



Corso Luigi Einaudi, 55 - Torino

Appunti universitari

Tesi di laurea

Cartoleria e cancelleria

Stampa file e fotocopie

Print on demand

Rilegature

NUMERO: 1139

DATA: 20/10/2014

A P P U N T I

STUDENTE: Di Paolo

MATERIA: Macchine + Eserc.

Prof. Ferraro

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.

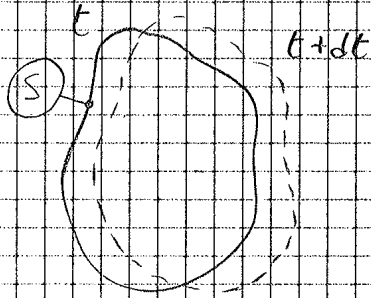
ATTENZIONE: QUESTI APPUNTI SONO FATTI DA STUDENTIE NON SONO STATI VISIONATI DAL DOCENTE.
IL NOME DEL PROFESSORE, SERVE SOLO PER IDENTIFICARE IL CORSO.

PRINCIPI DELLA TERMODINAMICA

Abbiamo 2 tipologie:

- 1) Lagrangiana (o sostanziale)
- 2) Euleriana (o locale)

① Si individua un SISTEMA masse, lo si segue nel tempo e si scrivono tutti i bilanci energetici che coinvolgono tale sistema nell'intervallo di tempo scelto



S = SISTEMA

t = tempo

t + dt = il sistema si è spostato

$$dQ = dL_{gs} + dU^* + dE_c + dE_w + dE_{gr}$$

$\underbrace{\hspace{10em}}_{dE_{c,w,gr}}$

NB: il corsivo è usato × le grandezze GENERICHE; lo stampatello × le grandezze PER UNITÀ DI MASSA

dQ

$$dQ = dQ_{conduzione} + dQ_{convezione} + dQ_{irraggiamento}$$

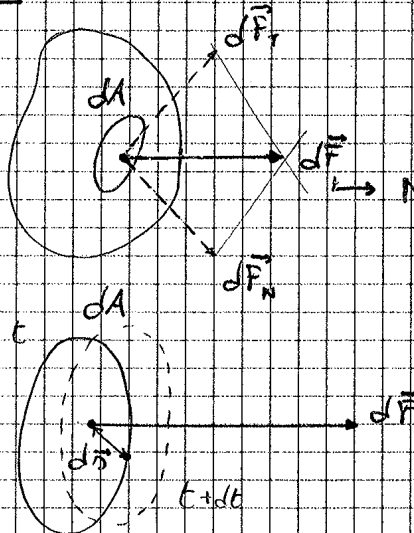
dU^*

$$dU^* = dU_{termica} + dU_{chimica}$$

$U^* = \text{ENERGIA INTERNA}$

↳ è di agitazione molecolare

dL_{gs}



↳ NB: non è obbligatoria che sia ⊥

$d\vec{s} = \text{SPOSTAMENTO}$

La $d\vec{F}$ fa un lavoro $d^3L_{gs} = d\vec{F} \cdot d\vec{s}$

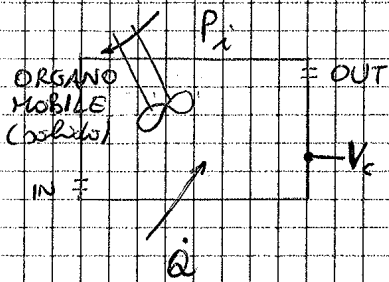
Per ottenere tutto il lavoro fatto integriamo su tutta la superficie

$$dL_{gs} = \int_{(S)} d\vec{F} \cdot d\vec{s} \quad \text{Lavoro tra } t \text{ e } t+dt$$

(S) → SUPERFICIE

2

Enziamo l'attenzione su un VOLUME DI CONTROLLO V_c



L'organo mobile porta fuori lavoro (MACCHINA MOTRICE) o introduce lavoro (MACCHINA OPERATRICE)

P_i = POTENZA INDICATA

La vera utilità del Metodo Locale si riscontra nei casi di:

- a) Moti permanenti
- b) Moti ciclici

3

$$Q = L_i + \Delta i^* + \Delta E_c + \Delta E_w + \Delta E_{op}$$

L_i = LAVORO INDICATO (è di solito quello che si serve)

↳ NB: nel metodo ortogonale non è che non è, semplicemente non compare che già compreso nell' L_i

Q

È il calore ricevuto da 1kg di massa durante tutto l'attraversamento del V_c

non è che non è, semplicemente non compare che già compreso nell' L_i

i^*

$$i^* = i + U_{ch}$$

i = ENTALPIA

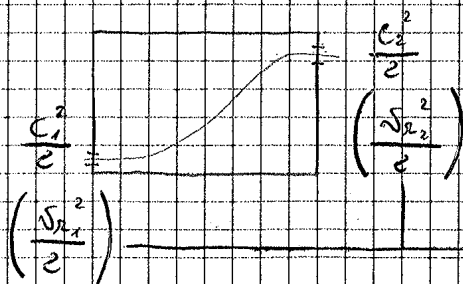
$$\Delta = OUT - IN$$

L_i

Lavoro fatto 1kg durante l'attraversamento del V_c

$$\Delta E_c, \Delta E_w, \Delta E_{op}$$

Sono tutte differenze tra OUT e IN



C = sel. ASSOLUTE

$\sqrt{r_2}$ = sel. RELATIVE

↳ NB: se il sistema NON è INERZIALE

$$\tau = \mu \frac{v}{h} = \mu \cdot \gamma$$

→ Esso il collegamento tra sforzo e velocità di deformazione.

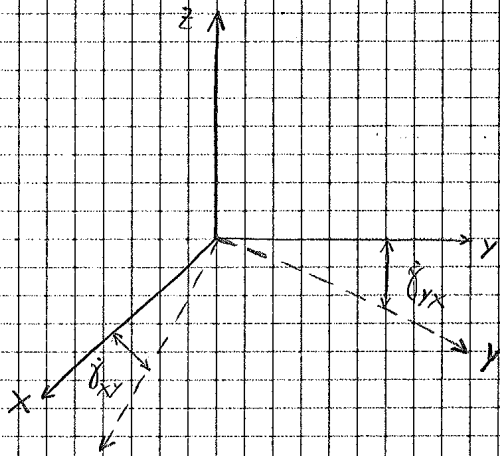
Caso + generale

$$\dot{\Delta} = \begin{pmatrix} \dot{\epsilon}_x & \dot{\gamma}_{xy} & \dot{\gamma}_{xz} \\ \dot{\gamma}_{yx} & \dot{\epsilon}_y & \dot{\gamma}_{yz} \\ \dot{\gamma}_{zx} & \dot{\gamma}_{zy} & \dot{\epsilon}_z \end{pmatrix}$$

$\dot{\epsilon}_x$ = all. con cui un elemento si allunga lungo l'asse x
 ↳ stessa cosa $\dot{\epsilon}_y$ e $\dot{\epsilon}_z$

$\dot{\Delta}$ = TENSORE DELLE VEL. DI DEFORMAZIONE

dove $\dot{\gamma}_{xy} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x} \right)$



in generale $\dot{\gamma}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial j} + \frac{\partial v_j}{\partial i} \right)$

Abbiamo individuato lo stato di sollecitazione di deformazione del fluido

Proprietà dei tensori

$$\dot{\Pi} = \begin{pmatrix} \dot{\sigma}_{x\text{principale}} & 0 & 0 \\ 0 & \dot{\sigma}_{y\text{pa}} & 0 \\ 0 & 0 & \dot{\sigma}_{z\text{pa}} \end{pmatrix}$$

Descrizione matematica usando la terna di riferimento principale

• $\dot{\sigma}_x + \dot{\sigma}_y + \dot{\sigma}_z = \text{COST}$ (è un INVARIANTE)

$\Rightarrow \dot{\sigma}_m = \frac{\dot{\sigma}_x + \dot{\sigma}_y + \dot{\sigma}_z}{3} = \text{COST}$ → è qta la grandezza che entra in gioco nella pressione p dell' EQ. DI STATO

$$p \cdot \Delta = RT$$

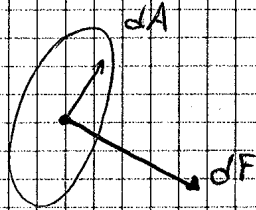
Anche x il tensore $\dot{\Delta}$ sale la stessa proprietà

$\dot{\epsilon}_m = \frac{\dot{\epsilon}_x + \dot{\epsilon}_y + \dot{\epsilon}_z}{3} = \text{COST}$

①

Abbiamo delle $\tau = \mu \frac{dW}{dJ}$ essendo μ piccole \Rightarrow anche le τ sono piccole e si ritorna al caso + semplice in cui

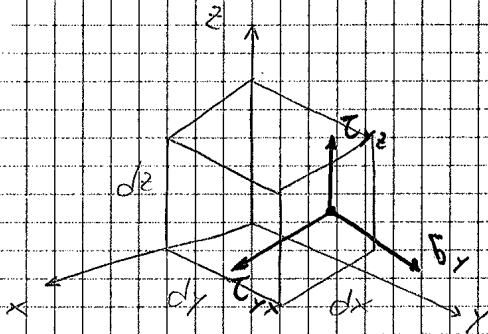
$$\frac{\tau}{\mu} = \begin{vmatrix} \delta & 0 & 0 \\ 0 & \delta & 0 \\ 0 & 0 & \delta \end{vmatrix} \quad \delta = p$$



Le macchine che rientrano nel campo

① sono le **MACCHINE VOLUMETRICHE**

Calcolo di $L_{w,m}$ e relazione con il diagramma T-S



Abbiamo in tutto 18 termini ed alcuni di essi si semplificano e possiamo scrivere

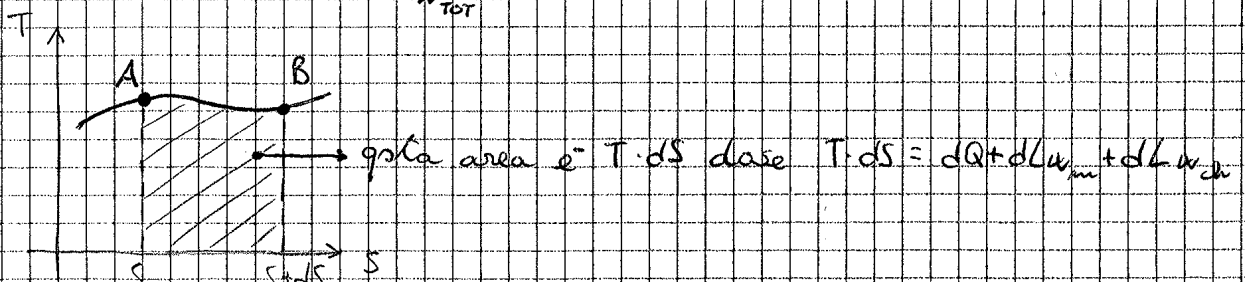
$$dQ + dL_{w,m} = dU^* + p dS$$

≥ 0 SEMPRE \rightarrow NB: se sono < 0 è sbagliato ed è inutile andare avanti

II PRINCIPIO

$$T \cdot dS = dQ + dL_{w,m} + \underbrace{dL_{w,ch}}_{\geq 0}$$

$dL_{w,tot}$

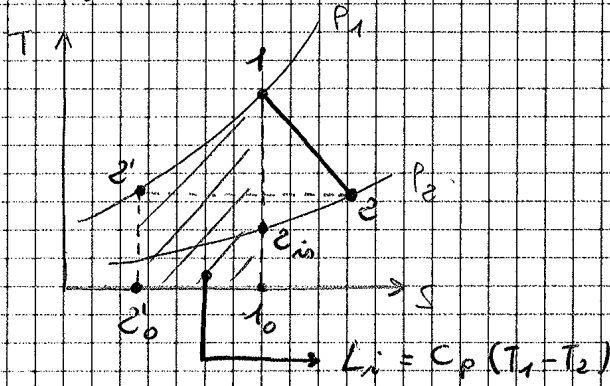


MP: ingenerale nello Stato Singolo $\Leftrightarrow \Delta E_c$ e TRASCURABILE

Nel caso di GAS PERFETTI

$$di = c_p dT$$

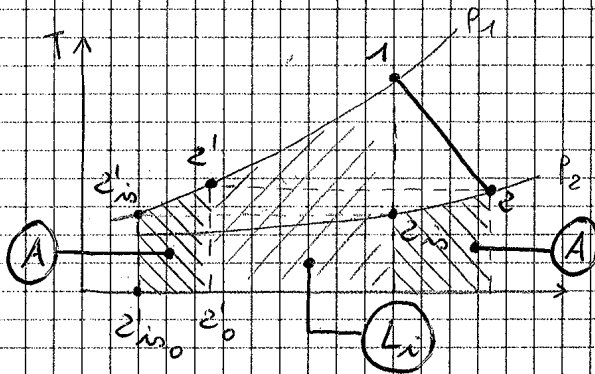
$$\Rightarrow L_i = - \int c_p dT = -c_p(T_2 - T_1) = c_p(T_1 - T_2)$$



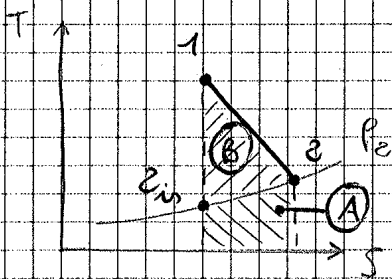
$L_{i,ns} = L_i + L_{w,ms}$? \rightarrow NO

Dimostriamolo

$$L_{i,ns} = c_p(T_1 - T_{2,ns})$$



$$L_{i,ns} = L_i + A$$



$$B = \text{area } 1-2-2_{ns}$$

$$A = L_{w,ms} - B$$

$$\Rightarrow L_{i,ns} = L_i + L_{w,ms} - B$$

vediamo che $L_i \neq$ della formulazione precedente

$$L_{w,ms} = A + B$$

- $\Delta E_w = 0$ (che plus ad un sistema INERZIALE in cui la terra x, y, z è fissa)
- $\Delta E_{gr} = 0$ (la combustione inizia e finisce alla stessa quota)

* Nel caso $\alpha > \alpha_{sc}$

$$Q = L \frac{d\sigma}{dx} + \Delta U^* + \Delta E_{c,w,gr} = 0 \Rightarrow \Delta U^* = 0$$

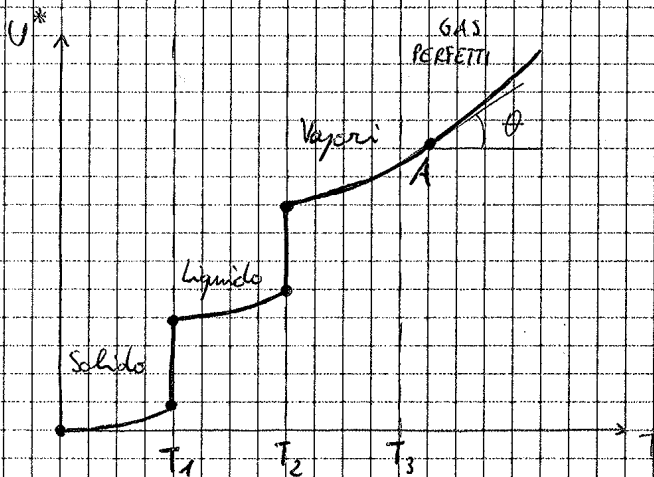
$L = 0$ (le superfici sono grise)

$$\Rightarrow U^* = \text{COST}$$

$$\Rightarrow U_c + U_{ch} = \text{COST}$$

Se $U_{ch} \downarrow \Rightarrow U_c \uparrow$ ed è giusto che l' E_{ch} non può andare da nessuna parte perché le ipotesi tutto è $\sigma \approx 0 \Rightarrow$ l'unica cosa in cui può trasformarsi è E_{term} . Viceversa se $U_c \downarrow$

• GAS COMBUSTI



$$U^* = U_c + U_{ch}$$

\Rightarrow in GAS COMBUSTI $U_{ch} = 0$

$$\Rightarrow U^* = U_c$$

Non è che è 0, ma semplicemente non riusciamo a sfruttare la

Nei gas perfetti si ha tutta una serie di comodità:

$$p \cdot v = R \cdot T$$

$$R = \text{COST} \quad R' = C_p'(T) - C_v'(T) = \text{COST}$$

$$C_p = C_p'(T)$$

$$C_v = C_v'(T)$$

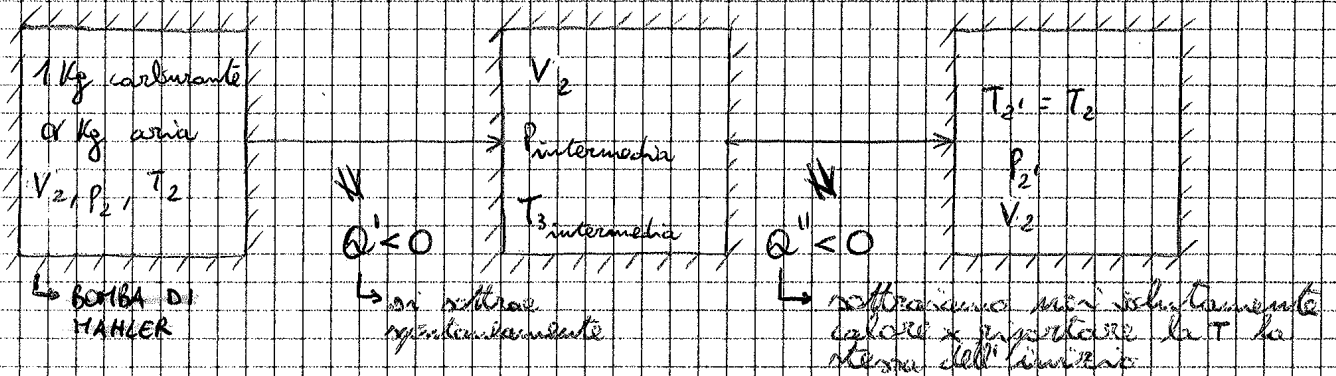
Se prendiamo un pt. A nei gas perfetti abbiamo $\log \theta \propto \alpha_v$

$$dU_c' = C_v' dT$$

$$\frac{dU_c'}{dT} = C_v' = \frac{dU^*}{dT}$$

$C_v'(T) \uparrow$ se $T \uparrow$

Descriviamo meglio il POTERE CALORIFICO inferiore H_{i5}



=> definiamo $H_{i5} = |Q'| + |Q''|$ POTERE CALORIFICO INFERIORE

Misura dell' H_{i5} per calcolare la T_{3id}

Applichiamo il I PRINCIPIO in forma sostanziale al sistema $(1+\alpha)$ Kg da 2 a 2'

$$Q = \int_{2}^{2'} \frac{1}{\rho} + \Delta U^* + \Delta E_{cin,ogr} = 0$$

$$Q = \Delta U^* \quad \text{dove} \quad Q = Q' + Q'' = -H_{i5}$$

$$-H_{i5(T_2)} = \Delta U^*$$

$$\Delta U^* = (1+\alpha)(U_{2'}^* - U_2^*)$$

$$\Rightarrow -H_{i5(T_2)} = (1+\alpha)(U_{2'}^* - U_2^*)$$

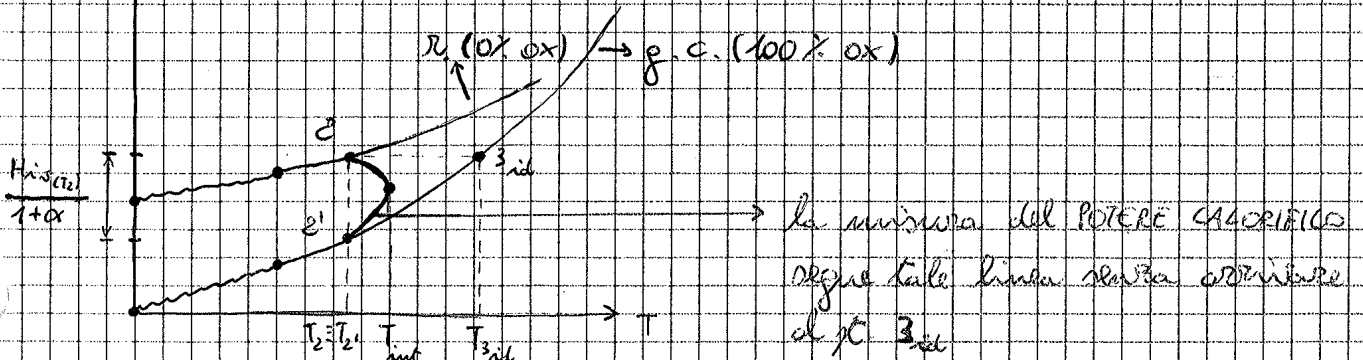
NB: Q' e Q'' sono entrambi ≤ 0

NB: i pt. 2 e 2' sono presi dal grafico precedente

$$\frac{H_{i5(T_2)}}{1+\alpha} = (U_{2'}^* - U_2^*) \quad \text{MISURA DEL POTERE CALORIFICO}$$

NB: non + di 1kg di carburante ma di 1kg di miscela

IMP: il segmento 22' rappresenta genericamente l' $H_{i5(T_2)}$ dunque non la T_{3id} (che non $v = \text{cost}$ o $p = \text{cost}$); sarà un certo numero KJ/kg .



