NUMERO : 237

DATA : 05/03/2012

A P P U N T I

STUDENTE : Montanari

MATERIA : Fondamenti di Macchine, teoria + domande
Prof. Casalino

FONDAMENTI DI MACCHINE

19 lezioni

- → TERMODINAMICA
- → TEORIA degli UGELLI
- → COMPRESSORI
- → TURBINE
- → TURBOPOMPE
- → MOTORI ALTERNATIVI

$\boxed{4E}$ domande d'esame o concetti precisamente richiesti

[redacted]

- 1° principio della termodinamica $[L_e + Q_e - E_{finale} - E_{iniziale}]$ LAG (massa m fissa, inizio-fine), con $E = U + E_c + E_g + E_{cf}$
  forma lagrangiana - forma eul.
  $[Q_e + L_i = (i + E_{c,g,cf})_2 - (i + E_{c,g,cf})_1]$ EUL (uscita-entrate), con $i = U + pv$
- ENTALPIA $\boxed{i = U + pv}$
- 2° principio della termodinamica $[TdS = di - vdp]$

+ sapendo che
  $dL_e = -pdV + dE_{c,g,cf} + dL_w$ FORMA LAGRANG. 1° principio
  $dL_i = vdp + dE_{c,g,cf} + dL_w$ FORMA EULER. 1° principio
  $\Rightarrow TdS = dQ_e + dL_w$ lavoro delle resistenze passive

- RELAZIONI ISOENTROPICHE
- COMPRESSIONE / ESPANS dei fluidi
  - rapporto di compres.
  - rendimento adiabatico di compres.
  - 1° ESPRESS. LAVORO di COMPRESS 4E
  - rend. idraulico
  - lavoro di controrecupero
- (ESPANSIONE ADIABATICA)?
  - lavoro di turbine
  - rapporto di espansione
  - rend. isoentropico
  - LAVORO di TURBINA 4E
- GRANDEZZE TOTALI
- NUMERO di MACH
- COMPRESSIONE ADIABATICA
- ESPANSIONE ADIABATICA
  - rend. TTT
  - rend TTS

(2) [redacted]

- → PORTATA
  4E come si definisce la portata in funzione delle grandezze totali?
  - espressione della portata $f(p)$
  - espressione della portata $f(M)$
  - portata corretta
- PORTATA in CONDOTTI A SEZ VARIABILE
  - DIFFUSORE SUBSONICO
  - → UGELLO SEMPLIC. CONVERGENTE
  - → UGELLO CONV - DIV
    + urti rett. / obliqui

indice 1

→ REGOLAZIONE DEI COMPRESSORI → INDUSTRIALE
→ AERONAUTICA

1) REGOLAZIONE INDUSTRIALE
- RIFLUSSO
- TUTTO O NIENTE
- VARIAZ. CALETTAMENTO delle PALE
- Variaz. n
- laminazione alla mandata
- laminazione all'aspirazione

2) REGOLAZIONE AERONAUTICA
- compressore turbina gas di scarico
- compress. a comando meccanico
  - → n° di giri
  - → (regolazione) laminaz. mandata
  - → laminazione all'aspirazione

(4) [redacted]oniali

- grado di reaz.
- [redacted] MOTO PERMANENTE / FLUSSO ADIABATICO / UNIDIM

$$L_t = U(W_1 - W_2)$$

(A) TURBINA AD AZIONE
→ [redacted]
DE Dimostrare che $|W_1| = |W_2|$ per triangoli di velocità turb. ad az.

1° p girante → $0 = \int_1^2 \underbrace{v\,dp}_{p=\cos t} + \frac{W_2^2 - W_1^2}{2} + \underbrace{Eg\cancel{cf}}_{=0} + \underbrace{L_W}_{=0}$

- TRIANGOLO VEL TURBINA
- LAVORO $L_t = 2U(c_1 \cos\alpha_1 - U)$
- RENDIMENTO TTS
→ [redacted] $c_1 = \varphi c_{1s}$ PROOFS
- RENDIMENTO $\eta = \eta_{is}\ \underbrace{\frac{1+\psi}{2}}_{\text{perdite ROTORE}}\ \underbrace{\varphi^2}_{\text{perdite STATORE}}$

NB φ e ψ SONO DIVERSI dal CASO del COMPRESS.!!

