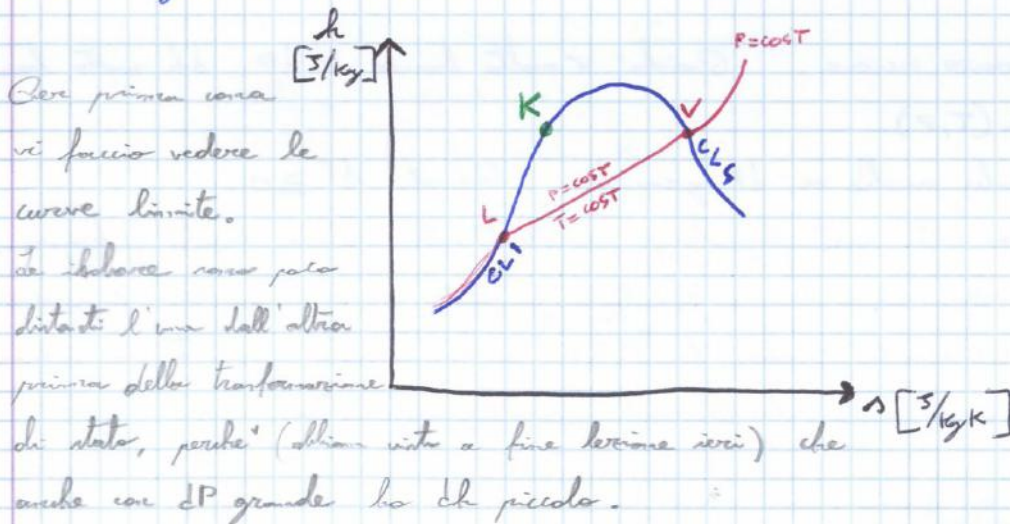
Per IPTSA: $q + v dp = dh$

$$q = dh = h_v - h_L = h_{LV}$$

ENTALPIA DI EVAPORAZIONE - CONDENSAZIONE: $h_{LV} = h_v - h_L$

DIAGRAMMA DI MOLLIER (entropia - entalpia)

È un diagramma utilissimo.

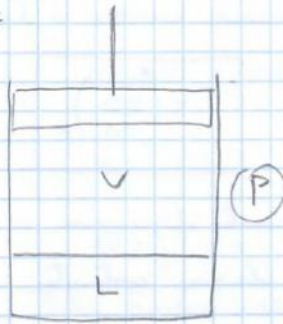
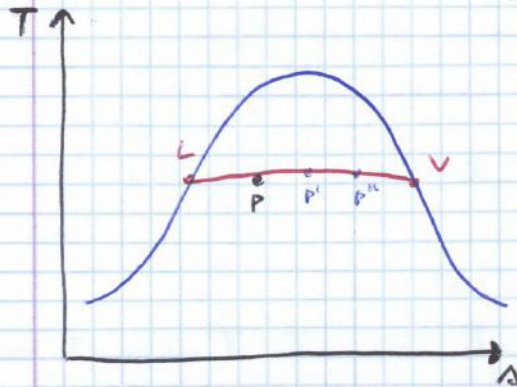


PERCHÉ HO APPROSSIMATO A RETTA LA CURVA TRA L E V?

Perché, per IPTSA: $q - (v dp) = dh$

$$T ds = dh - v dp$$

Cominciamo al diagramma di Gibbs:



Liquido e vapore sono ben separati. Come faccio a differenziare i 3 punti P? Essi sono

infatti a stessa P e stessa T.

Le posso differenziare con il concetto di TITOLO

TITOLO IN P:

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

in L: $x_L = 0$

in V: $x_V = 1$

E come definirlo analiticamente?

• $V_{TOT} = V_L + V_V = M_L v_L + M_V v_V$

Cono ora il volume molare della miscela totale:

$$v = \frac{V_{TOT}}{M_{TOT}} = \frac{M_L v_L + M_V v_V}{M_{TOT}}$$

$$= (1-x)v_L + x v_V = v$$

Allora posso scrivere che

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

Nono ragionare allo stesso modo per l'entropia al posto del volume:

• $S_{TOT} = M_L s_L + M_V s_V$

$$s = \frac{S_{TOT}}{M_{TOT}} = \frac{M_L s_L + M_V s_V}{M_{TOT}} = (1-x)s_L + x s_V$$

Per cui:

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

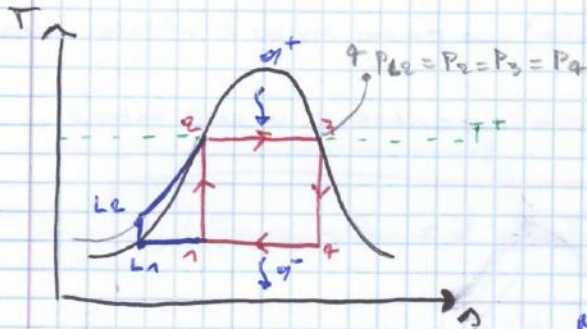
che mi è più comodo.