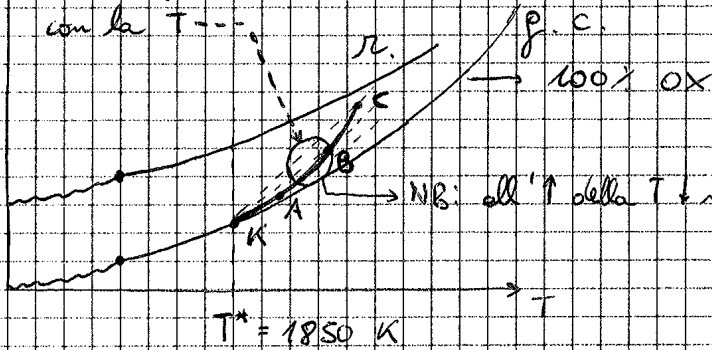
COMBUSTIONE CON DISSOCIAZIONE

U^*

= LINEA DI DISSOCIAZIONE

linee a grado di DISSOCIAZIONE crescente con la T

IMP: la linea dei g.c. è la stessa di quella al 100% OX fino al pt. K e poi continuare fino al pt. C

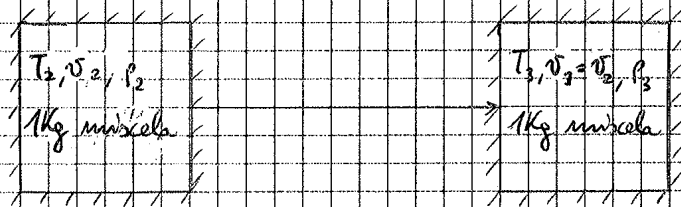


NB: all' T^* della T e il grado di OX

K = sotto tale pt. l'OX è assente; al di sopra c'è OX
 T^* = TEMPERATURA CRITICA

→ Risolviamo il problema

Consideriamo



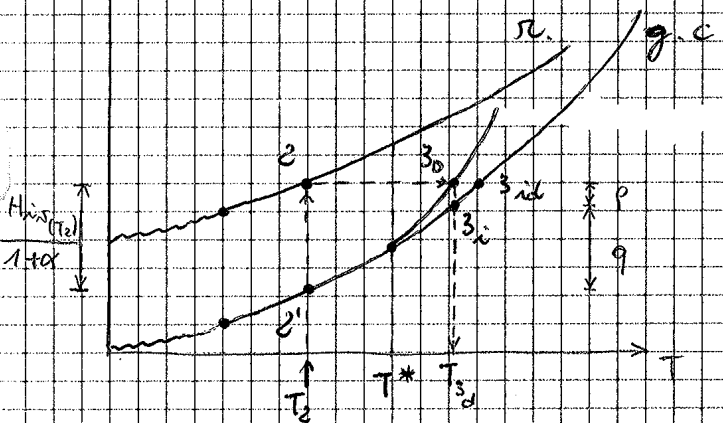
$$\dot{Q} = \dot{L} \dot{p}_2 + \Delta U^* + \dot{L} \dot{E}_{s, w, q} = 0$$

$\dot{L} = 0$

$$\Rightarrow \Delta U^* = \text{cost}$$

è la stessa costante nel caso ideale

U^*



T_{3i} è solo un pt. utile per scegliere i calcoli

$$\frac{H_{i,s}(T_2)}{1+\alpha} = p + q$$

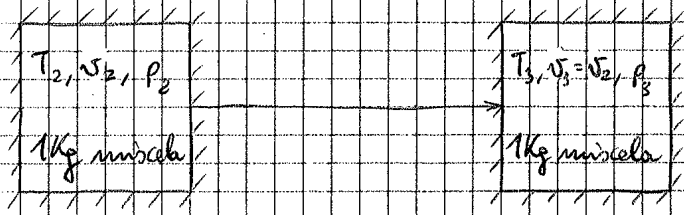
da cui

$$\begin{cases} q = U_{3i}^* - U_{2'}^* = C'_{v,m} (T_{3i} - T_2) = C'_{v,m} (T_{30} - T_2) \\ p = K (T_{30} - T^*)^2 \quad + T_{30} > T^* \end{cases}$$

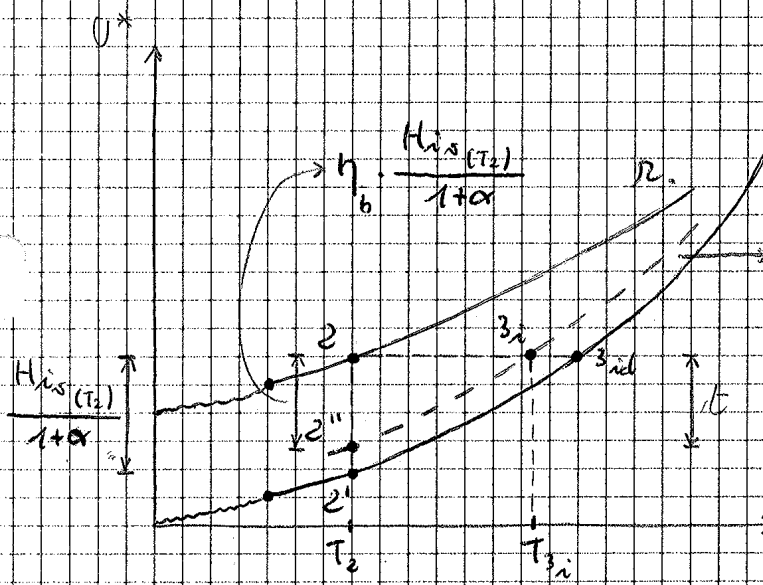
$$\Rightarrow \frac{H_{i,s}(T_2)}{1+\alpha} = C'_{v,m} (T_{30} - T_2) + K (T_{30} - T^*)^2$$

↳ espressione ricavata sperimentalmente

COMBUSTIONE IN PRESENZA DI INCOMBUSTI



$$Q = L_{gs} + \Delta U^* + \Delta E_{c/w,gs} = 0 \Rightarrow \Delta U^* = 0$$



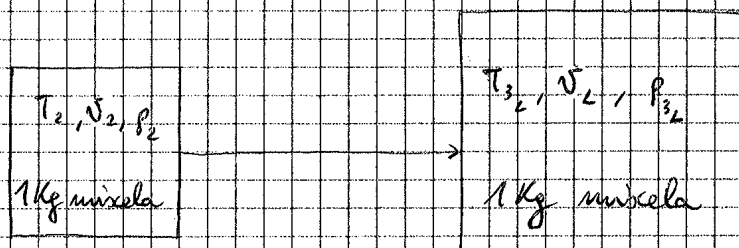
la presenza di INCOMBUSTI porta a considerare una curva con grado di CX non massimo, ma (mg molto prossima (1; 1,5 X))

η_b = RENDIMENTO DI COMBUSTIONE (≈ 1)
 è un dato sperimentale

$$\eta_b \cdot \frac{H_{i,s}(T_2)}{1+\alpha} = U_2^* - U_{2''}^* = U_{3''}^* - U_{2''}^* = C_{v,m}'' (T_{3''} - T_2)$$

$$\Rightarrow \frac{H_{i,s}(T_2)}{1+\alpha} = \frac{C_{v,m}''}{\eta_b} (T_{3''} - T_2)$$

COMBUSTIONE A VOLUME VARIABILE



NB: c'è perché "L" x kg dato che le pareti si devono spostare a causa LAVORO DI SFERF.

$$Q = L_{gs} + \Delta U^* + \Delta E_{c/w,gs} = 0 \Rightarrow L_{gs} + \Delta U^* = 0 \quad L_{gs} > 0$$

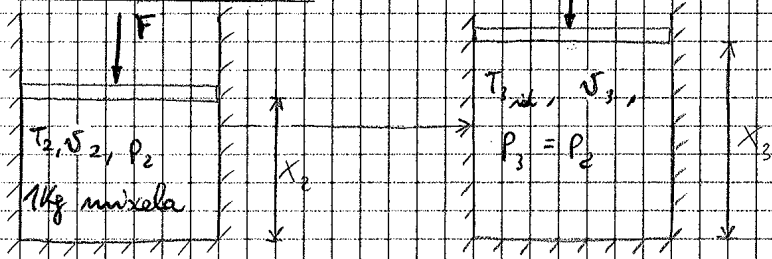
$\frac{\Delta U_{ch}}{< 0} + \Delta U_k + L_{gs} = 0 \Rightarrow$ in qst caso abbiamo tutte E_{ch} trasformate in E_k e lavoro ($\Delta U_{ch} = \Delta U_k + L_{gs}$)

$$\int_{\alpha}^{\alpha_{st}} \frac{d\alpha}{1+\alpha} \cdot \frac{h_{i,s}(T_2)}{1+\alpha} = c'_{vm} (T_3 - T_2) + K (T_3 - T^*)^2 - Q + L_{g_0}$$

$$\alpha \leq \alpha_{st}$$

COMBUSTIONE e p=COST

Calcolo della $T_{3,rd}$



$F = A_s \cdot p_2$ $A_s = \text{AREA STANTUFFO}$

$Q = L_{g_0} + \Delta U^* + \Delta E_{c,w,gr}$

$L_{g_0} = \int_2^3 F \cdot dx = F (X_3 - X_2) = p_2 \cdot A_s (X_3 - X_2) = p_2 A_s X_3 - p_2 A_s X_2 = p_2 V_3 - p_2 V_2$

ma $p_2 = p_3 \Rightarrow L_{g_0} = p_3 V_3 - p_2 V_2 = \Delta(pV)$

$L_{g_0} + \Delta U^* = L_{g_0} + \Delta U_c + \Delta U_{ch} = \underbrace{\Delta(pV) + \Delta U_c + \Delta U_{ch}}_{\Delta i \text{ (ENTALPIA)}}$

\hookrightarrow dove $i = U_c + pV$

$L_{g_0} + \Delta U^* = \Delta i + U_{ch}$ chiamiamo $i^* = i + U_{ch}$

$L_{g_0} + \Delta U^* = \Delta i^*$

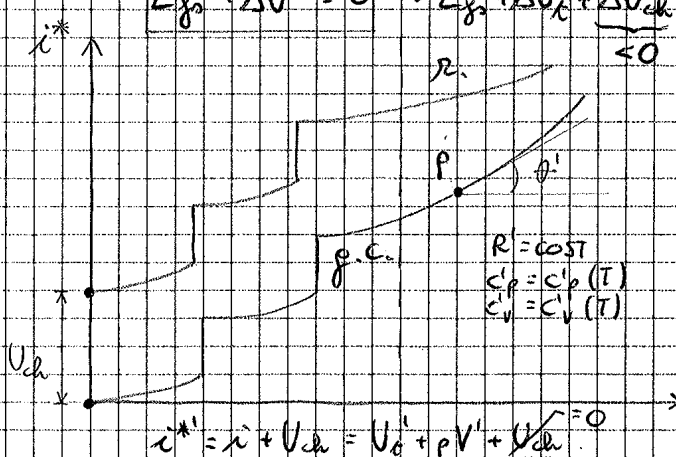
$\Rightarrow Q = \Delta i^* + \Delta E_{c,w,gr}$ IMP: valida $\Leftrightarrow p=COST$

IPOTESI $\left\{ \begin{array}{l} \text{Combustione ideale} \\ Q=0 \\ \Delta E_{c,w,gr} \end{array} \right. \Rightarrow \Delta i^* = 0 \rightarrow i^* = \text{COST} \Rightarrow i_{3,rd} = i_2$

$L_{g_0} + \Delta U^* = 0 \rightarrow L_{g_0} + \Delta U_c + \Delta U_{ch} = 0$

< 0 (perdiamo E_{ch} che in parte "occorre" moltiplicata da altre parti:

- $\uparrow E_{interm}$
- parzialmente su L_{g_0}

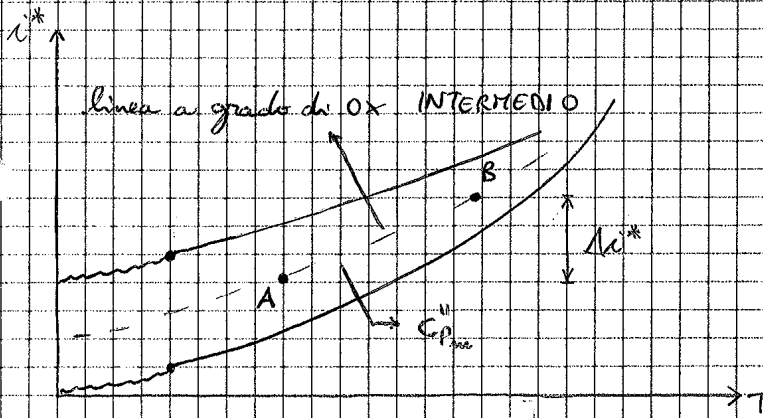


$R = \text{COST}$
 $c_p = c'_p(T)$
 $c'_v = c'_v(T)$

$L_g \theta' \propto c'_p$
 $di = c'_p dT$

$pV = R'T$

$i^* = i + U_{ch} = U_c' + pV' + U_{ch}' = 0$



$$T_B^* - T_A^* = (T_B - T_A) + (U_{ch_2} - U_{ch_1}) + C''_{pm} (T_B - T_A)$$

$$\frac{H_{i,p}(T_2)}{1+\alpha} = C''_{pm} (T_{3,rd} - T_2)$$

↳ ricerca la $T_{3,rd}$

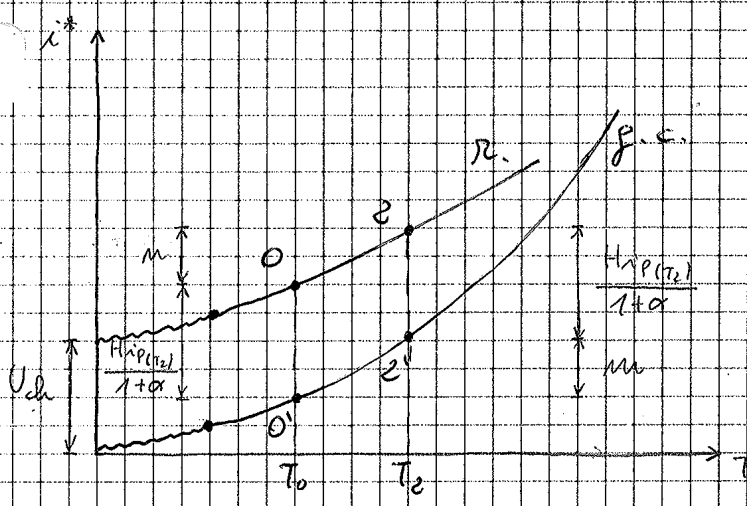
(p=cost) $\eta \cdot \frac{H_{i,p}(T_2)}{1+\alpha} = C''_{pm} (T_3 - T_2) + K (T_3 - T^*)^2 - Q$

$\alpha \geq \alpha_{se}$

N.B.: in entrambe le formule non compare $T_{3,rd}$ che è già calcolata e messa dentro

$\alpha \leq \alpha_{se}$

(p=cost) $\eta \cdot \frac{\alpha}{\alpha_{se}} \cdot \frac{H_{i,p}(T_2)}{1+\alpha} = C''_{pm} (T_3 - T_2) + K (T_3 - T^*)^2 - Q$

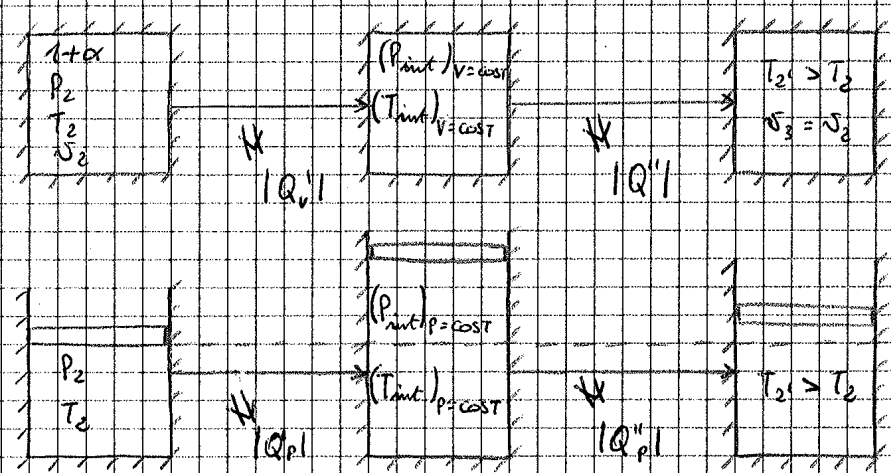


$m = C''_{pm} \cdot (T_2 - T_0)$

$m' = C''_{pm} \cdot (T_2 - T_0)$

Come per $H_{i,s}$, nota una certa T_{gas} o calcolare gli altri T

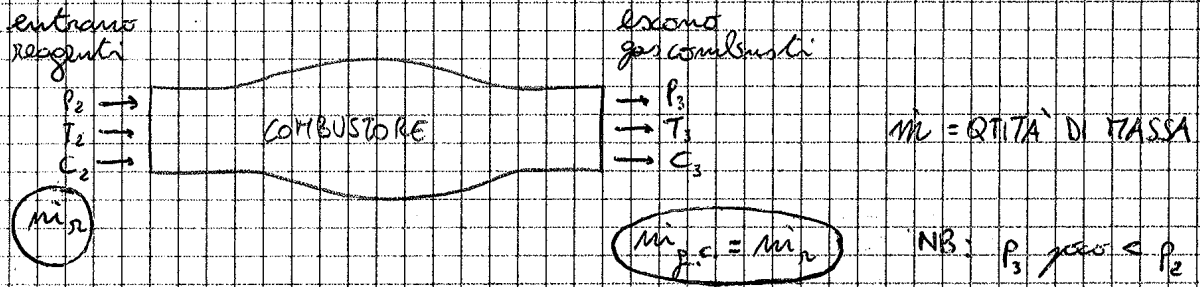
Legame tra POTERE CALORIFICO e p=cost e V=cost



$H_{i,S}(T_2) = |Q_v''| + |Q_p''|$

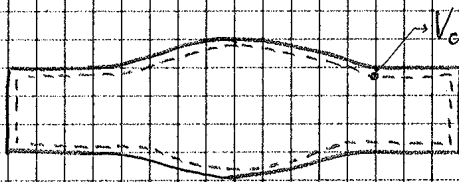
$H_{i,p}(T_2) = |Q_p''| + |Q_p''|$

COMBUSTIONE IN FLUSSO PERMANENTE



$\alpha > \alpha_{st}$

NB: i flussi permanenti richiedono un volume di controllo V_c



$$Q = L_i + \dot{m}i^* + \Delta E_c + \Delta E_w + \Delta E_{ge}$$

IPOTESI

$Q \approx 0$

$\Delta E_{ge} = 0$

$\Delta E_c \approx 0$

$L_i = 0$

$\Delta E_w \approx 0$

(che non si è riusciti a fare da esperimenti oppure molto all'interno del V_c)

$$\Rightarrow \Delta i^* = 0 \rightarrow i^* = \text{cost} \rightarrow i_3^* = i_2^*$$

$$\eta_b \cdot \frac{H_{wp}(T_2)}{1+\alpha} = C_{p,m} (T_3 - T_2) + K (T_3 - T^*)^2$$

↳ NB: non è a $p = \text{cost}$, ma formalmente si tratta allo stesso modo

• Se $T_3 < 1850 K$

$$\eta_b \cdot \frac{H_{wp}(T_2)}{1+\alpha} = C_p (T_3 - T_2)$$

Quel lavoro massimo $L_{i,max}$ ottenuto da 1 kg di carburante?

$$\eta_g = \frac{\text{Effetto utile}}{\text{Spesa}} = \frac{L_i}{L_{i,max}}$$

NOTAZIONI:

$Q_1 =$ calore FORNITO

$Q_2 =$ calore SOTTRATTO

$Q = Q_1 - Q_2$

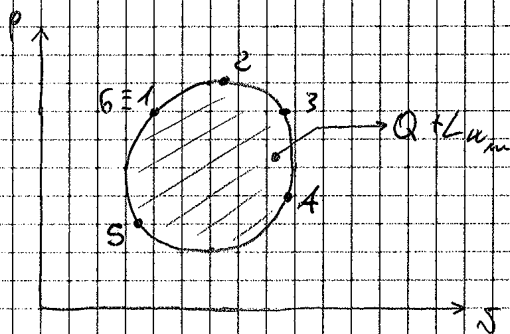
Passando al I PRINCIPIO * un sistema chiuso

$$Q = L_i + \cancel{\Delta W_k} + \cancel{\Delta W_{ch}} + \cancel{\Delta E_{cinetica}}$$

$$\Rightarrow Q = L_i \rightarrow Q_1 - Q_2 = L_i$$

$$\Rightarrow Q + L_{wm} = L_{gs} + L_{wm} = L_i + L_{wm} \quad \text{AREA CIRCONFERENZA}$$

• Vediamo la stessa trasformazione nel DIAGRAMA p-V



I PRINCIPIO (Sostanziale)

$$Q + L_{wm} = \cancel{\Delta W_k} + \cancel{\Delta W_{ch}} + \int p dV \quad \Delta = 0 \text{ (ciclo)}$$

$$\Rightarrow Q + L_{wm} = \int p dV$$

↳ anche qst'area è $Q + L_{wm}$ e quindi è all'area del diagramma T-S

⇒ anche qst'area sarà

$$Q + L_{wm} = L_{gs} + L_{wm} + L_i + L_{wm}$$

TURBINE

Macchina motrice costituita da una successione di condotti fissi e mobili (rotanti) attraversati da un fluido che compie lavoro sulle pareti dei condotti rotanti. Esse raccolgono l' E_c e l'ENTALPIA di un fluido e la trasformano in ENERGI