- TRIANGOLO di velocità η_{max}

⇒ TURBINA A SALTI DI PRESSIONE $L_t = 2zU^2$
⇒ TURBINA A SALTI DI VELOCITÀ $\boxed{L_t = 2z^2U^2}$ DE

(B) TURBINA A REAZIONE
→ IDEALE
- L_t → $L_{T\,REAZ} = \frac{L_{TA}}{2}$
- η → $\eta_R \times \eta_A$
- TRIANGOLO di VELOCITÀ per η_{max}

indice 3

↳ CICLO INDICATO
- → scambi termici $f^{-1}(\eta_{\theta i})$
- → fughe di fluido $f^{-1}(\eta_{\theta i})$
- ↳ intempestività ed incompletezza combust $f^{-1}(\eta_{\theta i})$

· def rendim. organico η_o
- → trascinam. accessori $f^{-1}(\eta_o)$
- → attriti da forze d'inerzia $f^{-1}(\eta_o)$
- → attriti da fdP $f^{-1}(\eta_o)$
- ↳ lavoro di ricambio del fluido $f^{-1}(\eta_o)$

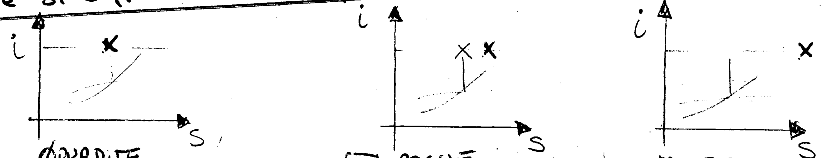
· def coefficente di riempimento λ_v
- → scambi termici
- → laminazioni asp
- ↳ laminazioni scar

→ FASATURA DELLE VALVOLE

→ STUDIO PRESTAZIONI
- → $f(z)$
- → $f(\alpha)$
- ↳ $f(n)$

indice 5

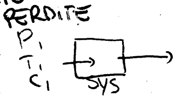
* GRANDEZZE TOTALI (o d'Arresto)
Sono grandezze rappresentative sia dell'Energia interna che di quella CINETICA
- entalpia totale è l'ENTALPIA che il fluido raggiunge quando la velocità scende a zero senza che ci siano scambi di calore e/o lavoro. $Q_e = L_i = 0$ $\quad i^\circ = i + \frac{c^2}{2}$
+ più in generale chiameremo grandezze TOTALI quelle grandezze che il fluido raggiunge quando la velocità tende a zero $c \to 0$ con $Q_e = L_i = 0$ e con $L_W = 0$. Mentre non è specificato per l'ENTALPIA TOTALE, per tutte le altre grandezze si suppone che il processo sia REVERSIBILE, cioè ISOENTROPICO



Ø PERDITE $\qquad$ POCHE PERDITE $\qquad$ MOLTE PERDITE

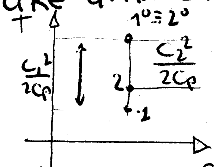
GAS PERFETTO
$i^\circ = c_p T^\circ = c_p T + \frac{c^2}{2}$
$p v^\gamma = p^\circ v^{\circ\gamma} = K$

→ LEGAME tra condizioni totali $\boxed{o}$
$1 \to 2$

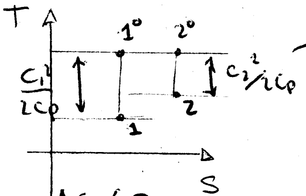


* Se $Q_e = L_i = 0$ $\qquad c_p T_2^\circ = c_p T_1^\circ \Rightarrow$ LA TEMPERATURA TOTALE (gas) RIMANE COST

* Se $\Delta S = 0$ il flusso è ISOENTROPICO ($\Rightarrow L_W = 0$) $\quad p_2^\circ = p_1^\circ \quad v_2^\circ = v_1^\circ$ ... ecc
ANCHE LE ALTRE GRANDEZZE SI CONSERVANO



ISOENTROPICO



calo di pressione (perdite)

$\Delta S \neq 0$

$\boxed{i, p, T, c} \xrightarrow[L_i = 0]{Q_e = 0} i^\circ = i + \frac{c^2}{2}$ $\qquad$ $\boxed{i, p, T, c} \xrightarrow[L_i = 0,\ L_W = 0]{Q_e = 0}$ $\quad p^\circ = p\left(\frac{T^\circ}{T}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$

* Per un gas ideale → $T^\circ = T + \frac{c^2}{2c_p}$
esprimendo in funzione del numero di Mach