Nono esprimere il titolo attraverso qualunque grandezza molare, userei anche l'espressione con le entalpie:

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

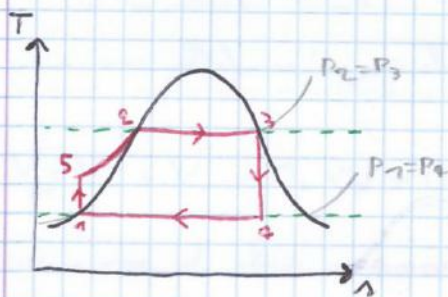
PROBLEMÁTICA TECNOLOGICA 2: riguarda il punto 2. Controllare un fluido bifase non è semplice.

Come viene modificato allora il ciclo vapore di Larnet?



La differenza è che facciamo completamente la condensazione. Qui facciamo andare al punto 5 che interseca l'isobara di 23.

NB: la fase di fornitura di calore avviene da 5 a 3, perciò non è più tutta una isoterma, rimane solo isoterma



29/04/14 B
 1-2: POMPAGGIO H_2O ^{liq.} per far entrare da P_1 a P_2
 5-2: RISCALDAMENTO H_2O LIQ fino a T_{SAT} corrispondente a P_2

HYP:

① $T_1 = 25^\circ C \leftrightarrow P_1 = 0,0317 \text{ bar}$

② $T_2 = 250^\circ C \rightarrow P_2 = 39,367 \text{ bar} = P_5$

• RAPPORTO DI COMPRESSIONE = $\frac{P_2}{P_1} \approx 1250$

MOLTO >> CHE NEI CICLI A GAS!!

• LAVORO MASSICO DI POMPAGGIO: $l_{p_{12}} = 3,98 \text{ kJ/kg}$

• LAVORO MASSICO DI ESPANSIONE: $l_{e_{34}} = 325,1 \text{ kJ/kg}$

• RAPPORTO TRA I DUE LAVORI = $\frac{l_p}{l_e} \approx 0,4\%$

RENDIMENTO: $\eta = \frac{l_m}{q^+} = \frac{l_e - l_p}{q^+} \approx \frac{l_e}{q^+}$

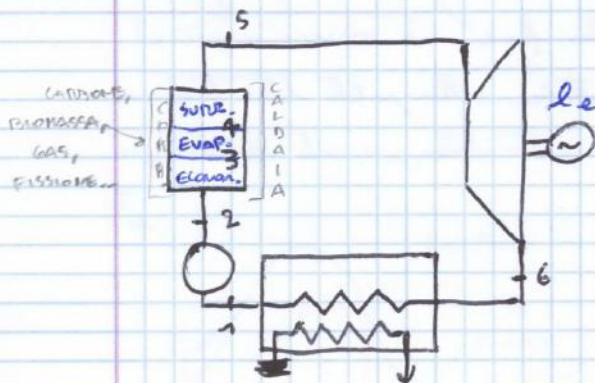
Ma può anche scriverla come: $\eta = 1 - \frac{q^-}{q^+} = 1 - \frac{T_2(s_2 - s_1)}{q^+}$

io ho che q^+ è l'area sottesa da 5-2-3, allora io un tencer: considero una verticale per 5 e introduco da Trevisi una in un punto tale che il rettangolo ABCD abbia stessa area di 5-2-3-D.



- 1-2 : POMPAGGIO H_2O LIQ.
- 2-3 : FORMITURA DI CALORE q^+ AL CICLO LUNGO ISOBARA $P_{2,3}$
- 2-3 : ECONOMIZZATORE, ~~SURRISCALDAMENTO~~ H_2O LIQUIDA
- 3-4 : EVAPORATORE, EVAPORAZIONE H_2O
- 4-5 : SURRISCALDATORE, SURRISCALDAMENTO VAPORE

→ SCHEMA IMPIANTISTICO

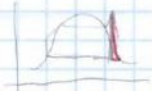


Si espande in modo da arrivare a 6 intorno ai $50^\circ C$, in questa modo il gas è molto espanso e la conduttore lavora in condizione di sottopressione.

Si tende a fare macchine a basso costo, altrimenti l'elettricità prodotta costerebbe ancora di più di adesso. Per questo le pale vengono fatte con acciai a basso costo, di tipo austenitico (quindi con poco percentuale di Cr e Ni). Con questi acciai si può raggiungere $T_5 \approx 650-700^\circ C$.