D = DISTRIBUTORE

G = GIRANTE

$$D + G = \text{STADIO}$$

Come abbiamo visto in "Elementi di macchine" il Lavoro Inter-
nale:

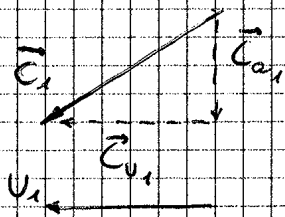
$$L_i = \frac{P_i}{\omega} = C_{v_1} \cdot U_1 - C_{v_2} \cdot U_2 \quad \text{LAVORO INTERNO} \quad P_i = \text{POTENZA INDICATA}$$

Se:

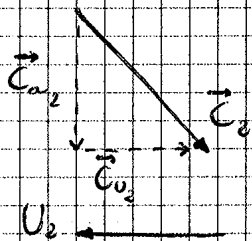
$L_i > 0 \Rightarrow$ MACCHINA MOTRICE (TURBINA)

$L_i < 0 \Rightarrow$ MACCHINA OPERATRICE (COMPRESSORE, POMPA)

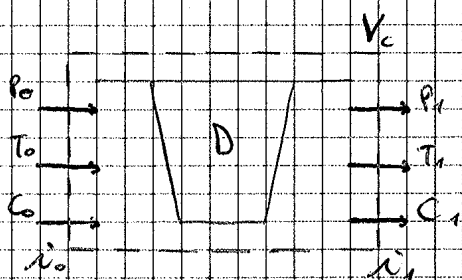
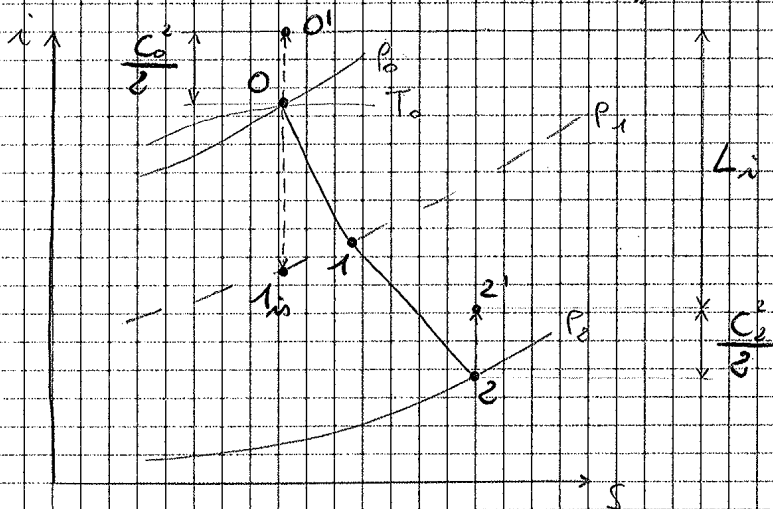
Dal "Triangolo delle Velocità" precedente, la \vec{C}_1 così come la \vec{C}_2 possono scomporsi in 2 settori



Se C_{v1} ha lo stesso verso di $U_1 \Rightarrow C_{v1} > 0$



Se C_{v2} ha verso opposto di $U_2 \Rightarrow C_{v2} < 0$



Applichiamo il I PRINCIPIO

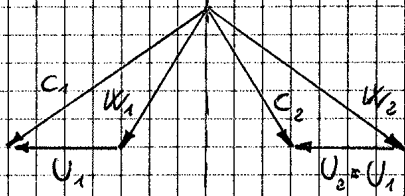
$$Q = L_i + \Delta i + \Delta \left(\frac{C^2}{2} \right) + \Delta E_c + \Delta E_u + \Delta E_{gr}$$

$Q = 0$ (non c'è nulla di caldo che si mangia)

$Q \approx 0$

\neq TURBINA *Ke sono macchine in cui la

superficie esterna della macchina con cui si può scambiare calore è relativamente piccola e quindi il flusso di calore può essere trascurato



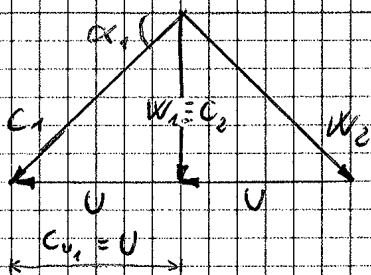
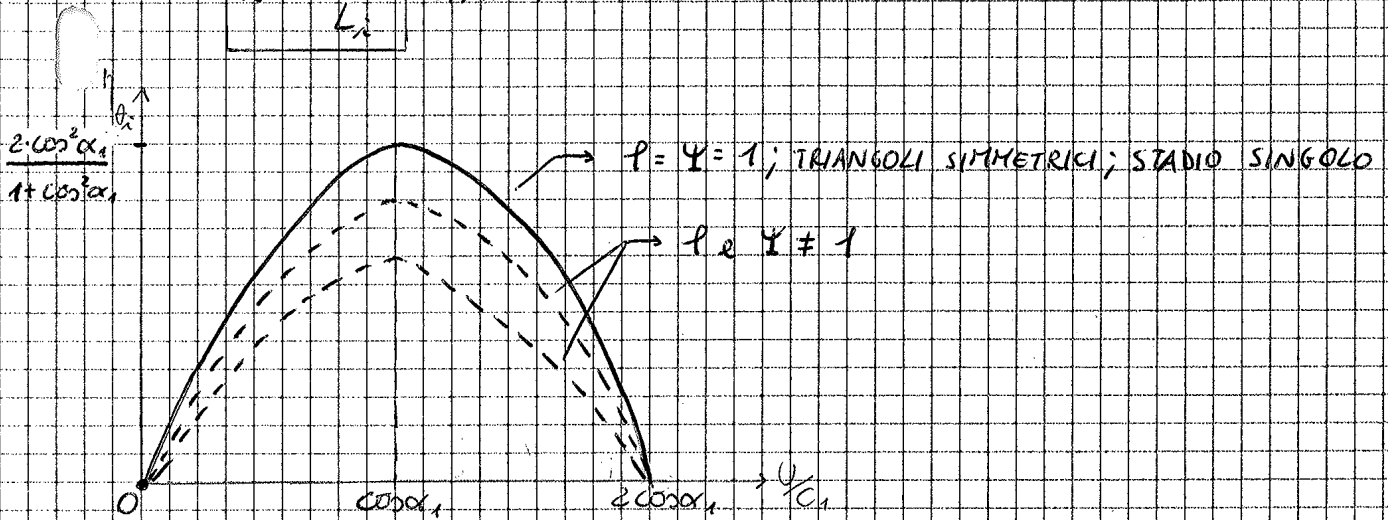
$$\begin{aligned} |C_1| &= |W_2| \\ |W_1| &= |C_2| \end{aligned} \Rightarrow \text{TRIANGOLI SIMMETRICI}$$

Nelle turbine a reazione si definisce un GRADO DI REAZIONE come il rapporto tra la caduta di entalpia nella girante e la caduta complessiva. Il GRADO DI REAZIONE può essere espresso secondo 2 differenti formulazioni.

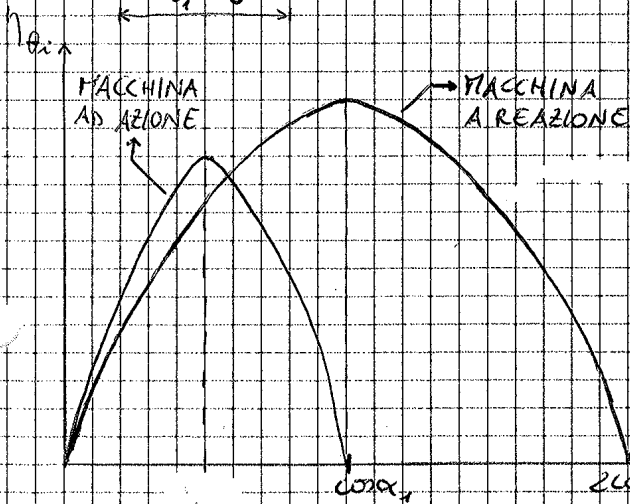
$$X = \frac{\Delta h_{ig}}{\Delta h_{ig} + \Delta h_{ig}} \quad \text{GRADO DI REAZIONE TERMODINAMICO}$$

Δh_{ig} (GIRANTE) Δh_{ig} (DISTRIBUTORE)

$$R = \frac{\Delta h_g}{L_i} \quad \text{GRADO DI REAZIONE CINEMATICO}$$



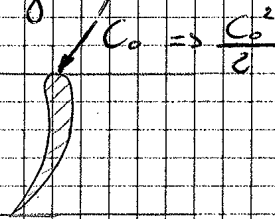
Triangolo in condizioni di max rendimento



NB: gli diagrammi sono fatti pensando a $\frac{C_2}{C_1}$ PERSA con $p = \gamma = 1$ e quindi tali rendimenti con tali formule sono validi solo a l'ultimo stadio di una turbina

- Vediamo che la MACCHINA A REAZIONE è migliore

Se il disegno precedente rappresenta un tratto intermedio



$$C_{0A} \approx C_{2A} \quad (\approx = \text{allo stadio precedente})$$

$$C_{0R} \approx C_{2R} \quad (// \quad // \quad //)$$

ingresso D

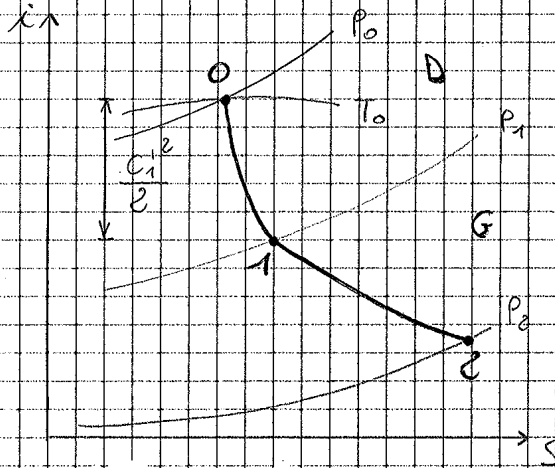
$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{C_{0A}^2}{2} \approx \frac{C_{2A}^2}{2} \\ \frac{C_{0R}^2}{2} \approx \frac{C_{2R}^2}{2} \approx \frac{1}{\sigma} \frac{C_{2A}^2}{2} \end{array} \right.$$

ingresso G

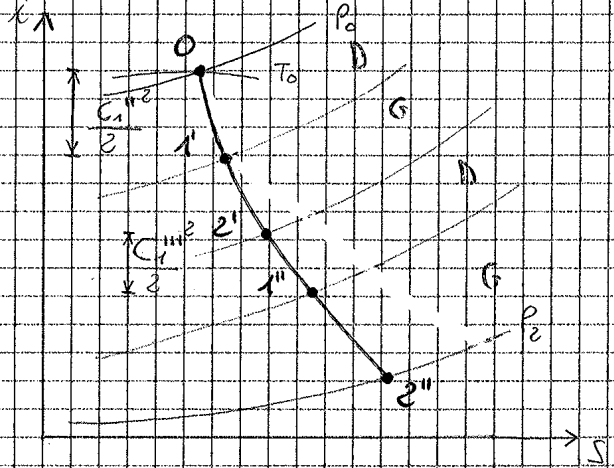
$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{W_{1A}^2}{2} \\ \frac{W_{1R}^2}{2} \approx 0,4 \frac{W_{1A}^2}{2} \end{array} \right.$$

- Visto che la MACCHINA A REAZIONE è migliore ora vediamo quanti numeri di stadi conviene fare

SALTO ENTALPICO IN 1 STADIO



SALTO ENTALPICO IN 2 STADI



Per come ho deciso di fare le cose in qst caso avrò:

$$\frac{C_1''^2}{2} \approx \frac{C_1'''^2}{2} \approx \frac{1}{2} \cdot \frac{C_1^2}{2}$$

C'è una sola differenza: l'uscita dell' E_{cin} dell'ultimo stadio.

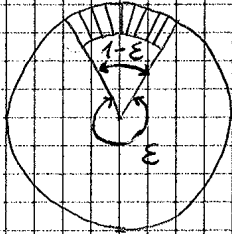
Se chiamo l' E_{cin} in uscita all'ultimo stadio della turbina a 2 stadi $\frac{C_2'''^2}{2}$, si vede che $\frac{C_2'''^2}{2} \approx 0,5 \frac{C_2^2}{2}$; dove $\frac{C_2^2}{2}$ è l' E_{cin} in uscita dal'ultimo stadio della turbina a singolo stadio.

⇒ IN CONCLUSIONE è meglio fare + stadi x avere ↓ perdite di E_{cin} .

IN CONCLUSIONE

- La MACCHINA AD AZIONE ha una U + bassa, in particolare:
 $U_A \approx 0,7 U_R$

- Le MACCHINE AD AZIONE sono PARZIALIZZABILI → nel D possiamo avere palette x un certo angolo ed il resto senza palette



$$\dot{m} = \epsilon \cdot \pi \cdot d \cdot l \cdot C_{1r} \cdot \rho \cdot (1 - \epsilon)$$

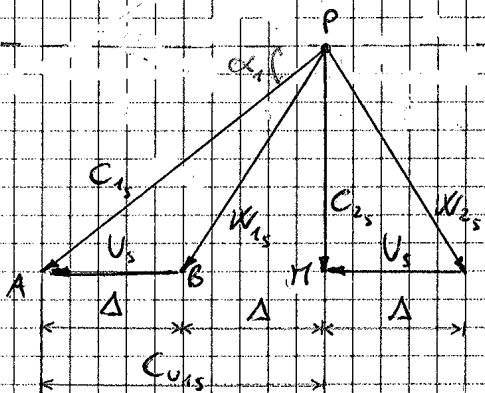
di solito $\epsilon = 0,9 \rightarrow 1 - \epsilon = 0,1$

↳ ⇒ l si può ↑ di 10 volte

⇒ in testa a tutte le turbine c'è sempre una MACCHINA AD AZIONE che parzializza. La macchina a REAZIONE è molto buona, ma appena si considera la portata \dot{m} di iniezione essa degrada ⇒ in qrt caso la MACCHINA AD AZIONE è la migliore

TURBINE AD AZIONE A SALTII DI VELOCITA'

• SINGOLO STADIO



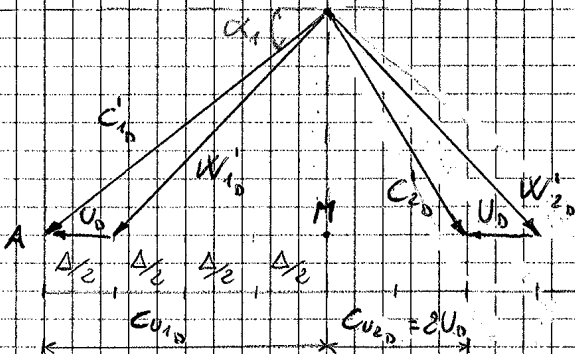
$\phi = \psi = 1$

↳ $W_{2s} = W_{1s}$

$\Delta = U_s = \frac{1}{2} C_{012}$

Ora consideriamo qta macchina

• DOPPIO STADIO



$\phi = \psi = 1$

↳ $W'_{20} = W'_{10}$

$C'_{20} > C_{2s} \Rightarrow$ perdita di $E_{cin} \rightarrow$ per non perderla entriamo in un 2° STADIO

• Vediamo i lossi

STADIO SINGOLO

$$L_{i_s} = U_s \cdot C_{u_{1s}} - U_s \cdot C_{u_{2s}} = 0 \rightarrow L_{i_s} = U_s \cdot C_{u_{1s}} = 2U_b \cdot 4U_b = 8U_b^2$$

$$L_{i_s} = 8U_b^2$$

STADIO DOPPIO

$$L_{i_{1D}} = U_b \cdot C_{u_{1D}} - U_b \cdot C_{u_{2D}} = 4U_b^2 - U_b(-2U_b) = 6U_b^2$$

↳ ke stesso valore

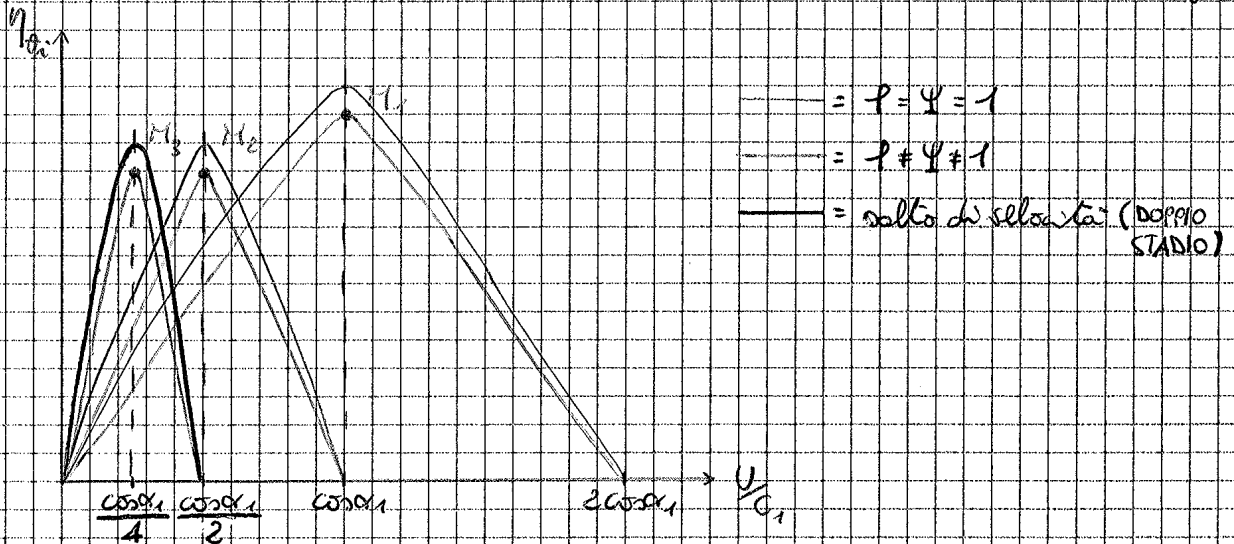
$$L_{i_{2D}} = U_b \cdot C_{u_{1D}}'' - U_b \cdot C_{u_{2D}}' = 2U_b^2$$

↳ = 0 (x ke 1)

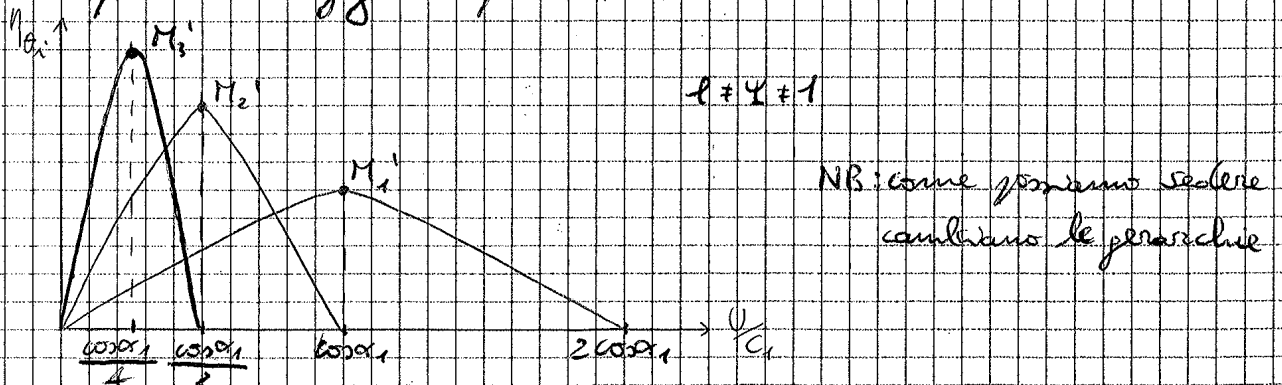
$$\Rightarrow L_{i_D} = L_{i_{1D}} + L_{i_{2D}} = 6U_b^2 + 2U_b^2 = 8U_b^2 \rightarrow L_{i_D} = 8U_b^2$$

$$\Rightarrow L_{i_D} = L_{i_s} \Rightarrow \eta_{\theta_{i_D}} = \eta_{\theta_{i_s}}$$

NB: abbiamo trovato e molti x dimostrare che i rendimenti sono uguali



• In presenza di fughe in pt. M_1, M_2, M_3 si abbassano



3

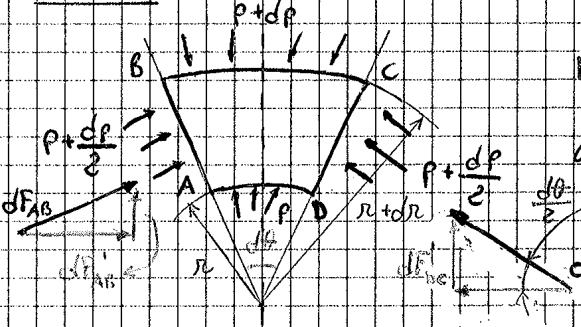
$C_{pr} \approx 0 \rightarrow$ comporta solo $\vec{c}_{CENTRIFUGA}$ e di conseguenza solo \vec{F} di inerzia di tipo centrifugo

$$\vec{F}_{CENTRIFUGHE} + \vec{F}_{INERZIA} = 0$$

il fluido non si sposta da un filetto all'altro: un filetto che giace tra 2 raggi continua a rimanere confinato tra quei 2 raggi