$c_p = \frac{\gamma}{\gamma-1} R T$
$M = \frac{c}{\sqrt{\gamma R T}}$
cs: gas ideale

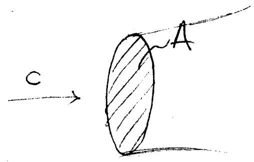
$$\boxed{T^\circ = T\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)} \qquad \boxed{p^\circ = p\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}}$$

$E_{cinetica} \xrightarrow{\text{convertita}} \text{pressione}$ $\qquad v\,dp = -dE_{cin} - L_W \rightarrow$ perdite

Vediamo:
→ COMPRESSIONE ADIABATICA

+ PORTATA

$$\dot{m} = \frac{dm}{dt} = \rho c A$$



⚠E. Come si definisce la PORTATA in funzione delle GRANDEZZE TOT?? sapendo che $\rho = \rho^\circ \left(\frac{p}{p^\circ}\right)^{1/\gamma}$

Scriviamo la vel c in funzione delle grandezze TOT attrav. il 1° PRINCIPIO in forma mista

$$\cancel{L_i} = \int_p^{p^\circ} v\,dp + \frac{0^2 - c^2}{2} + \cancel{L_w}$$

per def di passaggio TOTALE STATICO — 0 per def

⇓ ☺ ⚠E I passaggi NON sono chiesti!

1° ESPRESS. della PORTATA

$$\boxed{\dot{m} = \frac{p^\circ A}{\sqrt{p^\circ/\rho^\circ}} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1}\left[\left(\frac{p}{p^\circ}\right)^{2/\gamma} - \left(\frac{p}{p^\circ}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma}}\right]}}$$

saltare cost — unica variabile

⚠ DA RICORDARE

$$\frac{p^\circ A}{\sqrt{RT^\circ}} f\left(M, \frac{p}{p^\circ}\right)$$

$$p = \frac{p^\circ}{\left(1+\frac{\gamma-1}{\gamma}M^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}}$$

$M = 0 \quad p = p^\circ$

$M \uparrow \quad p \downarrow$

$M \to \infty \quad p \to 0$

Aggiungendo l'Hyp di ~~gas perfetto ed ideale~~ variabile

↓

ricaviamo $\dot{m} = f(M)$

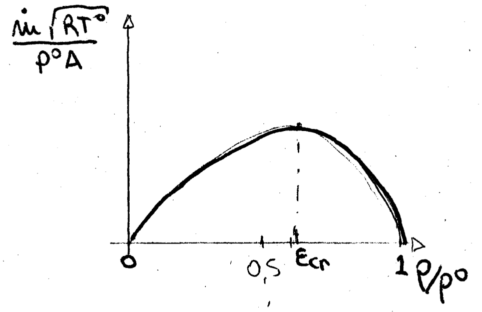
$$\rightarrow \rho = \frac{p}{RT} = \frac{p^\circ / \left(1+\frac{\gamma-1}{2}M^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}}{RT^\circ / \left(1+\frac{\gamma-1}{\gamma}M^2\right)}$$

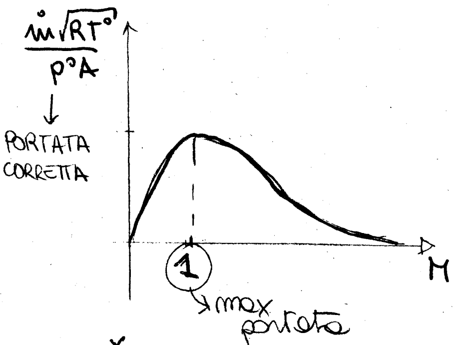
$$\rightarrow \cancel{L_e} + \cancel{L_i} = c_p(T^\circ - T) + \frac{0^2 - c^2}{2} \Rightarrow c = M\sqrt{\gamma R T} = M\sqrt{\gamma R}\frac{\sqrt{T^\circ}}{\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M^2\right)^{1/2}}$$

0 — 0 per Hyp

$$\boxed{\dot{m} = \frac{p^\circ A}{\sqrt{RT^\circ}} \sqrt{\frac{\gamma M^2}{\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M^2\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}}}}$$

ESPRESS. della PORTATA in funz del MACH





Per $M = 0 \rightarrow c = 0 \rightarrow \dot{m} = 0$

Per $M = \infty \rightarrow \frac{\gamma M^2}{\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M^2\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}} \rightarrow 0$, $\dot{m} \rightarrow 0$