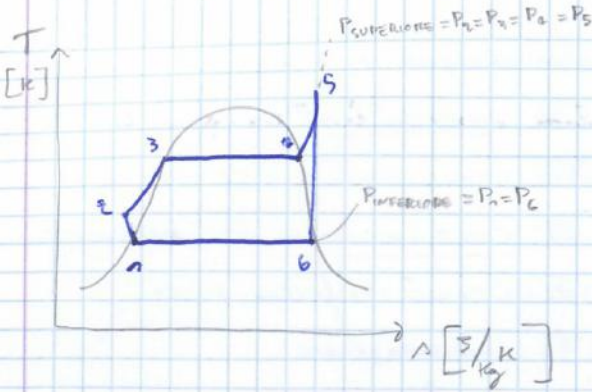
Ad esempio se $P_5 = 140$ bar e blocco a $T_5 = 700^\circ C$, quando espande a $T_6 = 52^\circ C$ e $P_6 \approx 0,13$ bar ottengo $x_6 = 0,85$.

MA QUESTO $x = 0,85$ È OTTENUTO CON UNA ISENTROPICA. Ma la realtà è diversa! Non siamo isentropici, l'entropia aumenta. Per il titolo è un vantaggio, perché vorremmo dire che aumenterà.



Ma non mi basta ancora per lavorare in sicurezza.

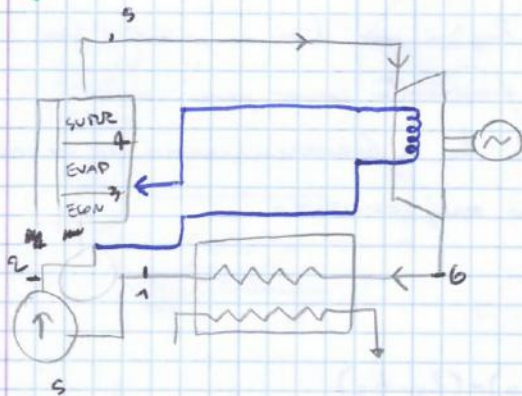
2/05/19



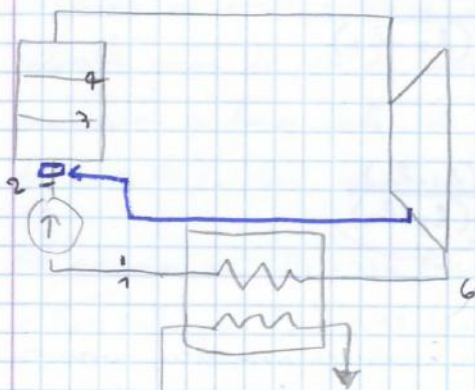
$$\eta_R = 1 - \frac{T_{CONDENSAZIONE}}{T_{MEDIA}}$$

(di incremento di calore q_r)

Non abbiamo ancora fatto nulla per migliorare la parte 2-3, che è molto debole. La si può migliorare usando una cosa che abbiamo già visto ed è il **riscaldamento rigenerativo**.

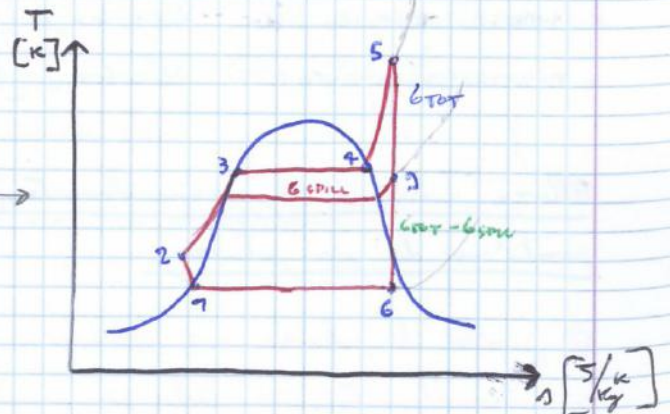
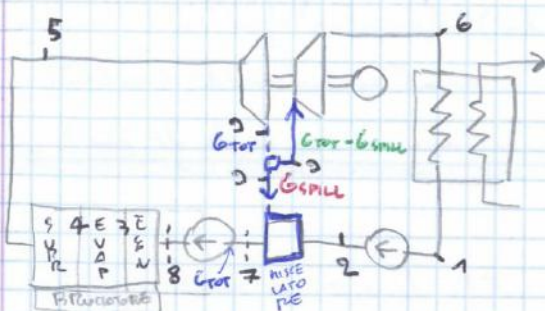


Torrebbe da prendere calore dal fluido caldo che sta espandendo in turbina. Ma tecnicamente non è possibile perché la turbina è palette coltate su un albero ecc..