In sistemi di cui che è stato detto non analizziamo o studiamo l'EQUILIBRIO

RADIALE



NB: l'elemento ha profondità unitaria

massima di pte p da lungo ad una F

$$dF_{DC} = dF_{DC} \cdot \frac{dr}{r} = \left(p + \frac{dp}{2}\right) dr \cdot \frac{d\theta}{2}$$

$$dF_{AB} = dF_{DC}$$

Calcoliamo pte F

- AD $p \cdot r \cdot d\theta \cdot 1$
- BC $(p+dp) \cdot (r+dr) \cdot d\theta \cdot 1$
- DC $dF_{DC} = \left(p + \frac{dp}{2}\right) \cdot dr \cdot 1$

Risultante delle pressioni

$$\downarrow (p+dp) \cdot (r+dr) \cdot d\theta - p \cdot r \cdot d\theta - \cancel{r \left(p + \frac{dp}{2}\right) \cdot dr \cdot \frac{d\theta}{2}}$$

$$(p+dp) \cdot r \cdot d\theta + (p+dp) dr d\theta - p r d\theta - p dr d\theta - \frac{dp}{2} dr d\theta$$

$$\cancel{p r d\theta} + \cancel{p dr d\theta} + \cancel{p dr d\theta} + \cancel{p dr d\theta} - \cancel{p r d\theta} - \cancel{p dr d\theta} - \frac{dp}{2} dr d\theta$$

$$dp r d\theta + dp dr d\theta - \frac{dp}{2} dr d\theta$$

infinitesimi di ordine superiore

(1)

$$\Rightarrow \boxed{dp r d\theta} \text{ FORZA DELLE PRESSIONI} \rightarrow \text{direzione verso il basso}$$

Ora vediamo la $F_{CENTRIFUGA}$

$$dF_{centrif} = m \cdot \vec{c} = \int r d\theta dr \cdot 1 \cdot \vec{c}_{centrif} = \int r d\theta dr \cdot 1 \cdot \frac{C_v^2}{r}$$

$$\Rightarrow \boxed{dF_{CENTRIF} = \int r d\theta dr \frac{C_v^2}{r}} \text{ (2) } \rightarrow \text{direzione verso l'alto}$$

Ora scriviamo l'equilibrio

$$dp r d\theta = \int r d\theta dr \frac{C_v^2}{r} \Rightarrow \boxed{\frac{C_v^2}{r} = \frac{1}{r} \frac{dp}{dr}} \text{ (3) } \text{ EQUAZIONE DELLA DINAMICA DEL FLUIDO}$$

Trasformando la (6) nella (8) si vede come quest'ultima ha solo 1 soluzione:

$$\begin{cases} C_A = \text{cost} & \text{al variare di } r \\ C_v \cdot r = \text{cost} & \text{al variare di } r \end{cases}$$

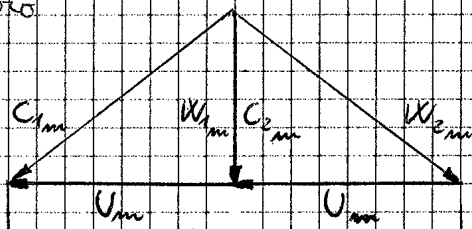
↳ EQUAZIONE DEL VORTICE LIBERO

Triangoli delle velocità

Penso ad un triangolo di velocità molto particolare, ma molto usato, con:

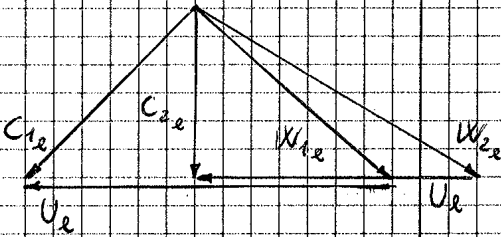
- $C_{A1} = C_{A2}$
- $R = 0,5$ a metà palette (raggio medio \rightarrow valore "m")

Centro



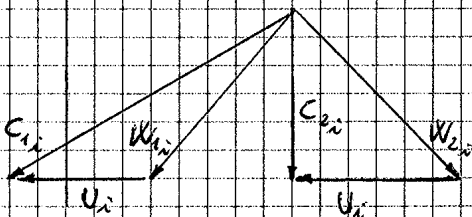
$$C_{2m} \equiv C_{A2} = C_{A1}$$

Punta (raggio esterno) $R \approx 1$



$C_v \cdot R = \text{cost} \Rightarrow C_v \cdot R = C_{vm} \cdot R_m$
 ↳ ma in punta $R_e > R_m$
 \Rightarrow x mantenere la costante
 deve essere $(C_{v1})_e < (C_{v1})_m$

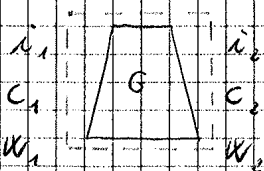
Radice (raggio interno) $R \approx 0$



$C_v \cdot R = \text{cost} \Rightarrow C_v \cdot R = C_{vm} \cdot R_m$
 ↳ ma in radice $R_i < R_m$
 \Rightarrow x mantenere la costante
 deve essere $(C_{v1})_i > (C_{v1})_m$

Grado di Reazione

$$R = \frac{\Delta i_0}{i_i} \quad \text{GRADO DI REAZIONE CINEMATICO}$$



$$R = \frac{i_2 - i_1 + \Delta E_c + \Delta E_w + \Delta E_{gr}}{i_i} \approx 0 \Rightarrow i_2 - i_1 + \frac{W_2^2}{2} - \frac{W_1^2}{2} - \frac{U_2^2}{2} + \frac{U_1^2}{2} = 0$$

↳ solo ora posso $U_2 \approx U_1$

$$i_2 - i_1 + \frac{W_2^2}{2} - \frac{W_1^2}{2} = 0$$

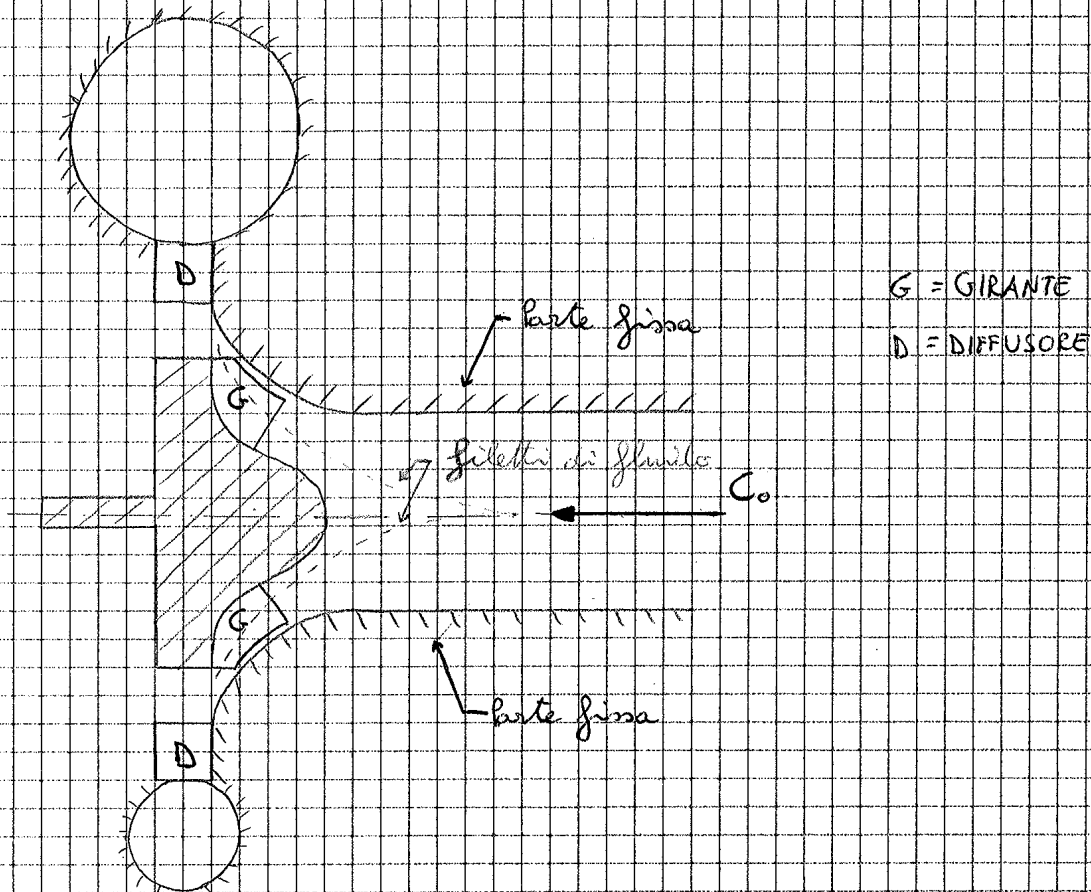
TURBOCOMPRESSORI

Macchina operatrice che innalza la p di un gas mediante impiego di E_{mecc} .

↳ la macchina cede energia al fluido ($W < 0$)

SE COMPRESSORE \Rightarrow distingue dalla POMPA in quant agisce su fluidi gassosi
 \times i quali valga la "Legge dei gas perfetti".

COMPRESSORI CENTRIFUGHI



All'uscita della G abbiamo una vel. che in generale per un compressore è abbastanza elevata \Rightarrow occorre che tale vel. quasi sempre venga utilizzata. Se non facciamo nulla, tutto il lavoro fatto va a finire in parte in \uparrow di p ed in parte in E_{cm} (non a senso) \Rightarrow cerchiamo di consecrare l' E_{cm} in uscita dalla G in \uparrow di p attraverso un'altra serie di palette (D) \rightarrow DIFFUSORE. All'uscita di D dobbiamo avere una E_{cm} molto bassa $\Rightarrow C_2$ molto piccola.

Abbiamo i seguenti parametri

$$\Psi = \frac{L_c}{\frac{U''^2}{2}}$$

COEFF. DI LAVORO
o
PRESSIONE

$$f = \frac{W''_{radiale}}{U''}$$

COEFF. DI PORTATA

$$f = \frac{L_{um}}{\frac{U''^2}{2}}$$

COEFF. DI PERDITA

$$K = \frac{\Delta i_{in G}}{\Delta i_{in G} + \Delta i_{in D}}$$

GRADO DI REAZIONE TERMODINAMICO

$$R = \frac{\Delta i_G}{L_c}$$

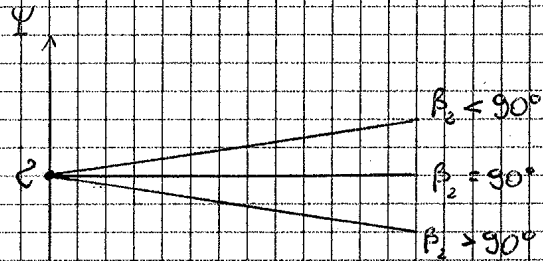
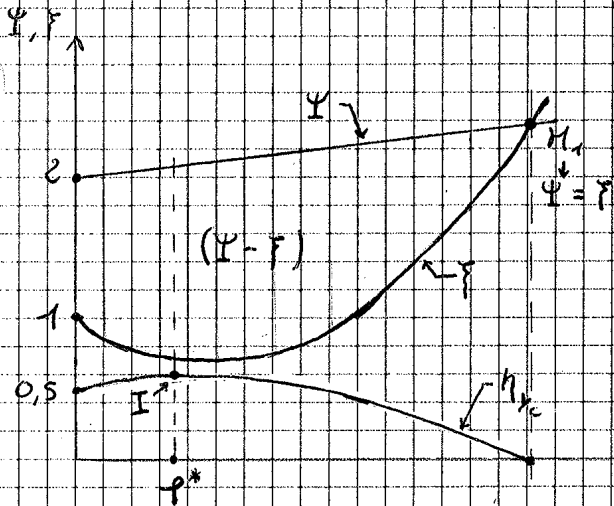
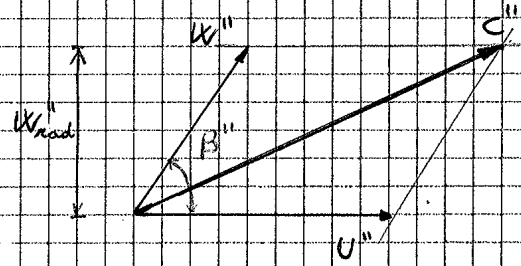
GRADO DI REAZIONE CINEMATICO

$$\tau = \frac{c_p \cdot T_1}{\frac{U''^2}{2}}$$

COEFF. TERMICO

$$\eta_{\%} = \frac{\Psi - f}{\Psi}$$

RENDIMENTO IDRAULICO DEL COMPRESSORE



$(\Psi - f)$ e la nostra PARTE UTILE

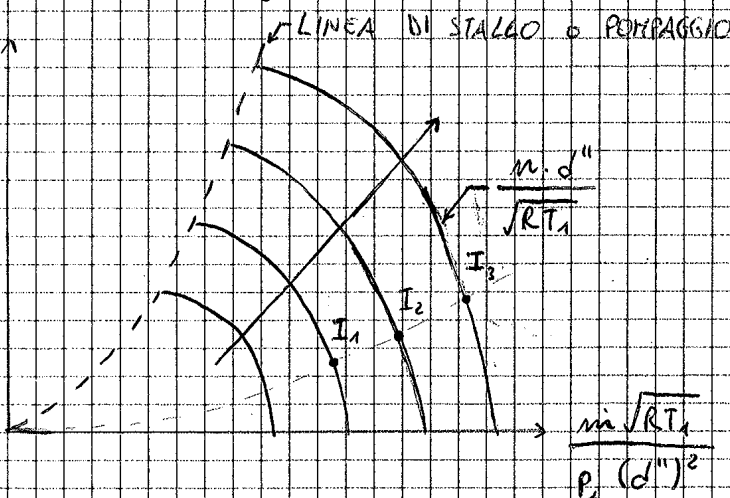
Per un valore $f^* = \text{cost}$ abbiamo

$$\begin{cases} \Psi = \text{cost} \\ f = \text{cost} \\ \eta_{\%} = \text{cost} \\ X = \text{cost} \end{cases}$$

Triangoli velocità simili

CURVE TEORICHE (diagrammi da dare all'utente)

β_1



stessa forma
dimensioni #

a dx della "LINEA" il compressore funziona correttamente senza problemi; a sx il compressore può lavorare, ma la sua integrità fisica è a rischio. I_1, I_2, I_3 sono tutti per $f^* = \text{cost}$ i quali derivano da pt. I del diagramma precedente

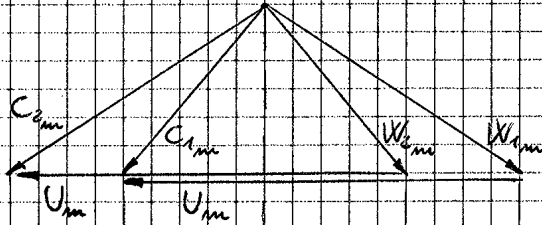
Tendaggi delle selonite

Si osserva con:

$$\begin{cases} C_v \cdot R = COST \\ C_A = COST \end{cases}$$

$$R = \frac{\frac{W_1^2}{2} - \frac{W_2^2}{2}}{\frac{W_1^2}{2} - \frac{W_2^2}{2} + \frac{C_1^2}{2} - \frac{C_2^2}{2}}$$

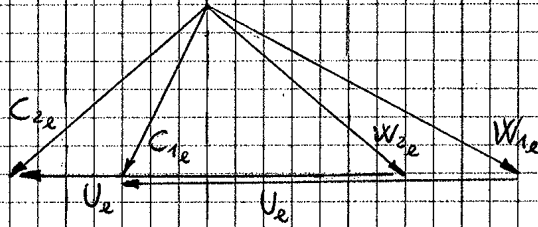
Centro



Triangolo simmetrico

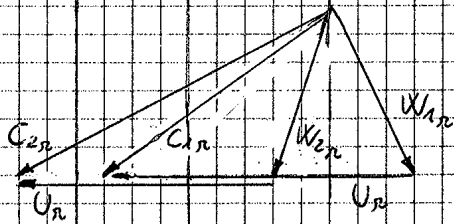
$$\begin{aligned} |W_{1,m}| &= |C_{2,m}| \\ |W_{2,m}| &= |C_{1,m}| \end{aligned} \Rightarrow R = 0,5$$

Punta



$$\begin{aligned} C_{1,e} &\xrightarrow{\text{limite}} C_{2,e} \Rightarrow R \rightarrow 1 \\ U_e &> U_{1,m} \\ C_{1,e} &< C_{1,m} \end{aligned}$$

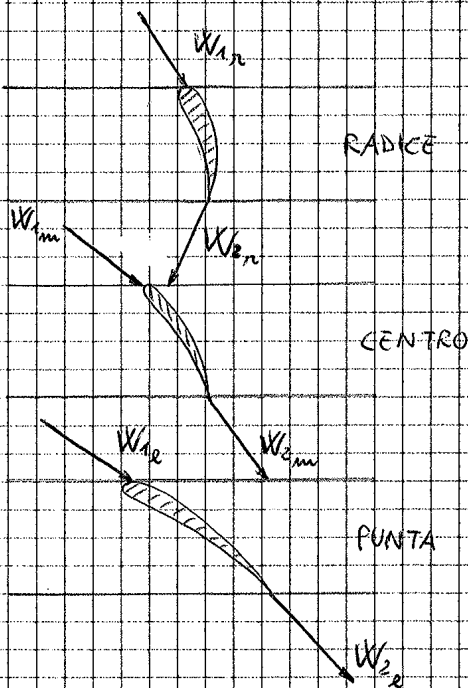
Radice



$$\begin{aligned} C_{1,r} &> C_{1,m} \\ U_r &\leq U_{1,m} \end{aligned}$$

Progressivamente in avanti e $W_{2,r} = W_{1,r} \cdot \downarrow$
ancora il raggio aumenta anche e $W_{2,r} > W_{1,r}$
ma R discentrabile < 0 . Al limite in tolleranza
 $R = 0$

Forma delle palette

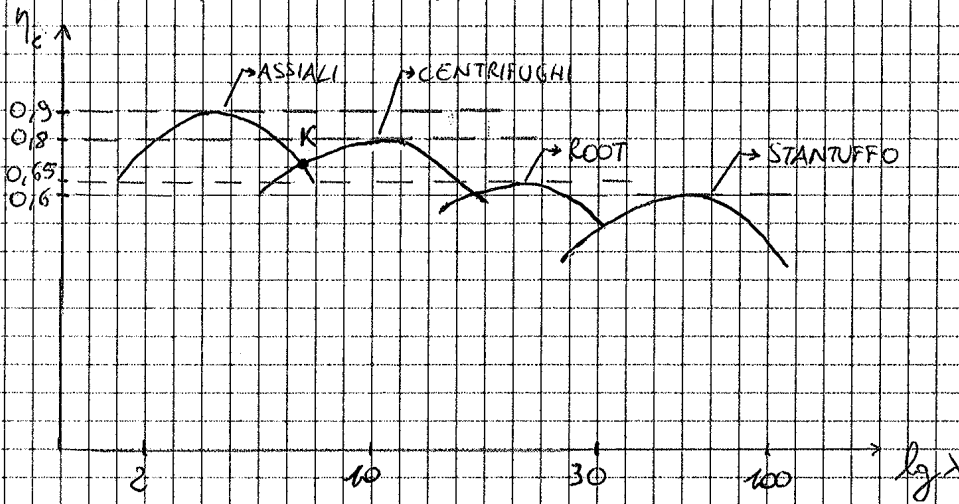


Verso quali compressori dobbiamo indirizzarci?

$$\lambda = \frac{(2 \cdot L_{c,as})^{3/4}}{2 \cdot m \cdot \sqrt{\pi} \cdot m \cdot S_1}$$

(SENZA DIMOSTRAZIONE)

$V_1 =$ VOLUME MASSICO ALL'ASPIRAZIONE



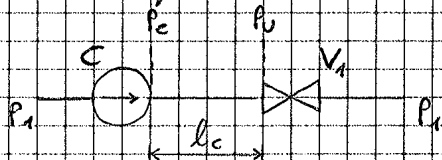
IN STABILITÀ DEI TURBOCOMPRESSORI (centrifughi ed assiali)

- 1) POMPAGGIO
- 2) STALLO

①

Ritorno ad un compressore centrifugo (assiale è la stessa cosa) che si trova in condizioni di "Stabilità di funzionamento"

• Caso semplice



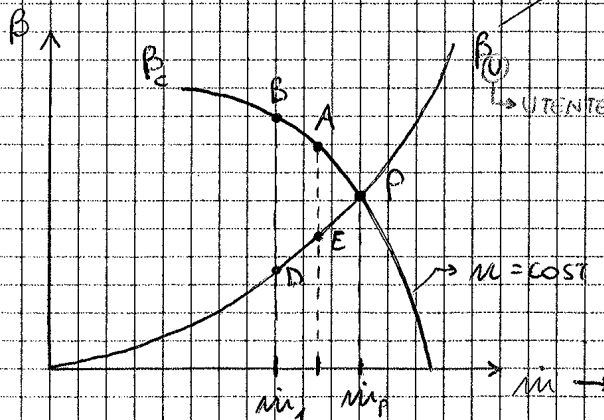
C = COMPRESSORE

$L_c =$ lunghezza condotto

$V_1 =$ VALVOLA LAMINAZIONE

IPOTESI:

- condotto breve $\Rightarrow P_c = P_u$
- moto rigido



se prendiamo un pt. D * far $\omega = \text{cost}$ colare una certa m_1 in legge in ordinata quale β_1 è necessario * far circolare la portata che è in arrivo

P = PT. DI FUNZIONAMENTO

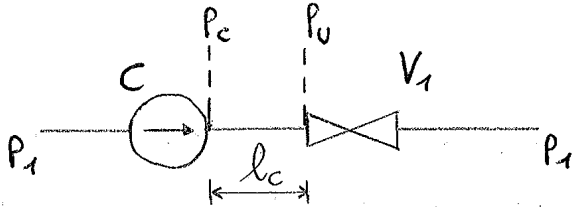
↳ la caratteristica del compressore e dell'utente in $\omega = \text{cost}$ aumentano

↳ passiamo ad un compressore a GEOMETRIA FISSA e quindi ω deve + variare in $\omega = \text{cost}$ $m \cdot \sqrt{T} / P(d)$

POMPAGGIO nei TURBOCOMPRESSORI

Penso ad un compressore centrifugo (assiale è la stessa cosa) in condizioni di stabilità di funzionamento.