⇓

LA PORTATA MAX SI HA PER $\boxed{M = 1}$

$$\left(\frac{p}{p^\circ}\right)_{cr} = \frac{1}{\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}} \underset{M=1}{=} \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \underset{\gamma=1.4}{\simeq} \boxed{0{,}54}$$

$$\left(\dot{m}_{CORR}\right)_{max} = \sqrt{\frac{\gamma}{\left(\frac{\gamma+1}{2}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}}} \simeq \boxed{0{,}64}$$

CONSIDERAZIONI

Per $T^\circ, p^\circ = cost$

- se $M\uparrow\ p\downarrow$ $\begin{cases} M<1 & A\downarrow \\ M>1 & A\uparrow \end{cases}$
- se $M\downarrow, p\uparrow$ $\begin{cases} M<1 & A\uparrow \\ M>1 & A\downarrow \end{cases}$

- IN SUBSONICO una corrente si comprime in un convergente
- IN SUPERSONICO la corrente si comprime nel DIVERGENTE!

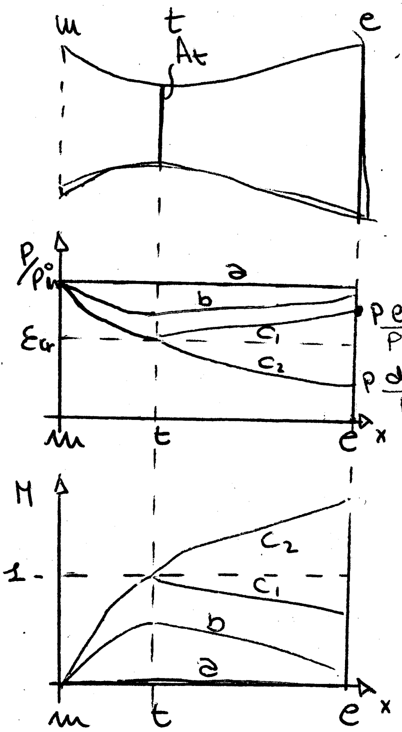
$\dot{m}_1 = \dot{m}_2$

⇓

$$A_1 f(M_1) = A_2 f(M_2) \Longrightarrow \boxed{A_x f(M_x) = A^* f(1)}$$

→ per utilizzare le Tabelle

— D —



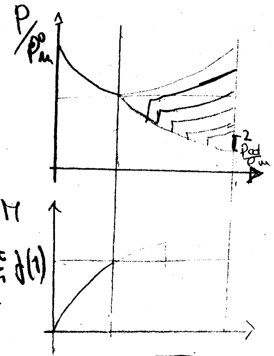
(b) Nel convergente il flusso subsonico accelera e si comprime mentre nel divergente rallenta

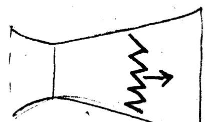
(C) Abbassando ulteriormente la pressione si ha il CASO LIMITE o DISCRIMINANTE dove la pressione nel convergente raggiunge Ecr e M = 1
p_v Una perturbazione infinitesima può portare il flusso da SUBSONICO a SUPERSONICO e viceversa attrav. urti infinitesimi → in base alla (p_s)

$\boxed{p_v \leq p_{ad}}$ FLUSSO SUPERSONICO

$\boxed{p_s > p_{lim}}$ FLUSSO SUBSONICO

$\boxed{p_{lim} < p_v < p_{ad}}$ la corrente o diventa subsonico e continua a comprimersi oppure diventa SUPERSONICO accelera ed espande ad una pe troppo bassa → URTO diventando così subsonico





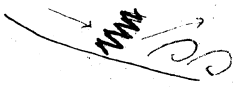
All'aumentare della pressione di valle l'urto si sposta verso l'uscita

Come trovo plim e pad??
eguagliamo $\dot{m} = \dot{m}_{cr}$

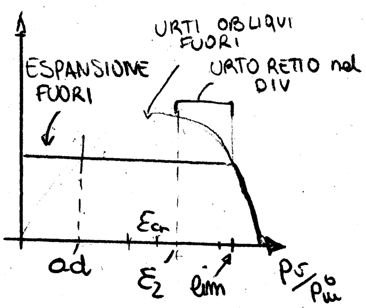
$$\dot{m} = \frac{p^o_{e=m} A_e}{\sqrt{RT^o_{e=m}}} \left[\frac{2\gamma}{\gamma-1}\left[\left(\frac{p_e}{p^o_m}\right)^{\frac{2}{\gamma}} - \left(\frac{p_e}{p^o_m}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma}}\right]\right] = \dot{m}_{cr} = \frac{p^o_m A_t}{\sqrt{RT^o_m}} f(1)$$