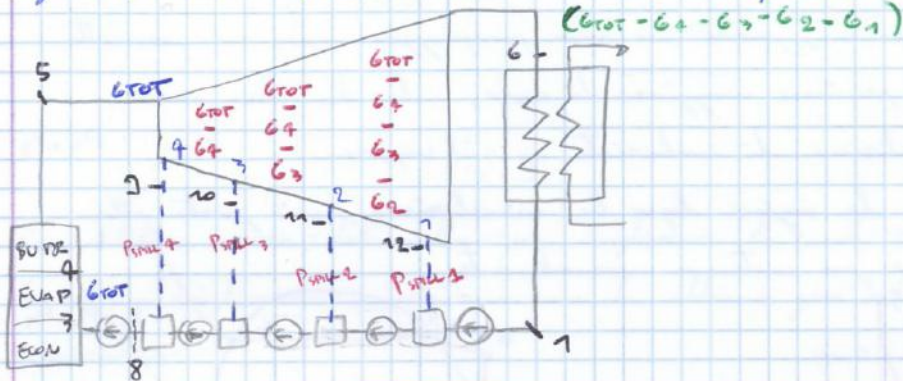
Basta però agire così: prelevare del vapore in turbina, caldo, e lo vado a miscelare con l'acqua che deve entrare in caldaia.

Questo processo si chiama: **RIGENERAZIONE FRAZIONATA** (equilibrato da turbina vapore)



NR = SPILLAMENTI PLURIMI (AD ESEMPIO 4)

Un solo spillamento oltre la temperatura dell'acqua proprio di poco.
 Negli impianti c'è tipicamente tutta una serie di spillamenti.



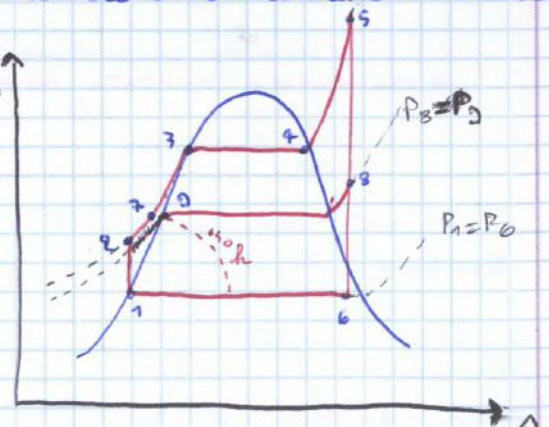
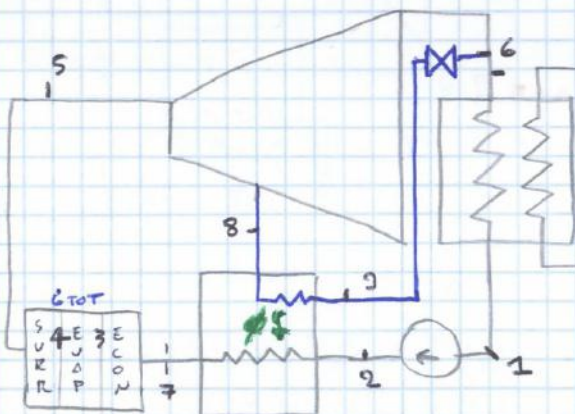
IPTDIA:

$$\eta = \frac{W_N}{Q_{IN}} = \frac{G_{TOT}(h_5 - h_9) + (G_{TOT} - G_4)(h_9 - h_{10}) + (G_{TOT} - G_4 - G_3)(h_{10} - h_{11}) + (G_{TOT} - G_4 - G_3 - G_2)(h_{11} - h_{12}) + (G_{TOT} - G_4 - G_3 - G_2 - G_1)(h_{12} - h_{13})}{G_{TOT}(h_5 - h_8)}$$

SCAMBIATORE A PARETE

Te assenti al posto del miscelatore uno scambiatore che tiene separati i due fluidi?
 Come farcela ottenendo stesso effetto? e' meno efficace

MA
 - PIU' SEMPLICE E MENO COMPLESSO L'IMPIANTO
 $P_5 = P_7 = P_3 = P_2 = P_6$



NON NECESSITO DI UNA SECONDA POMP A:

$$P_7 = P_2 = P_3 = P_4 = P_5$$

∇ = VALVOLA DI LAMINAZIONE. La P_3 e' piu' alta di P_6 . Te voglio reimmettere il vapore nel ciclo devo portarlo a P_6 grazie alla valvola di laminazione.