CASO SEMPLICE



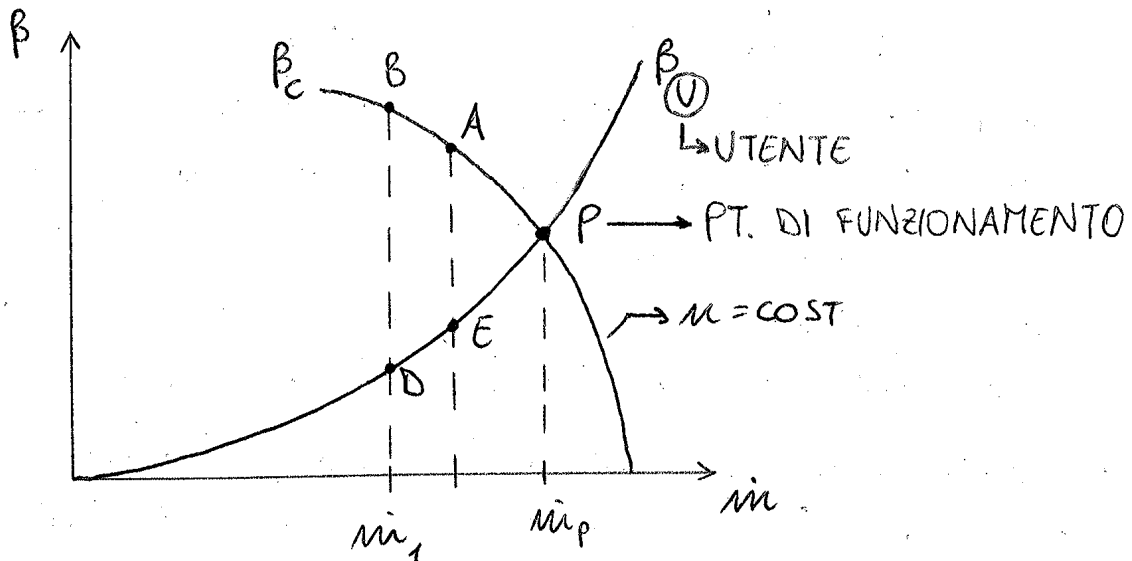
C = COMPRESSORE

l_c = LUNG. CONDOTTO

V_1 = VALVOLA LAMINAZIONE

IPOTESI:

- Condotta breve $\Rightarrow P_v = P_c$
- Moto rigido



$$(\dot{m}_c)_p = \dot{m}_p \quad P_c = (\beta_c)_p \cdot P_1 \quad P_u = (\beta_u)_p \cdot P_1 \Rightarrow P_u < P_c$$

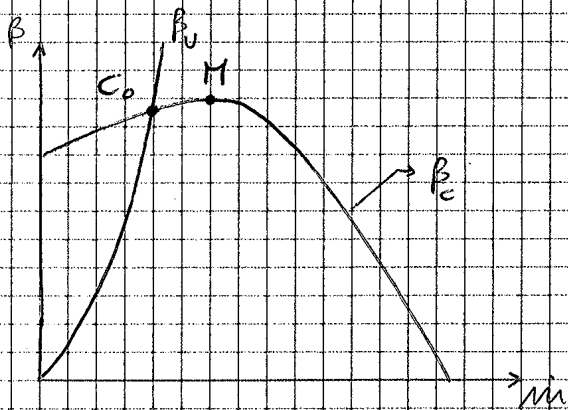
$$(\dot{m}_u)_p = \dot{m}_p \quad P_c = (\beta_c)_p \cdot P_1$$

Ora ci chiediamo se P è un PUNTO STABILE: se abbandoniamo P, ritorniamo spontaneamente in P?

↳ la stabilità spesso la si giudica pensando a piccole perturbazioni che fa spostare il sistema dal pt. di equilibrio e lo porta in un altro pt.

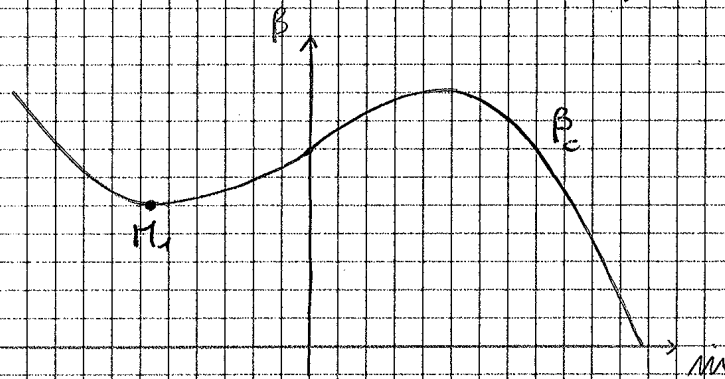
↳ Per esempio può succedere che se il compressore è

IMP: la presenza del S fa sì che i gli di risonanza (del tipo P) a dx di M siano PTI STABILI, mentre gli di risonanza (di tipo C₀) a sx di M sono PTI INSTABILI



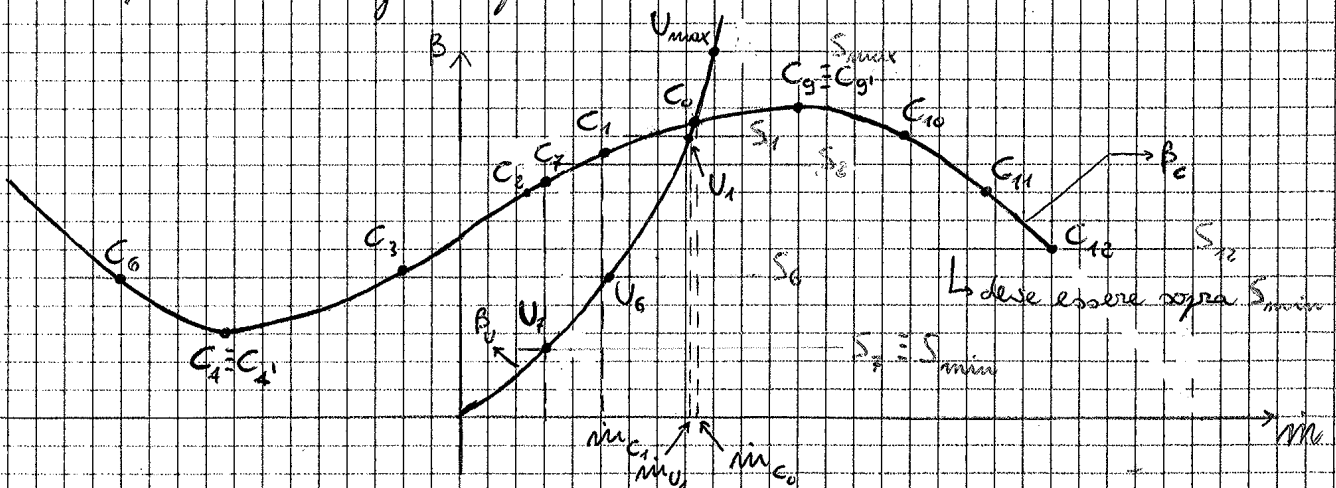
$C_0 = \text{PTI CRITICO}$
 \hookrightarrow se ν al S $\Rightarrow C_0$ sarebbe un PT. STABILE

NB: \exists una caratteristica del C anche nel campo delle $\nu < 0$ (C può essere attraversato in senso contrario, ma funzionando malissimo).
 \hookrightarrow a fare ciò è necessario che $p_c \gg p$ monte del compressore e quindi C non riesce a mandare $\nu > 0$ contro gli P e quindi si adotta



IPOTESI:

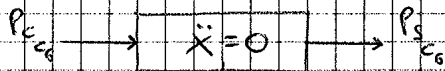
- 1) C riesce ad adeguarsi a confronto col S $\rightarrow \nu_c > \nu_s$
- 2) S molto lento ad adeguarsi
- 3) Condotta tra C e S liscia
- 4) Presenza del fluido presente nel C trascurabile



C6

Dopo C_4 il C riprende a ruotare ed il S finisce di ruotare fino ed arrivare ad un pt. C_6 tale che il C ed il S sono allo stesso livello.

• $P_{C_6} = P_{S_6} \Rightarrow \ddot{x} = 0$ • $m_c < 0$ • $m_u > 0$



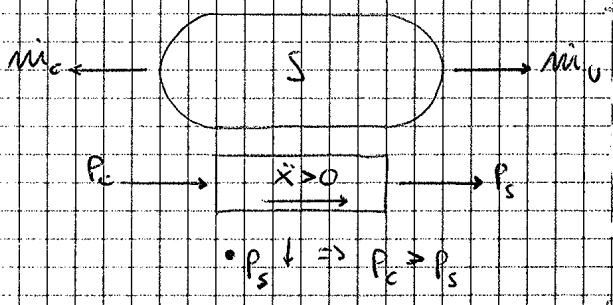
↳ la m. smette di rallentare e si blocca x un istante

C4

Da C_6 fino a C_4 c'è sincronia tra il C ed il S (il C si adegua silenziosamente al S → IPOTESI 1)

• $P_{C_4} = P_{S_4} \Rightarrow \ddot{x} = 0$ • $m_c < 0$ • $m_u > 0$

DOPO C_4



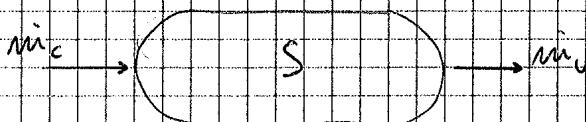
Subito dopo C_4 smette la fase di sincronia ma ed il C riprende a ruotare di senso de. ed il S continua a ruotare di p. e quindi a ruotare

C7

È un pt. concettuale in cui il S è completamente ruotato

• $m_c = m_u$ • $P_{C_7} > P_{S_7}$
 • regolatore al min di p

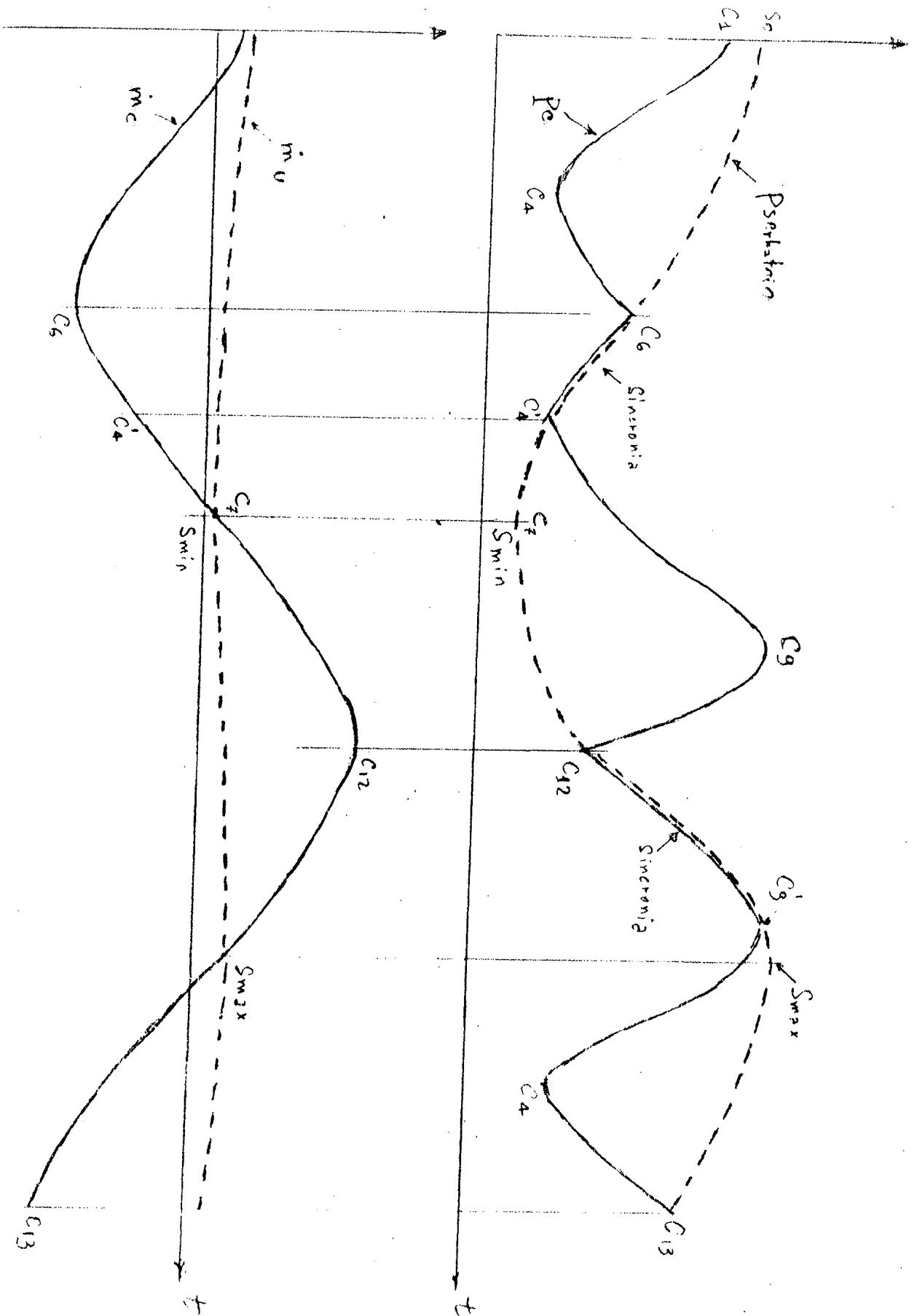
DOPO C7



• $P_{C_7} > P_{S_7}$

• $\ddot{x} > 0$

• $m_c \uparrow \Rightarrow m_c > m_u \Rightarrow$ il S riprende a ruotare

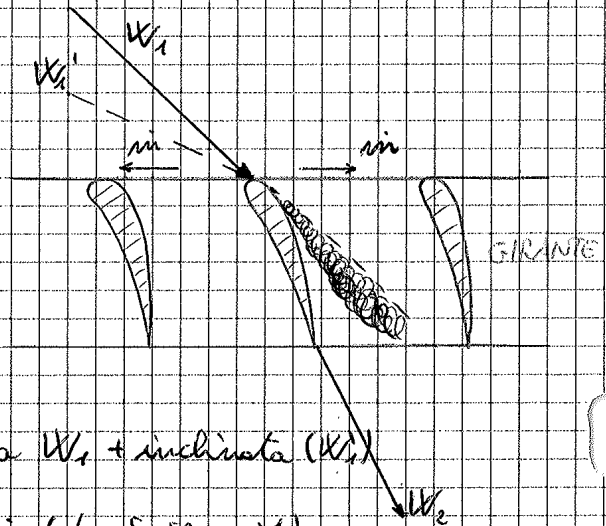
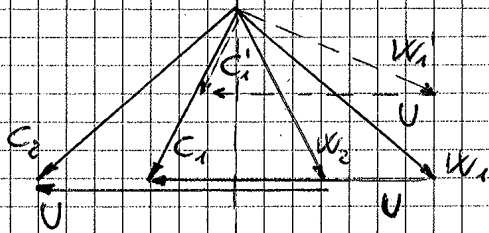


quel go' di w in $+$ proveniente dal canale adiacente.
 \Rightarrow lo stallo si propaga nello stesso senso della w e si
 parla di STALLO ROTANTE

• COMPRESSORI ASSIALI

NB: lo stallo può avvenire sia in G che in D \rightarrow la morfologia è la
 stessa.

Prendiamo la GIRANTE

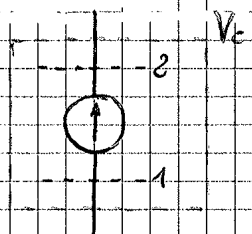


A fronte di una t di C_1 si avrà una W_1 + inclinata (W_1')

Immaginiamo anche qui di t la w (da S verso M)

$\Rightarrow C_1$ t e abbiamo una C_1' . La w t per via della resistenza al
 moto ed il sovrappiù di w viene caricato in parte a dx (\rightarrow) ed in
 parte a sx (\leftarrow) e nella zona di dx della w preesistente si aggiunge
 una w estremamente inclinata (lungo la direzione periferica \rightarrow)
 e quindi si esalta l'inclinazione \Rightarrow entra in stallo anche la palette
 a dx \rightarrow lo stallo si porta da sx verso dx nel senso opposto della U
 e quindi si parla di STALLO CONTROROTANTE

TURBOPOMPE



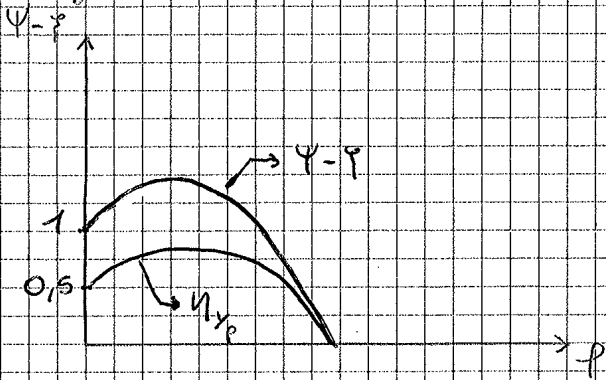
$$L_p = \int_1^2 v dp + \Delta E_{c,w,gr} + L_{w,m} \quad \text{I PRINCIPIO}$$

$L_{w,m}$ = PERDITE
 FLUIDODINAMICHE

$$\begin{aligned} L_p &= v(p_2 - p_1) + \Delta E_c + \Delta E_{gr} + L_{w,m} = \\ &= \underbrace{\frac{p_2 - p_1}{\rho} + \left(\frac{C_2^2}{2} - \frac{C_1^2}{2} \right) + g(z_2 - z_1)}_{\text{EFFETTO UTILE}} + L_{w,m} \end{aligned}$$

NB: in una "Turbopompa" il LAVORO UTILE non è 1 solo come nei
 "Turbocompressori", xke' q'nta selta abbiamo 3 possibili forme di
 energia ($\Delta E_{\text{PRESSIONE}}$, ΔE_c , ΔE_{gr})

Diagramma $(\Psi - \tau)$ al variare di p



NB: qst diagramma non è adatto all'utente \Rightarrow trasformiamolo

$$p = \frac{W_2''}{V''} = \frac{\overbrace{7 \pi d'' l''}^{(in N_2)} Q = PORTATA}{\pi (m d'')^2} \propto \frac{Q}{d'' l''} \cdot \frac{1}{m d''} = \frac{Q}{(d'')^2 l''} \cdot \frac{1}{m d''} \propto \frac{Q}{(d'')^2} \cdot \frac{1}{m d''}$$

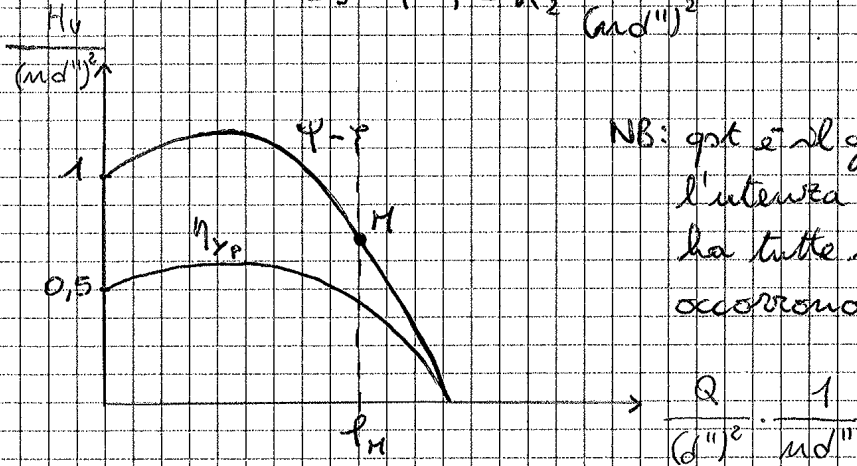
\rightarrow possiamo definire una costante K_1 che lega tutto

$$\Rightarrow p = K_1 \frac{Q}{(d'')^2} \cdot \frac{1}{m d''}$$

$$(\Psi - \tau) = \frac{L_p}{\frac{V''^2}{2}} - \frac{L_{W_m}}{\frac{V''^2}{2}} = (L_p - L_{W_m}) \cdot \frac{2}{(\pi m d'')^2} \propto \frac{H_v}{(m d'')^2}$$