$\Rightarrow$ ricavo $\frac{p_e}{p^o_m}$ → 2 soluz. ⟨ $p_e > p_{cr} \rightarrow p_{lim}$; $p_e < p_{cr} \rightarrow p_{ad}$

$\boxed{p_{ad} < p < p_2}$ l'URTO AVVIENE nella sezione d'USCITA: URTO OBLIQUO → spinta ottimale



$\boxed{p_v < p_{ad}}$ espansione fuori dall'UGELLO



(E_2) corrisponde al caso di urto retto sulla BOCCA IN USCITA

lim, ad sono gli unici punti in cui valgono
- flusso rev $p^o_e = p^o_m$
- all'uscita $p_e = p_v$
$M_t = 1$

} $\dot{m} = \dot{m}_{cr}$
⇓
$\frac{A_e}{A_t}$ ↑ la curva si abbassa

$\frac{A_e}{A_t} \rightarrow 1$ plim e pad tendono a coincidere

COME SI CALCOLA LA PORTATA IN UN UGELLO CONV/DIV

- $\frac{p_v}{p^o_m} > \left(\frac{p}{p^o}\right)_{lim} \Rightarrow$ FLUSSO SUBSONICO $(M < 1)$ $p^o_e = p^o_t = p^o_m$, $\Delta S = 0$, $p_e = p_v$

la portata: $\dot{m} = \frac{p^o_m A_e}{\sqrt{RT^o_m}} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1}\left[\left(\frac{p_v}{p^o_m}\right)^{\frac{2}{\gamma}} - \left(\frac{p_v}{p^o_m}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma}}\right]}$ al posto di p_e

- Se $\frac{p_v}{p^o_m} \leq E_{cr} \Rightarrow M_t = 1$ $\dot{m} = \dot{m}_{cr} = \frac{p^o_m A_t}{\sqrt{RT^o_m}} f(1)$

- Se $\frac{p_v}{p^o_m} > E_{cr}$ devo controllare per via numerica se $\frac{p_v}{p^o_m} < \left(\frac{p}{p^o}\right)_{lim} \rightarrow \dot{m} = \dot{m}_{cr}$

Introducendo due coefficenti adimensionali:

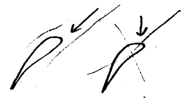
COEFF di PORTATA $\boxed{\varphi = \frac{C_a}{U}}$ $\boxed{\psi = \frac{L_c}{U^2/2}}$ COEFF. di PRESSIONE $\Rightarrow \psi = 2\left[1 + \varphi\,\underbrace{(\cot\beta_2 - \cot\alpha_1)}_{(*)\,<0}\right]$

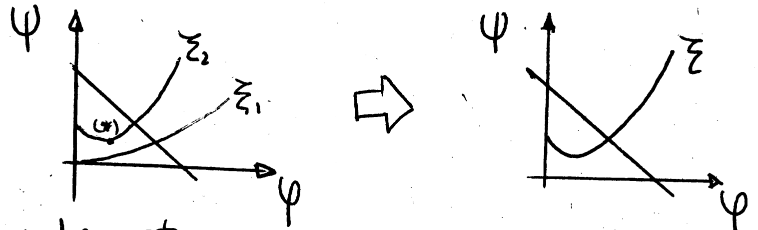
↑ eq del lavoro$/U^2$

OSS $\cot\beta_2 < 0$ da cui $(*) < 0$

Indicando le perdite con ξ pox distinguere due tipi di perdite:

- PERDITE DISTRIBUITE
  $$\xi_1 = \frac{L_{W_1}}{U^2/2}$$
- PERDITE CONCENTRATE (o di imbocco scorretto)
  $$\xi_2 = \frac{L_{W_2}}{U^2/2}$$
  (*) ~~NULLE~~ MINIMO con incidenza nulla