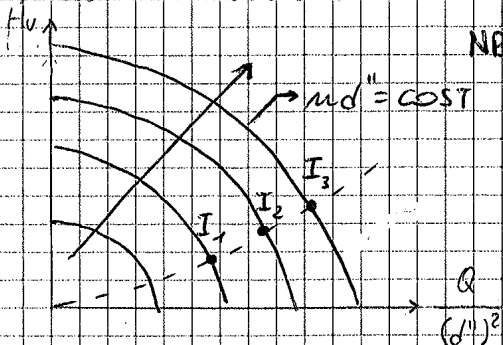
\rightarrow stesso ragionamento di prima

$$\Rightarrow \Psi - \tau = K_2 \cdot \frac{H_v}{(m d'')^2}$$



NB: qst è il grafico che si dà all'utente, che in un'unica curva ha tutte le caratteristiche che gli occorrono

In realtà molti costruttori danno curve trasformate di qst tipo

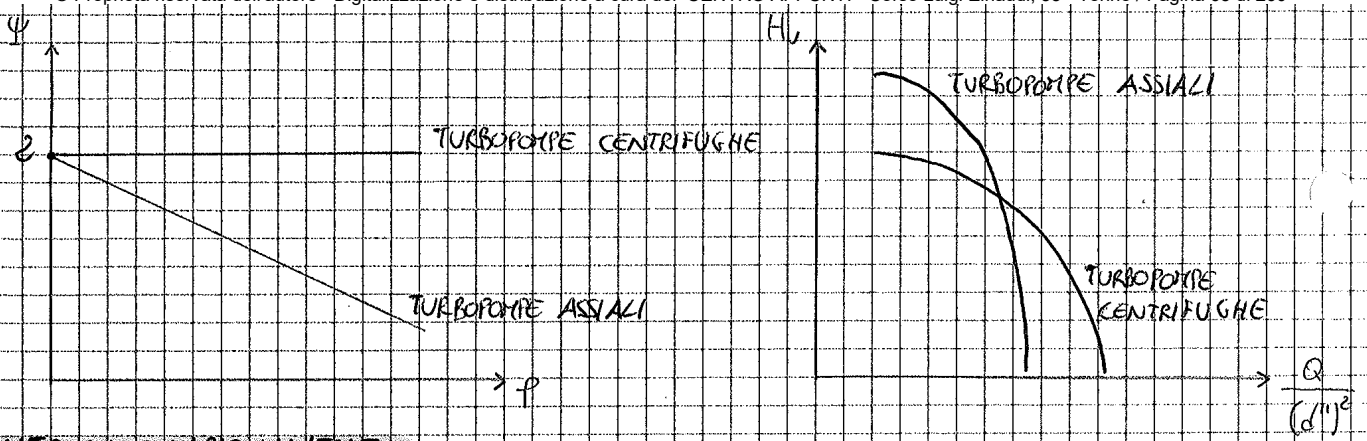


NB: non abbiamo + una curva unica, ma abbiamo una curva \forall $md'' = COST$

Se prendiamo un pt. M dal grafico precedente esso si trasforma in 3 pt. distinti

I_1, I_2, I_3 crescenti secondo una parabola

\rightarrow IN CONCLUSIONE: un pt. \forall curva

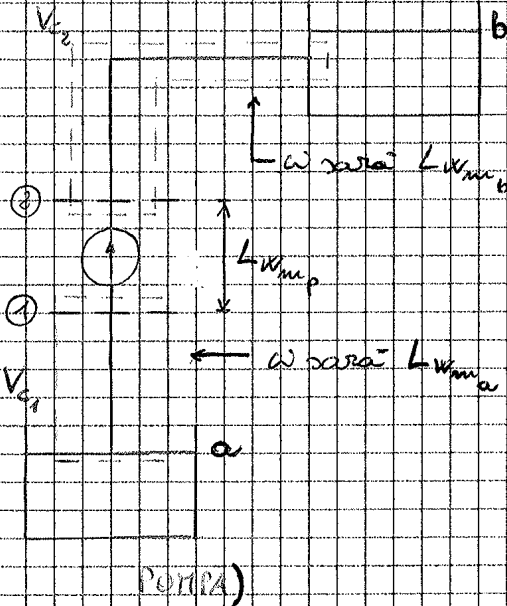


PUNTO DI FUNZIONAMENTO

Permette la caratteristica della pompa dal costruttore si dovrà analizzare dove si trova il pt. di funzionamento dell'impianto

IMPIANTI TIPICI DI UTILIZZAZIONE DELLE TURBOPOMPE

- CIRCUITO APERTO



a, b = LIVELLI SERBATOIO
 $L_{w_{mp, p, b}}$ = LAVORO PER ATRITI

$$L_p = \underbrace{\frac{P_2 - P_1}{\rho} + \left(\frac{C_2^2}{2} - \frac{C_1^2}{2} \right) + \rho g (z_2 - z_1)}_{\text{EFFETTO UTILE}} + L_{w_{mp}}$$

L_p è perso all'interno della pompa stessa

$$\Rightarrow L_p - L_{w_{mp}} = \rho g H_u$$

$$H_u = H_{e_{tot}} - H_{i_{tot}}$$

$$H_{i_{tot}} = \frac{\rho}{\rho g} + \frac{C^2}{2\rho g} + z$$

~~$$L_p = \frac{P_1 - P_a}{\rho} + \left(\frac{C_1^2}{2} - \frac{C_a^2}{2} \right) + \rho g (z_1 - z_a) + L_{w_{mca}}$$~~

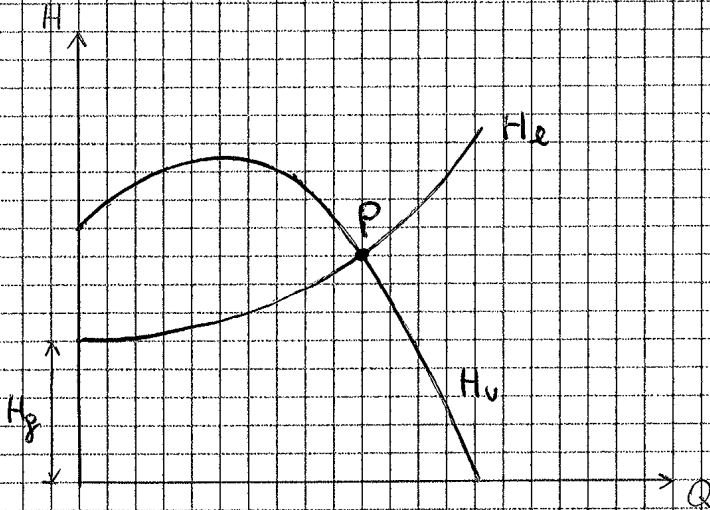
$$L = 0 \text{ (7 organi molle)} \Rightarrow \rho g (H_{i_{tot}} - H_{a_{tot}}) + L_{w_{mca}} = 0$$

$$H_{a_{tot}} = H_{i_{tot}} = \frac{L_{w_{mca}}}{\rho g}$$

$$\text{dove } \frac{L_{w_{mca}}}{\rho g} = Y_a$$

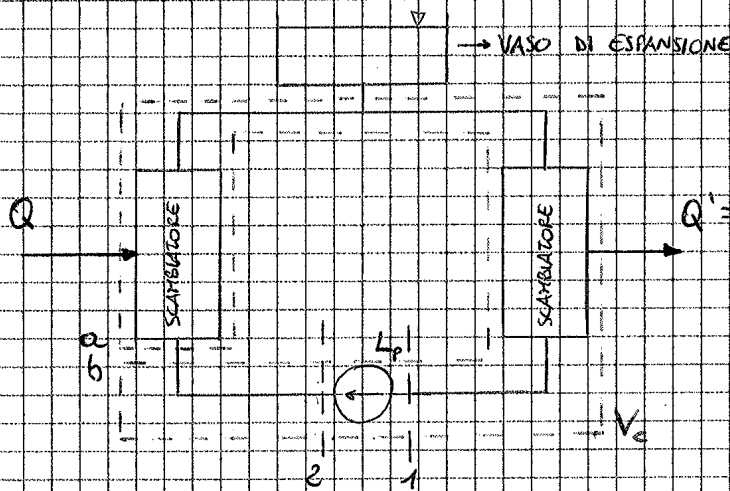
Y_a = PERDITE CONDOTTO ASPIRAZIONE

Mettendo insieme CARATTERISTICA DELLA POMPA e CARATTERISTICA CIRCUITO ESTERNO otteniamo il PT. DI FUNZIONAMENTO.



P = PT. FUNZIONAMENTO

• CIRCUITO CHIUSO



NB: dal pt. di vista dimensionale, $\frac{H_v}{\rho g}$ è uguale al VASO DI ESPANSIONE.

NB: a e b sono così vicini

$$L_p = f (H_{2_{TOT}} - H_{1_{TOT}}) + L_{WMP} \rightarrow L_p - L_{WMP} = f (H_{2_{TOT}} - H_{1_{TOT}})$$

dove $H_v = H_{2_{TOT}} - H_{1_{TOT}}$

V_e)

$$L_p = \frac{P_b - P_a}{\rho g} + \left(\frac{C_b^2}{2} - \frac{C_a^2}{2} \right) + f (z_b - z_a) + L_{WMP_{TOT}}$$

$$\rightarrow f (H_{b_{TOT}} - H_{a_{TOT}})$$

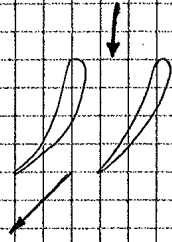
\rightarrow NB: ma essendo $a \approx b \Rightarrow \begin{cases} P_b \approx P_a \\ C_b \approx C_a \\ z_b \approx z_a \end{cases}$

$$\Rightarrow L_p = L_{WMP_{TOT}} \rightarrow L_{WMP} + L_{WME}$$

$$\Rightarrow \frac{L_p - L_{WMP}}{\rho g H_v} = L_{WME} \rightarrow H_v = \frac{L_{WME}}{\rho g} \text{ dove } \frac{L_{WME}}{\rho g} = Y_e$$

$$\frac{b}{c} = \text{SOLIDITÀ}$$

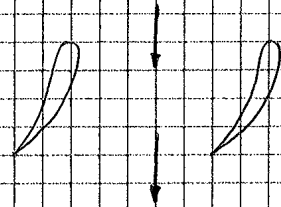
• $\frac{b}{c}$ alto



il fluido è guidato molto bene dalla geometria che impedisce la deviazione del fluido

$$\hookrightarrow \delta\alpha_2 \xrightarrow{\text{tende}} 0$$

• $\frac{b}{c}$ basso



il fluido al centro non risente della presenza delle palette e quindi prosegue nella direzione di α_1 ; mentre ai lati (a contatto con le palette) si allinea ad α_2

$$\delta = \alpha_1 - \alpha_1'$$

$$\delta\alpha_2 = \alpha_2 - \alpha_2'$$

Se $\begin{cases} \delta < 90^\circ \rightarrow \text{TURBINE} \\ \delta > 90^\circ \rightarrow \text{COMPRESSORI} \end{cases}$

In generale è possibile scrivere:

$$f = f\left(\alpha_1, \frac{P_2}{P_1}, Re, \tau\right) \quad (1) \quad \tau = \text{PARAMETRO DI PRETURBOLENZA}$$

$$\alpha_2 = \alpha_2\left(\alpha_1, \frac{P_2}{P_1}, Re, \tau\right) \quad (2)$$

→ qui abbiamo una certa C_1 non è detto che lo stesso valore della C_1 ci sia istante x istante, ma abbiamo delle fluttuazioni => prendiamo un valore medio e lo rapportiamo alla C_1

L'influenza della variazione di Re e τ in genere sono molto piccole con da avere delle semplificazioni

$$f \approx f''\left(\alpha_1, \frac{P_2}{P_1}\right) \quad (3)$$

$$\alpha_2 \approx \alpha_2'\left(\alpha_1, \frac{P_2}{P_1}\right) \quad (4)$$

$$\tau = \frac{\Delta C_1}{C_1} \rightarrow \text{FLUTTUAZIONE DI } C_1 \text{ RISPETTO AL VALORE MEDIO}$$

Semplificando ulteriormente si ha

$$f = f''(\alpha_1) \quad (5)$$

$$\alpha_2 = \alpha_2'(\alpha_1) \quad (6)$$

(6) può essere ancora semplificata nel caso di SOLIDITÀ elevata che avendo un τ molto piccolo => il fluido è guidato dalle palette e di conseguenza α_2 diventa una COSTANTE

$$\hookrightarrow \alpha_2 \approx \text{COST} \quad (7)$$

→ è il caso delle TURBINE che abbiamo sempre fatto

Se a valle di A-B c'è la $p_c \Rightarrow$ il fluido prosegue diritto senza nessuna particolare deviazione. Ma non possiamo di osservare la p ad un livello $p_c < p_{cr} \rightarrow$ la corrente si adatta facendo nascere delle LINEE DI MACH che da A partono con inclinazioni \leq di A-B. Dopo A-C il fluido si espande diventando supersonico e la sua velocità ha delle peculiarità: ha una componente normale ad A-C (C_n) ed una tangenziale ad A-C (C_t).
 Ma non possiamo ulteriormente la p al di sotto della p_c e nasceranno ulteriori LINEE DI MACH fino ad arrivare in D (A-D).

NB: ogni ulteriore espansione non modifica nulla e mette delle LINEE DI MACH persistenti, aggiungendo solo ulteriori LINEE DI MACH a valle, con ulteriori \uparrow di velocità corrispondenti ad incrementi sia della componente normale sia di quella tangenziale. Esisterà in particolare un valore di p_D^* al quale il completamento dell'espansione avviene sulla sezione A-D.

La differenza di tale fenomeno di "POSTESPANSIONE" dall'"ESPANSIONE DI P.-M." appena vista è dovuta al fatto che nascono ONDE D'URTO dovute alla mancanza di guida della parte dx (xke ora c'è la palette).

↳ NB: ora il processo di postespansione non è ISOENTROPICO

Si perviene prima o poi (come nell'ESPANSIONE P.-M.) ad una p_D^* la quale la postespansione si completa lungo A-D. Per $p < p_D^*$ nulla si modifica nel canale A-B-D e l'ulteriore espansione avviene oltre A-D.

* $p_c < p < p_D^*$

Per dimostrare come la C_t rimane costante quando $p < p_D^*$ basta scrivere il "Teorema della quantità di moto" x la corrente in A-B-D.

↳ fino a che in B-D le pressioni vanno progressivamente \downarrow , il momento delle forze applicate al fluido varia e con esso varia anche C_t . Per $p < p_D^*$ tale momento si arresta su un valore cost e così pure C_t .

$$L_i = U(C_{v1} - C_{v2})$$

$$\Rightarrow C_t = C_{v2} = \text{cost} \Rightarrow L_i = \text{cost}$$

* $p < p_D^*$

Applicando il "Teorema della quantità di moto" x la corrente in A-B-D si vede come la C_t continua a \uparrow .

↳ Abbiamo E_{cin} sfruttabile

Si può ulteriormente semplificare il tutto quando C_{ru} diventa poco influente.

$$\left. \begin{aligned} \Psi &= \Psi(\phi) & (1') \\ \eta_T &= \eta_T(\phi) & (2') \end{aligned} \right\} \text{NB: qst vale per valori } \underline{\phi < 0,5} \text{ e molto} \\ \text{spesso (1') e (2') sono validi x TURBINE} \\ \text{"MONOSTADIO" o x "STADI SINGOLI" DI TURBINE} \\ \text{PLURISTADIO (FIG. 6)}$$

Penseremo di scrivere la i_{TOT} come qlla di un gas perfetto

$$i_{TOT} = \frac{K}{K-1} (p_{0TOT} \cdot \nu_{0TOT}) \Rightarrow C_{ru} = \frac{U}{\sqrt{2 \cdot \frac{K}{K-1} \cdot (p_{0TOT} \cdot \nu_{0TOT})}}$$

$$L_T = \eta_T \cdot L_{Tis} = \eta_T \cdot \frac{K}{K-1} \cdot (p_{0TOT} \cdot \nu_{0TOT}) \cdot \left[1 - \left(\frac{p_K}{p_{0TOT}} \right)^{\frac{K-1}{K}} \right]$$

Scriviamo ϕ in qst altro modo:

$$\phi = \frac{C_A}{U} = \frac{m \cdot \nu}{A} \cdot \frac{1}{U} \quad \begin{aligned} A &= \text{sez. attraversata dal fluido} \\ \nu &= \text{volume massico} \end{aligned}$$

$$\phi = \frac{m \cdot \nu_{0TOT}}{A} \cdot \frac{1}{U} = \frac{m \cdot \nu_{0TOT} \cdot p_{0TOT}}{A \cdot p_{0TOT}} \cdot \frac{1}{U} = \frac{m \sqrt{\nu_{0TOT} \cdot p_{0TOT}}}{A \cdot p_{0TOT}} \cdot \frac{\sqrt{p_{0TOT} \cdot \nu_{0TOT}}}{U}$$

\Rightarrow x non portare dietro tutti qsti parametri definiamo dei parametri:

$$P_1 = \frac{m \sqrt{\nu_{0TOT} \cdot p_{0TOT}}}{A \cdot p_{0TOT}} \quad \Rightarrow \quad \phi = P_1 \cdot P_2$$

$$P_2 = \frac{\sqrt{p_{0TOT} \cdot \nu_{0TOT}}}{U}$$

Riprendiamo la (1) e la (2)

$$\Psi = \Psi'(P_1 \cdot P_2; C_{ru}) \quad (1'')$$

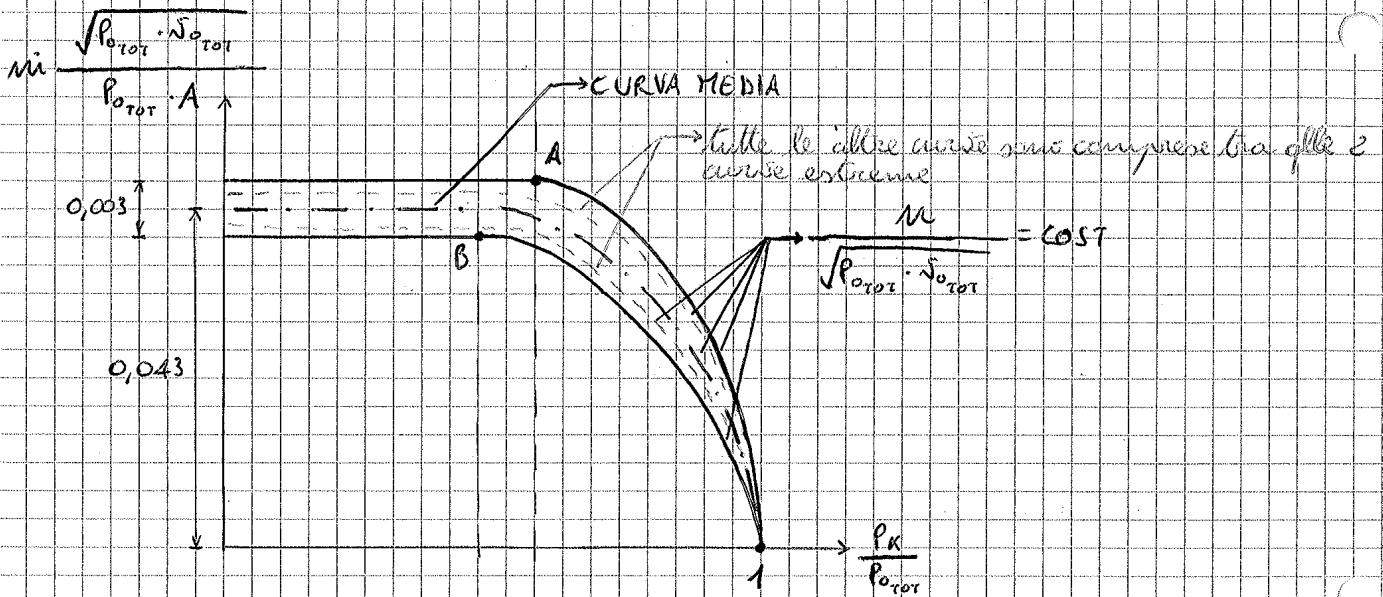
$$\eta_T = \eta_T'(P_1 \cdot P_2; C_{ru}) \quad (2'')$$

$$C_{ru} = \frac{U}{2 \cdot \frac{K}{K-1} \cdot (p_{0TOT} \cdot \nu_{0TOT})} \propto \frac{1}{P_2}$$

$$\Rightarrow \Psi = f_1(P_1; P_2) \quad (1''')$$

$$\eta_T = f_2(P_1; P_2) \quad (2''')$$

Dalle curve della FIG. 8 passò a curve + familiari che abbiamo usato x le TURBINE scambiando ascisse ed ordinate.

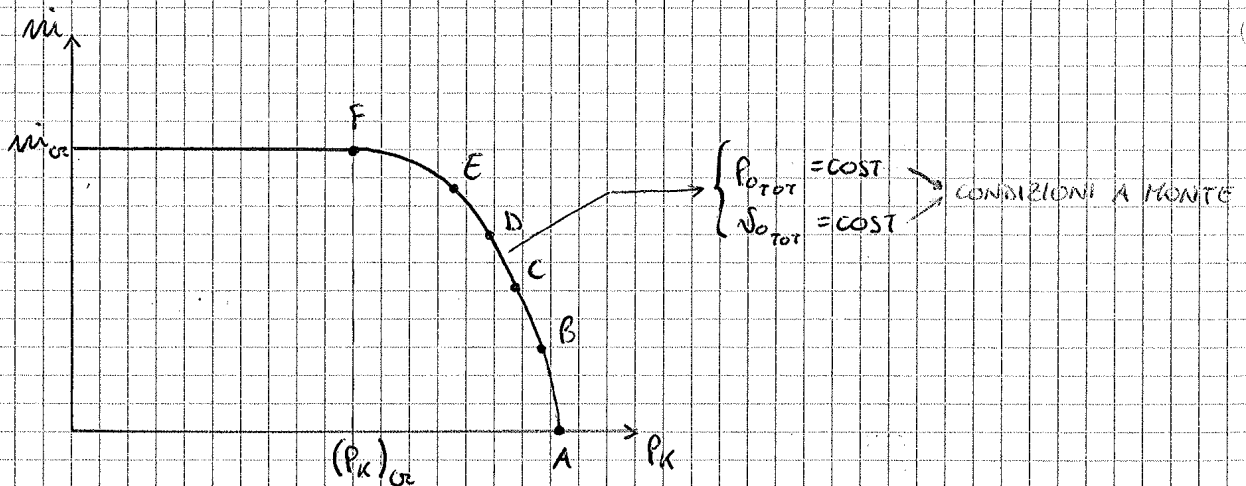


NB: le curve A e B sono molto + strane di come sono disegnate => con una curva media si potrebbe ragionevolmente rappresentare, con uno scarto modesto, il reale funzionamento di una TURBINA

NB: ora tutto il fascio di curve convergerà nel pt. 1

↳ NB: il funzionamento corretto viene descritto da tutte le curve

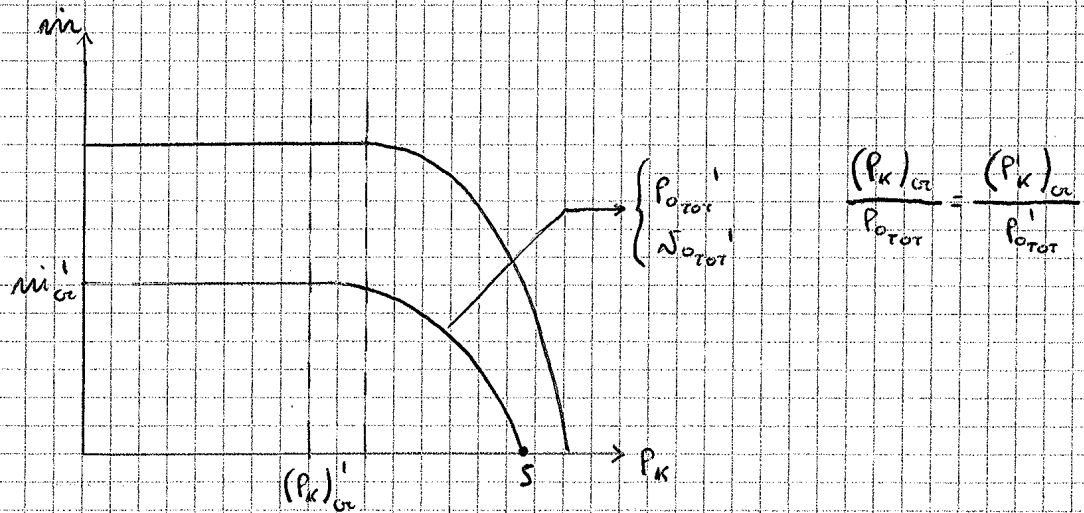
Le TURBINE in prima approssimazione si possono comportare come un UGELLO SEMPLICEMENTE CONVERGENTE



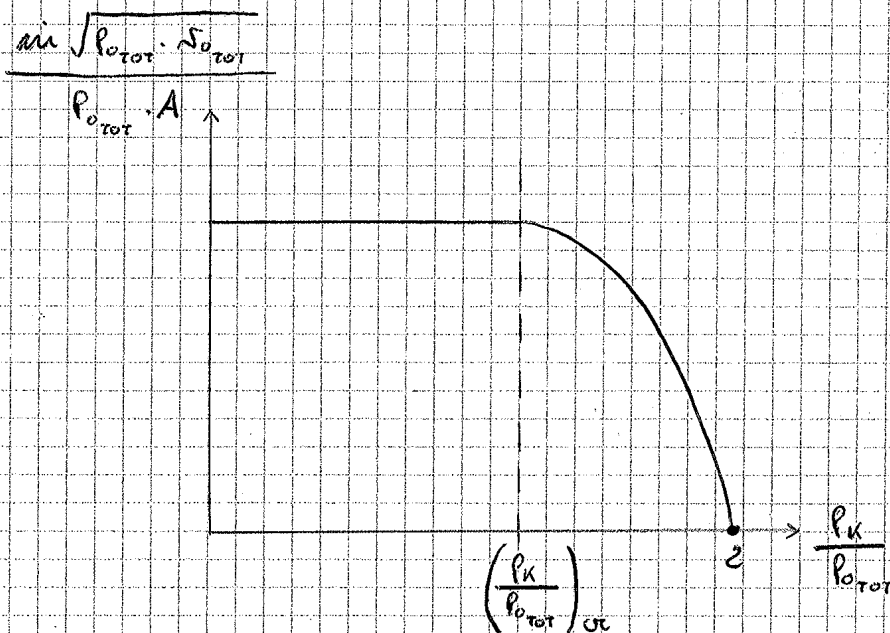
Cambiando le CONDIZIONI A MONTE la curva FA si trasforma in un'altra curva

$$ni_{oe} \propto A \cdot \frac{P_{o_TOT}}{\sqrt{P_{o_TOT} \cdot S_{o_TOT}}}$$

Se cambiamo P_{0TOT} e N_{0TOT} otterremo una n_{iCR}



Possiamo compattare queste 2 curve in 1 cambiando parametro in ascissa ed ordinata



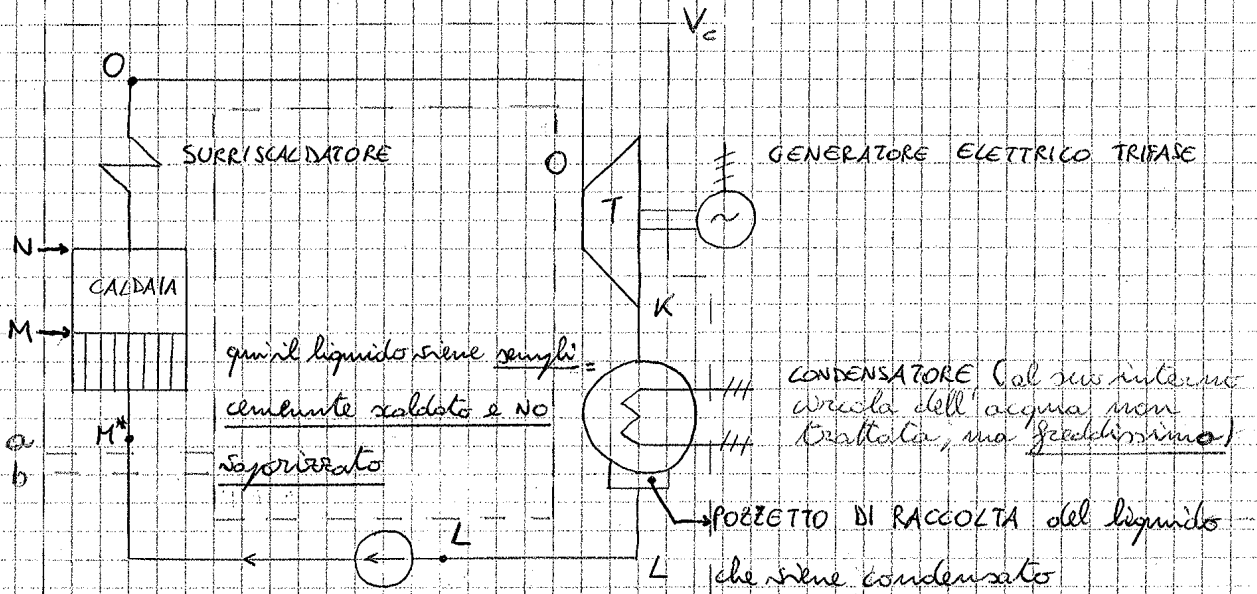
Qst appena fatto è un discorso di "prima approssimazione", ma ab₂ leviamo visto che volendo fare i calcoli correttamente ci occorre fare una "seconda approssimazione" che qsta curva unica utilizzata per la TURBINA in realtà rappresenta che (come abbiamo visto nel 1° diagramma) è un fascio di curve

↳IMP: se l'errore ammesso è $\approx 6\%$ possiamo trattare il fascio di curve come curva unica; se l'errore è $\approx 0,5\% \div 1\%$ non possiamo + pensare ad un'unica curva

IN CONCLUSIONE: nella "prima approssimazione" abbiamo trascurato l'influenza della selez. della TURBINA

IMP: nel i-S le ISOBARE MN e KL devono divergere verso dx

NB: il pt. K va sempre sotto la CURVA LIMITE

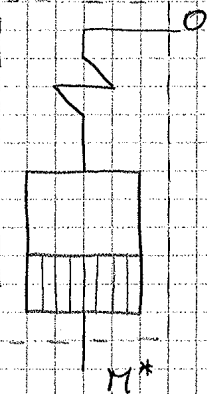


$$Q = L_i + \Delta i + \Delta E_{c,w,gr} \approx 0 \rightarrow L_i + \Delta i = 0$$

$$L_i = -\Delta i \rightarrow L_i = i_L - i_{M^*}$$

NB: Δi^* che nella POMPA ∇ reversibili

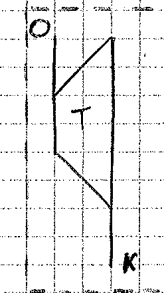
$$\Rightarrow L_p = -L_i = i_{M^*} - i_L > 0$$



$$Q = L_i + \Delta i + \Delta E_{c,w,gr} \approx 0 \rightarrow Q = \Delta i$$

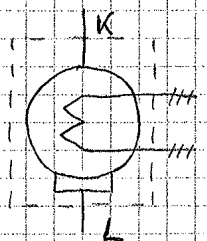
$$= 0 \text{ (non si muove nulla)}$$

$$\Rightarrow Q_i = Q = i_o - i_{M^*} \text{ CALORE FORNITO } > 0$$



Stesso ragionamento della POMPA, ma gita sotto

$$L_T = L_i = i_o - i_K > 0$$



Stesso ragionamento della CALDAIA, ma gita sotto

$$Q = \Delta i = i_L - i_K < 0 \rightarrow \text{NB: ma è normale avere un } Q < 0 \text{ momento}$$

$$\Rightarrow \text{eccessivamente si sovrisc}$$

$$Q_2 = -Q = i_K - i_L > 0$$

$$\eta_b = \frac{\text{EFFETTO UTILE}}{\text{SPESA}} = \frac{\dot{Q}_v}{\dot{m}_b \cdot H_{iP_{T_0}}} \rightarrow \boxed{\eta_b = \frac{Q_v}{\dot{m}_b \cdot H_{iP_{T_0}}}}$$

\dot{Q}_v = FLUSSO DI Q che arriva all' H_2O da vaporizzare

NB: non è un vero rendimento, ma un EFFICIENZA

$$\Rightarrow \dot{m}_b \cdot H_{iP_{T_0}} = \frac{Q_v}{\eta_b}$$

$$\Rightarrow \eta_g = \frac{\eta_b}{Q_v} \dot{m}_v \cdot L_i \cdot \eta_o = \eta_b \frac{\dot{m}_v \cdot L_i \cdot \eta_o}{\dot{m}_v \cdot Q_1} \rightarrow \eta_g = \eta_b \cdot \eta_o \cdot \frac{L_i}{Q_1}$$

$\eta_o \approx 0,98$
 $\eta_b \approx 0,85$

\hookrightarrow dose $Q_v = \dot{m}_v \cdot Q_1$

\hookrightarrow CALORE di prima

\rightarrow Comporre un mass rendimento

$\bullet \eta_i = \frac{L_i}{Q_1}$ \rightarrow quant LAVORO si ottiene da 1kg
 \rightarrow quant Q si ottiene da 1kg

IN CONCLUSIONE

$\eta_g = \eta_b \cdot \eta_o \cdot \eta_i$ RENDIMENTO GLOBALE dose $\eta_v = \eta_b \cdot \eta_i$

η_b = RENDIMENTO CALDAIA \rightarrow perdite in CALDAIA

η_o = RENDIMENTO ORGANICO \rightarrow perdite x attriti e accessori inorganici

η_i = RENDIMENTO INDICATO \rightarrow perdite di CICLO TERMODINAMICO

NB: qui parleremo di RENDIMENTO e concentreremo quasi totalmente su η_i

Bisogna anche scrivere

$$\eta_i = \frac{L_i}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}$$

oppure

$$\eta_i = \frac{L_i}{Q_1} = \frac{L_1 - L_2}{Q_1}$$

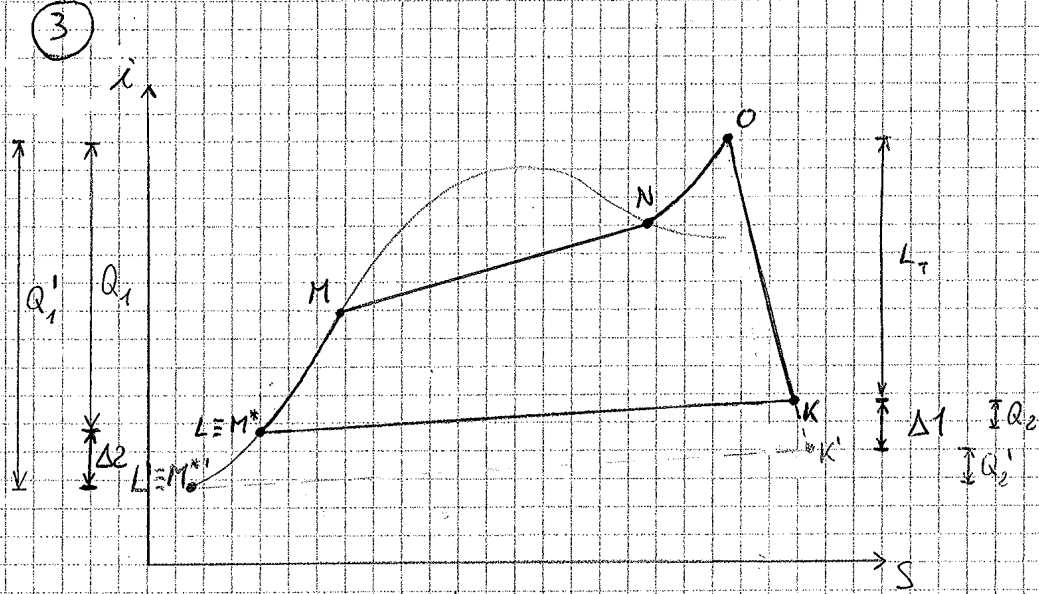
Consumo specifico di carburante

$$q_b = \frac{\text{CARBURANTE}}{\text{EFFETTO UTILE}} = \frac{\dot{m}_b}{P_{0,max} \cdot \eta_g} = \frac{\dot{m}_b}{\dot{m}_b \cdot H_{iP_{T_0}} \cdot \eta_g} \Rightarrow \boxed{q_b = \frac{1}{H_{iP_{T_0}} \cdot \eta_g}}$$

oppure

$$\eta_i = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}$$

$$\eta_i' = 1 - \frac{Q_2 - \Delta Q_2}{Q_1 + \Delta Q_1} \Rightarrow \eta_i' > \eta_i$$



$$\eta_i = \frac{L_i}{Q_1} ; \eta_i' = \frac{L_i'}{Q_1'} = \frac{L_i + \Delta L_i}{Q_1 + \Delta Q_1} \Rightarrow \eta_i' > \eta_i \text{ dove } \Delta L_i \approx \Delta Q_2$$

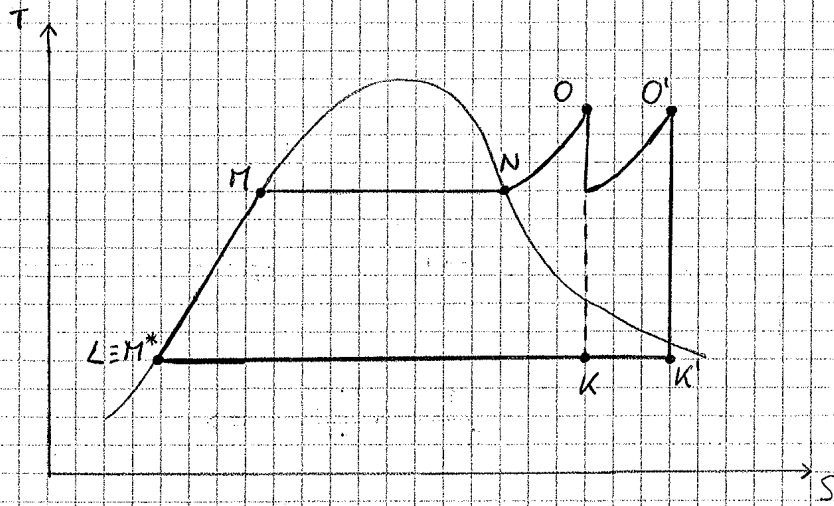
oppure

$$\eta_i = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} ; \eta_i' = \frac{Q_1' - Q_2'}{Q_1'} = 1 - \frac{Q_2'}{Q_1'} = 1 - \frac{Q_2 + \Delta Q_2 - \Delta Q_1}{Q_1 + \Delta Q_1} \rightarrow \Delta L_i \approx \Delta Q_2$$

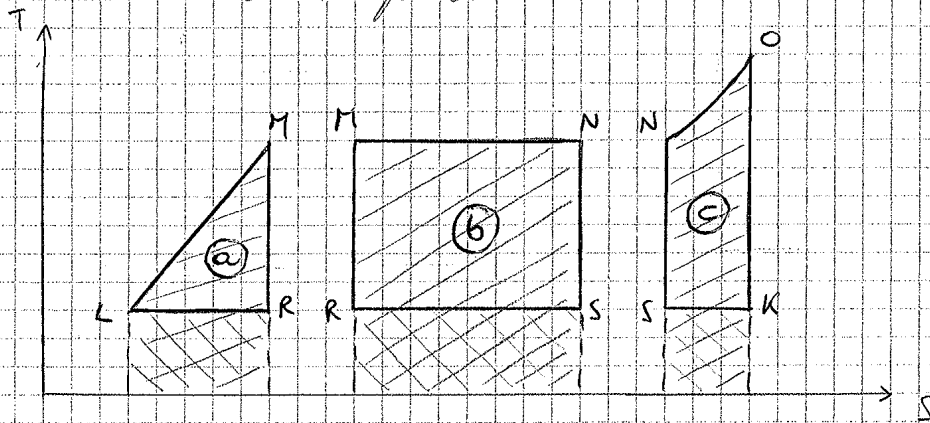
$$\boxed{\eta_i' = 1 - \frac{Q_2}{Q_1 + \Delta Q_1}}$$

$$\Rightarrow \eta_i' > \eta_i$$

IMP: in queste dimostrazioni di ③ il risultato lo si ottiene con un misto di teoria e di pratica perché è grazie alla pratica che possiamo affermare $\Delta L_i \approx \Delta Q_2$



Divido il ciclo in 3 parti



//// $Q_1 = Q_{1a} + Q_{1b} + Q_{1c}$

|||| $Q_2 = Q_{2a} + Q_{2b} + Q_{2c}$

{ Area a = L_{1a}

{ Area b = $L_{1b} \Rightarrow L_i = L_{1a} + L_{1b} + L_{1c}$

{ Area c = L_{1c}

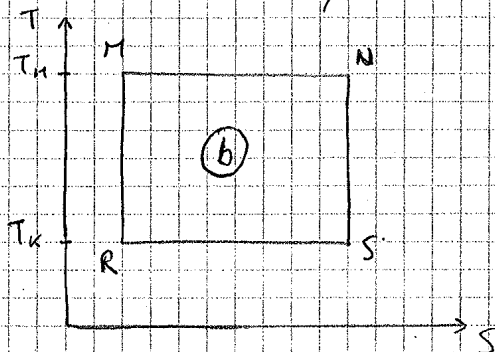
Essendo in un CASO IDEALE \Rightarrow

\hookrightarrow NB: ora le

aree rappresentano effettivamente dei LAVORI

$$\eta_i = \frac{L_i}{Q_1} \rightarrow \eta_i = \frac{L_{1a} + L_{1b} + L_{1c}}{Q_{1a} + Q_{1b} + Q_{1c}} = \frac{\eta_{1a} \cdot Q_{1a} + \eta_{1b} \cdot Q_{1b} + \eta_{1c} \cdot Q_{1c}}{Q_{1a} + Q_{1b} + Q_{1c}} \rightarrow \text{NB: } \bar{\eta} \text{ è una MEDIA "PESATA" ed è "PESATA" come i } Q$$

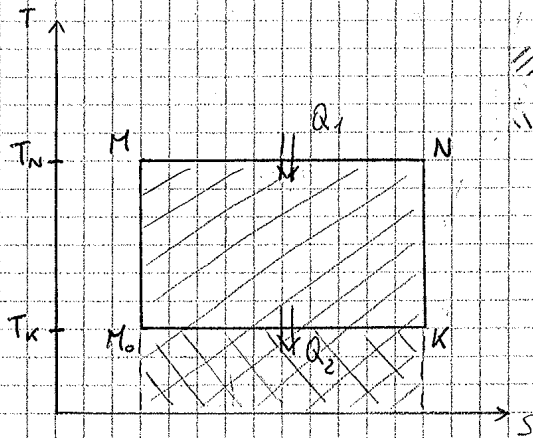
Verifichiamo i 3 cicli separatamente



$$\eta_{1b} = 1 - \frac{T_{\min}}{T_{\max}} = 1 - \frac{T_K}{T_H} \quad \text{CICLO DI CARNOT}$$

\hookrightarrow NB: il nostro scopo $\times \uparrow \eta_i$ e di \uparrow il + possibile la T_{\max}

Tale ciclo è identico a qst



$////// = Q_1'$
 $||||| = Q_2'$

$Q_1' = Q_1$
 $Q_2' = Q_2 \Rightarrow \eta' = 1 - \frac{T_{min}}{T_{max}} = 1 - \frac{T_K}{T_N}$

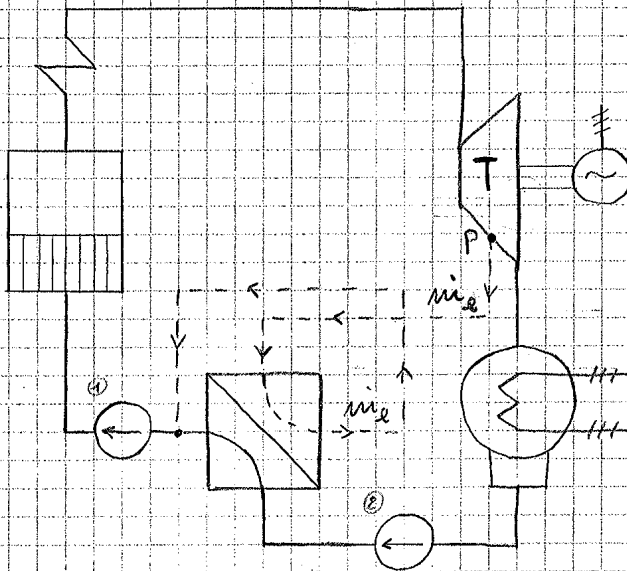
\hookrightarrow NB: gli effetti del ciclo e sono sommersi

IN CONCLUSIONE

L'idea della RIGENERAZIONE è di evitare di fornire dall'esterno il Q al CICLO (e quindi dalla CALDAIA), ma di fornirlo internamente all'impianto. Purtroppo non si può fare praticamente ciò a causa della superficie di scambio troppo piccola della TURBINA, la quale a impedire di scambiare quantità di Q apprezzabili. \Rightarrow forniremo Q internamente (NO dalla CALDAIA) tramite gli SPILLAMENTI.