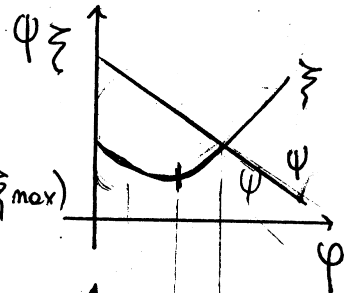
IN UN COMPREX IL LAVORO DIP:
- rapporto fra portata e vel
- n di giri
- geometria costrutt. (α_1, β_2)

- def un coefficiente TERMOMETRICO $\tau_1 = \frac{c_p T_1}{U^2/2}$ FUNZIONE della TEMPERATURA

Il rendimento

$$\eta_{yc} = \frac{L_c - L_w}{L_c} = \frac{\psi - \xi}{\psi}$$

$$\varphi((\psi-\xi)_{max}) < \varphi(\eta_{yc\,max}) < \varphi(\xi_{max})$$



$\boxed{HYP}$ $\Delta E_{cin} \sim 0$

$$L_i = L_i(\beta_c) = c_p T_1^\circ\left(\left(\frac{p_3^\circ}{p_1^\circ}\right)^{\frac{m-1}{m}} - 1\right)$$

lavoro comprex

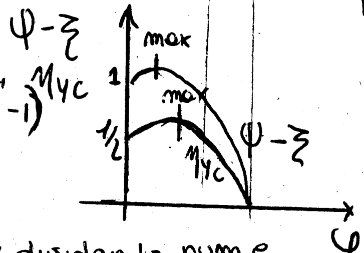
$\rightarrow L_c = c_p T_1\left(\beta_c^{\frac{\gamma-1}{\gamma}\eta_{yc}} - 1\right)$

da cui

$\beta_c = f(L_c, \ldots, c_p T_1, \gamma, \eta_{yc})$ ← dividendo num e den per $U^2/2$

$= g(\tau_1, \varphi)$

+ $\boxed{HYP}$ $\alpha_1 \rho$ cost → (INCOMPRIMIBILE)



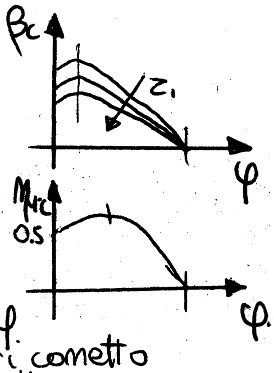
(*) N.B

Ricordiamo
- $c_p - c_v = R$
- $\frac{\gamma}{\gamma-1} = \frac{c_p}{R}$
- $\psi - \xi = \frac{L_c - L_w}{U^2/2}$

$$\boxed{\beta_c = 1 + \frac{\psi - \xi}{\tau_1}\,\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (*)$$

Cioè l'andam. di β_c corrisponde all'andamento della curva $\psi - \xi$

MAPPE del COMPRESSORE



$\eta_c = \eta_c(\beta_c, \eta_{yc})$

Per determinare φ
→ numero di giri corretto
→ portata corretta

1) NUMERO di GIRI CORRETTO

$$n_c = \frac{nD}{\sqrt{RT_1^\circ}} \propto \frac{U}{\sqrt{c_p T_1^\circ}} \propto \frac{1}{\sqrt{\tau_1}}$$

2) PORTATA CORRETTA

$$\dot{m}_c = \frac{\dot{m}\sqrt{RT_1^\circ}}{p_1^\circ D^2} \propto \frac{\varphi\, n_c}{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2}M^2\right)^{1/\gamma-1}}$$

$$= f(\varphi, n_c, (\alpha_1))$$

Per ogni coppia di scalari φ, τ_1 esiste un'unica coppia di valori n_c e $\dot{m}_c$

* LIMITE delle PRESTAZIONI del 1° STADIO di COMPRESSIONE

Per evitare stallo e fenomeni dissipativi
- M_{rel} limitato a $\boxed{0.8}$
- C_p (COEFFICENTE di PRESSIONE) limitato a $\boxed{0.5}$

$- C_{p(R)} = \dfrac{P_2 - P_1}{1/2 \rho W_1^2}$ ROTORE

β_c ? semplificaz. $\beta_c = \dfrac{P_3^0}{P_1^0} \sim \dfrac{P_3}{P_1}$

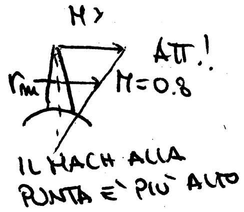
Lavoro in uno stadio trascur.