Spillamenti

(*) VEDI AVANTI



P = da tale pt. SPILLIAMO una frazione di m_i e la mandiamo (controcorrente) in uno SCAMBIATORE
 m_{ie} = PORTATA ESTRATTA DI VAPORE

- * L'acqua di alimento è riscaldata facendola passare in SCAMBIATORI
- * Come sorgente di calore si utilizza una frazione del vapore che si sta espandendo, spillandolo dalla TURBINA
- * Il vapore è spillato dalla TURBINA a una p intermedia tra quella di IN e quella di OUT

$$\eta'_i = \frac{L'_i}{Q'_i} = \frac{L_{i_0} + M_{e_2}(i_{i_0} - i_{i_p})}{(1 + M_{e_2})(i_{i_0} - i_{i_L})} = \frac{1(i_{i_0} - i_{i_K}) + M_{e_2}(i_{i_0} - i_{i_p})}{1(i_{i_0} - i_{i_L}) + M_{e_2}(i_{i_0} - i_{i_L})} \quad \text{dove } L'_i = i_{i_0} - i_{i_K}$$

↳ come si vede dal grafico e il Q fornito dall'esterno da L'a 0

$$= \frac{L_i + M_{e_2}(i_{i_0} - i_{i_p})}{(i_{i_0} - i_{i_L}) + M_{e_2}(i_{i_0} - i_{i_p}) + M_{e_2}(i_{i_p} - i_{i_L})}$$

↳ ho operato in $M_{e_2}(i_{i_0} - i_{i_L})$

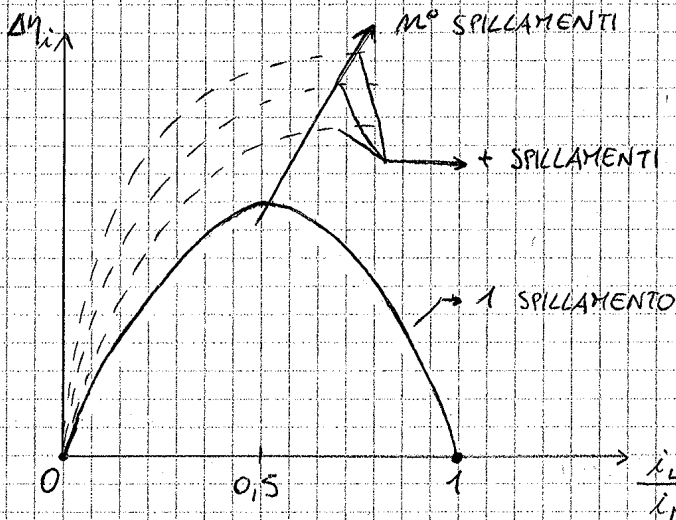
dove $M_{e_2}(i_{i_p} - i_{i_L}) = 1(i_{i_L} - i_{i_L})$

=> DENOMINATORE = $i_{i_0} - i_{i_L} + M_{e_2}(i_{i_0} - i_{i_p}) + i_{i_L} - i_{i_L}$

$$= \frac{L_i + M_{e_2}(i_{i_0} - i_{i_p})}{(i_{i_0} - i_{i_L}) + M_{e_2}(i_{i_0} - i_{i_p})} \Rightarrow \eta'_i = \frac{L_i + M_{e_2}(i_{i_0} - i_{i_p})}{Q_{i_0} + M_{e_2}(i_{i_0} - i_{i_p})}$$

↳ NB: L_i e Q_{i_0} crescono della stessa quantità => $\eta'_i > \eta_i$

• Quale è il miglior pt. dove fare lo spillamento?



Brumaglinismo di spillare o in pt. P' molto prossimo al pt. O oppure in un pt. P'' molto prossimo al pt. K

NB: il max in 0,5 è un dato sperimentale

1 → P' molto vicino O

0 → P'' molto vicino K

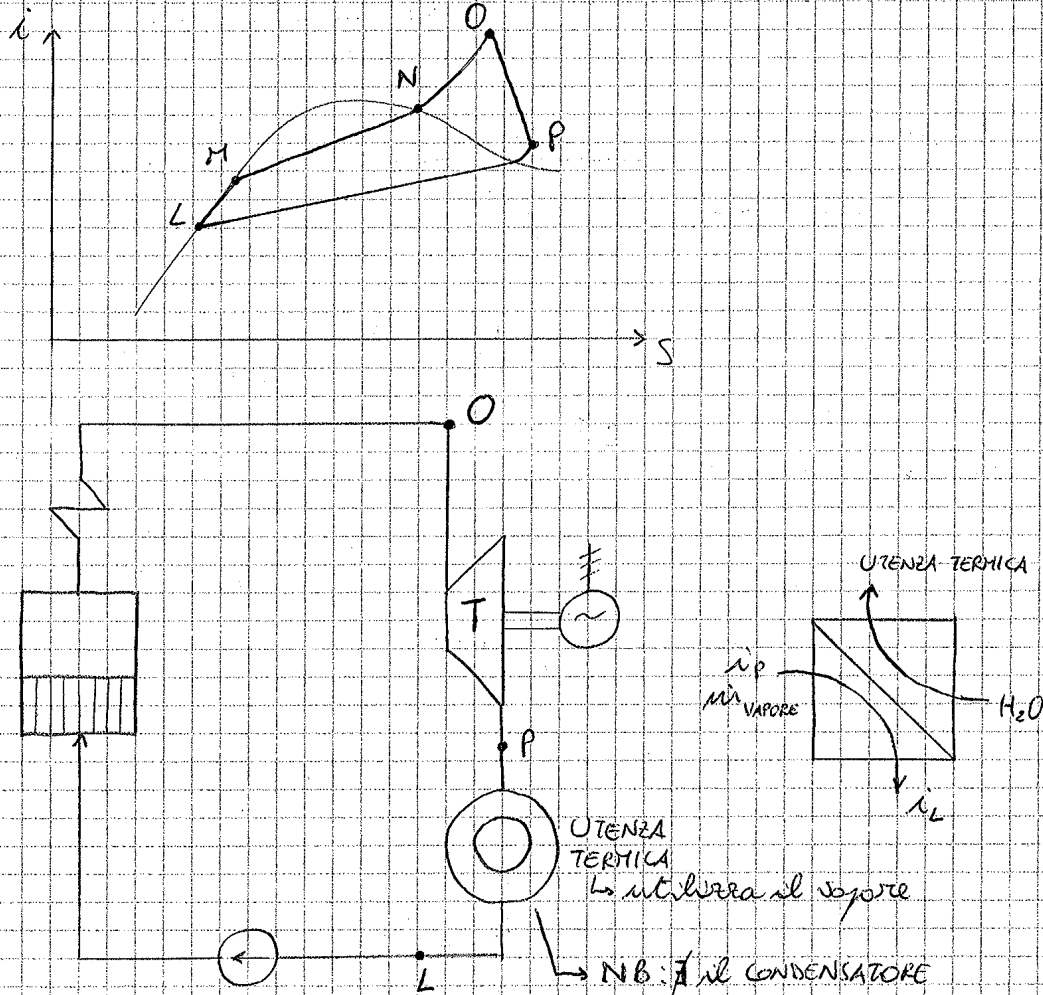
Il miglior spillamento è in un pt. intermedio

(*) Se l'uscita del CONDENSATORE è esattamente sulla CURVA LIMITE INFERIORE (pt. L) e non si fa spesa, ciò che arriva dal CONDENSATORE o scappa ancora la p del CONDENSATORE (cioè bassa) e quindi via via che si ricese Q invece di andare da L verso L' si potrebbe tornare indietro lungo la p_K, cioè si superirebbe (l'acqua a p bassa appena ricese Q superirebbe). => introduciamo una POMPA @ che ↑ la p × non fare superire. Concettualmente si porta la p al livello del pt. P e no della CALDAIA.

Impianti a recupero totale

Si fanno in tutti quei casi in cui l'UTENZA ha bisogno di vapore e contemporaneamente di ELETTRICA → impianto tipico delle centrali.

↳ Innanzitutto sull'esempio della centrale è utile pensare di utilizzare se l'impianto che produce vapore anche a produrre ELETTRICA.



$$Q_{\text{VAPORE}} = m \cdot v \cdot (i_p - i_L)$$

$$Q_v = \text{FLUSSO DI CALORE ceduto all'UTENZA TERMICA}$$

Se alla produzione di vapore si aggiunge la produzione di ELETTRICA è facile valutare il tutto attraverso un rendimento convenzionale:

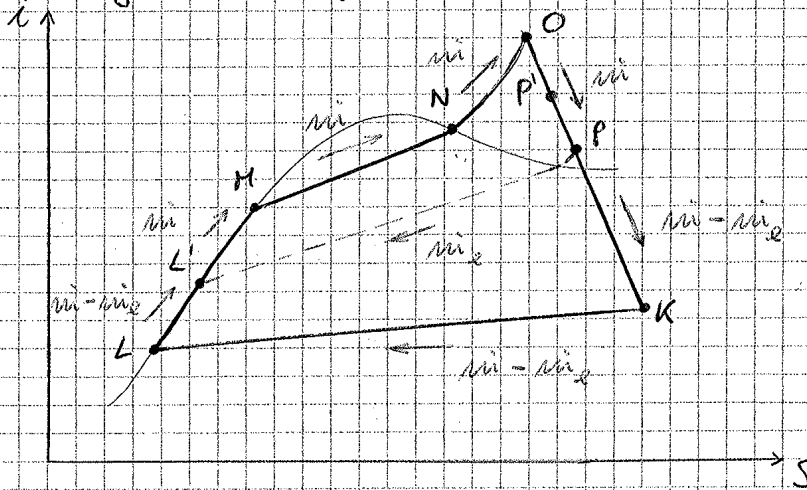
$$\eta_g = \frac{\text{EFFETTO UTILE}}{\text{SPESA}} = \frac{P_v}{m_b \cdot h_{i_{p_{T_0}}} - \frac{Q_v}{\eta_b}}$$

$$\Rightarrow \eta_g = \frac{P_e}{m_b \cdot h_{i_{p_{T_0}}} - \frac{Q_v}{\eta_b}}$$

P_e = POTENZA ELETTRICA

modo da riportare i valori corretti di p e w .

Immaginiamo di partire dalle "CONDIZIONI DI PROGETTO"



m_i = tutta la portata che circola in caldaia

Ora immaginiamo che occada guasto a un n. esca da tali condizioni e supponiamo che ad un certo pt. l'UTENZA TERMICA chieda < portata $\rightarrow m_i' < m_i_e \Rightarrow$ l'impianto deve adeguarsi.

• Cosa succederebbe se non ci fossero m , ϕ , V_1 e V_2 ?

Se $m_i_e \downarrow$ e m_i rimanesse identica \Rightarrow guasto non quadrerebbe +

Dato che:

- $m_i_e \downarrow \Rightarrow (m_i - m_i_e)' \uparrow$
- $m_i = \text{cost}$

Qst sovrappiù di portata deve passare nella TURBINA, ma essa ha una sua legge che è del tipo

$$(m_i - m_i_e) \propto \frac{P_{p,tot}}{\sqrt{P_{p,tot}}} = \sqrt{\frac{P_{p,tot}}{S_{p,tot}}}$$

Se non cambia nulla \Rightarrow la T_2 non cambia portata e quindi c'è guasto che non quadra. l'UTENTE TERMICO chiede di meno, ma la m_i resta la stessa e la portata in eccesso dove va? \Rightarrow non è possibile che l'impianto non modifichi spontaneamente guasto. \Rightarrow l'impianto farebbe salire P in P' e così la m_i può \uparrow ($P_{p,tot} \uparrow$ e $S_{p,tot} \uparrow$), ma ciò non è gradito né all'UTENTE TERMICO (che non riuscirebbe a regolare alla p prevista), né all'UTENTE ELETTRICO (perché cambiando il Δi cambia la potenza).

A qst pt. il PRESSOSTATO sente l' \uparrow di p ed interviene assieme al ϕ inviando segnali alla C.E. la quale agisce o su V_1 o su V_2 o su entrambe.

* avere $\eta_n = \text{COST}$ possibilmente vogliamo mantenere inalterata la forma del ciclo $\rightarrow \begin{cases} L_i = \text{COST} \\ Q_i = \text{COST} \end{cases} \Rightarrow \eta_n = \text{COST}$. * dobbiamo anche modificare la P_0

$$P_0 = \underbrace{m_{iv}}_{\text{COST}} \cdot L_i$$

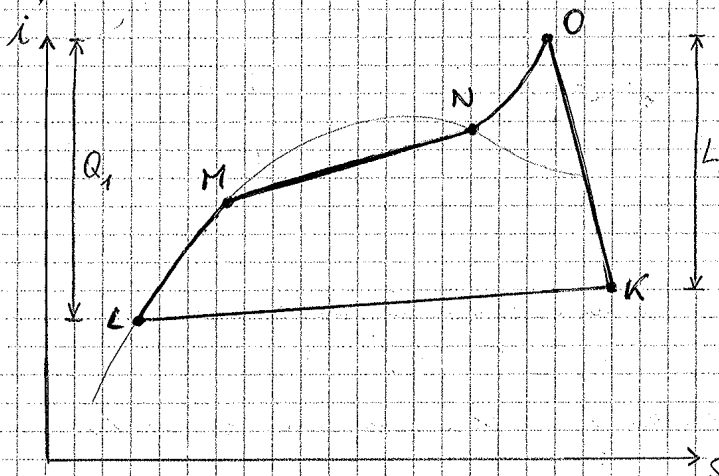
\rightarrow volendo tenere $L_i = \text{COST}$ (*ke* vogliamo mantenere la forma del ciclo \Rightarrow) \Rightarrow variano la m_{iv}

IN CONCLUSIONE

Vediamo che * avere $\eta_n = \text{COST}$ dobbiamo mantenere inalterata la forma del ciclo e tutta la variazione di P_0 si ottenga tramite la variazione di m_{iv} . Se così non fosse \Rightarrow dobbiamo accontentarci di variare anche L_i .

Regolazione per PARZIALIZZAZIONE

Pensiamo al caso in cui in testa alla TURBINA mettiamo una TURBINA AD AZIONE le quali permettono di regolare la portata * "parzializzazione".



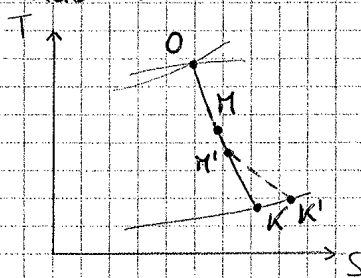
$$m_{iv} \propto \frac{P_{0_{TOT}}}{\sqrt{P_{0_{TOT}} \cdot N_{0_{TOT}}}}$$

\rightarrow possiamo modificare l'area

\Rightarrow in prima approssimazione vediamo che possiamo modificare la m_{iv} e quindi avere $\eta_n = \text{COST}$
 $\Rightarrow \eta_f = \text{COST}$

In realtà non è così *ke nel momento in cui non parzializziamo in testa, tutto il resto della TURBINA si deve adattare alla modifica di m_{iv} che si ha nel 1° STADIO.

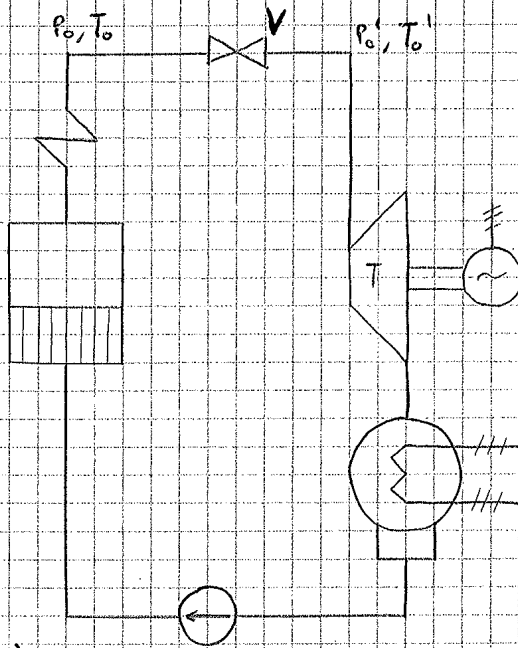
Pensiamo che ω sia solo nel 1° STADIO AD AZIONE ed è necessario stare a REAZIONE.



Dal pt. O si passa ad un pt. intermedio M. Nel momento in cui modifichiamo la m_{iv} nel 1° STADIO tramite l'A, il pt. M non può rimanere lì *ke tutta la TURBINA A REAZIONE che segue non è + parzializzabile (NB: le TURBINE A REAZIONE non sono

REGOLAZIONE PER LAMINAZIONE ALL'AMMISSIONE

Viene usata x raccordare tra di loro 2 pt ottenibili con PARZIALITÀ

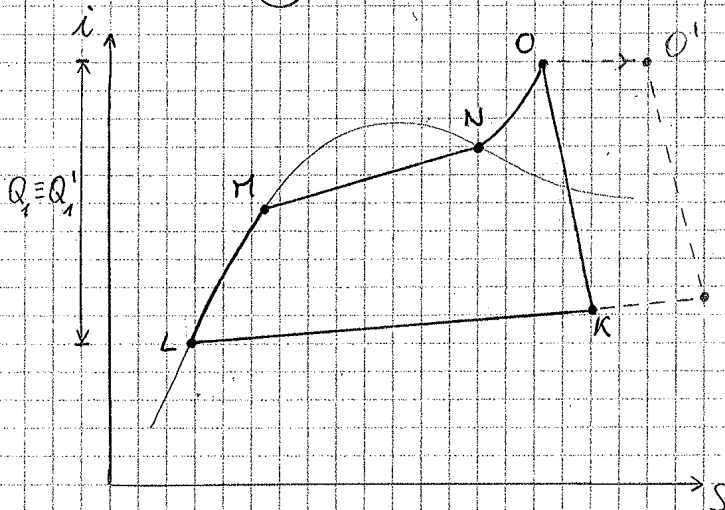


IPOTESI:

$i_{TOT} = COST$ (date le linee separate di ingresso della TUR.)

$\Rightarrow i \approx COST$

$\hookrightarrow O \& O'$ stesso livello



Questa è una regolazione continua xke cambia la m

\hookrightarrow IN GENERALE

$L_i' < L_i$

$$\eta_i' = \frac{L_i'}{Q_1'} = \frac{L_i}{Q_1} < \eta_i$$

\hookrightarrow NB: con qsta idea minima siamo in partenza al fatto di mantenere $\eta_i = COST$

IN CONCLUSIONE

$$\frac{m_i'}{m_i} = \frac{P_{0,TOT}'}{P_{0,TOT}}$$

\downarrow NB: \iff LAMINAZIONI in REGIME CRITICO

$$m_i = K_1 \cdot A \cdot \frac{P_{0,TOT}}{\sqrt{P_{0,TOT} \cdot S_{0,TOT}}} \text{ ma } A = COST$$

$\Rightarrow m_i \propto \frac{P_{0,TOT}}{\sqrt{P_{0,TOT} \cdot S_{0,TOT}}}$ Ma x un VAPORE anche se minimo è un "gas perfetto", al la condizione $i \approx COST$

$$P_{0,TOT}' \cdot S_{0,TOT}' \approx COST$$

$$\Rightarrow m_i' \propto \frac{P_{0,TOT}'}{\sqrt{P_{0,TOT}' \cdot S_{0,TOT}'}}$$