N.B. M relativo perche c'e W non c

$- C_{p(S)} = \dfrac{P_3 - P_2}{1/2 \rho C_2^2}$ STATORE

* $\boxed{HYP}$ $\dfrac{P_3}{P_2} = \dfrac{P_2}{P_1}$ $\qquad \dfrac{P_3}{P_2} = \dfrac{P_2}{P_1} = 1 + C_{PR} \dfrac{1/2 \rho_1 W_1^2}{P_1}$

$$\rightarrow \beta_C = \left[1 + C_{PR} \frac{\rho_1 W_1^2}{2 P_1 \gamma} \gamma\right]^2 = \left[1 + \frac{\gamma}{2} C_{PR} M_{rel}^2\right]^2$$

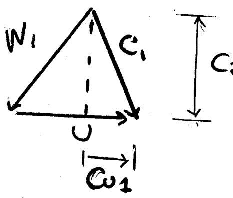


* $M_{rel}^2 = \dfrac{W_1^2}{\gamma R T_1}$ $\downarrow$ VEDI PAG. 60-61

$\beta_c(max) = \beta_c(C_{PR}|_{max}, M_{rel}|_{max}) \sim 1.44$

*

$C_{u1} > 0$	$C_{u1} = 0$
PARI U, C_a	
W_1	$< W_1$
PARI W_1, M_{rel}	
U, C_a	$> U, C_a$



$M_{rel} \propto W_1$

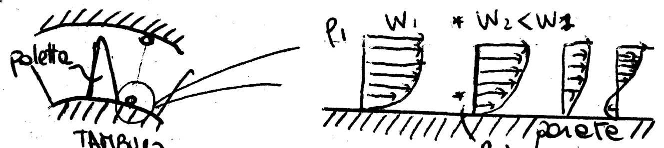
$W_1^2 = C_a^2 + W_{u1}^2$
$= C_a^2 + (C_{u1} - U)^2$, U grande perche ne dipende il lavoro

posso agire sulla C_a ma non troppo

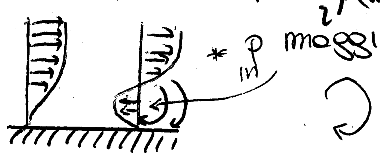
$\Downarrow$

$C_{u1} > 0, |C_{u1}| < U$

* STALLO A PARETE sul TAMBURO



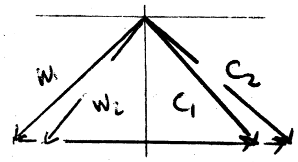
$P_2 - P_1 = \frac{1}{2}\rho(W_1^2 - W_2^2)$



Ci saranno particelle che non avranno velocità sufficente a compiere il salto di pressione. Se il salto di pressione richiesto è troppo alto le particelle continuano a perdere velocità → si ferma prima di aver raggiunto P_2 (e l'uscita) → ci saranno particelle che trovano da sotto e se una pres. maggiore che verso la parete in basso = bolle di ricircolo = sca vorticoso e rischio di stallo

Per il COMPRESSORE ASSIALE questo guadagno di pressione è dunque limitato $C_p max = 0.5$

→ Triangolo di velocità simmetrico



$\alpha_1 + \beta_1 = 180° = \alpha_2 + \beta_2 \qquad |C_1| = |W_2| \quad |C_2| = |W_1|$

Vogliamo che sia il rotore e sia lo statore siano in condiz. ottimali per avere il maggior β_c possibile.
→ facendo triangoli di velocità simmetrici $\qquad C_1 = C_3$

$|W_2 - W_1| = |C_3 - C_1|$

Posso quindi def. GRADO di REAZIONE

$$\boxed{R = \frac{i_2 - i_1}{i_2^0 - i_1^0} = \frac{T_2 - T_1}{T_2^0 - T_1^0}}$$

salto entalpico ROTORE; $i_2^0 = i_3^0$, $T_2^0 = T_3^0$

L_c = salto entalpico TOT

→ 1° principio al ROTORE → $R = \dfrac{W_1^2 - W_2^2}{(C_2^2 - C_1^2 + W_1^2 - W_2^2)}$ → $\boxed{R_{max} = 0.5}$

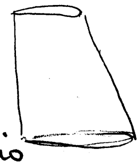
© Proprietà riservata dell'autore - Digitalizzazione e distribuzione a cura del CENTRO APPUNTI - Corso Luigi Einaudi, 55 - Torino / Pagina 17 di 212

* VORTICE ESPONENZIALE

$rC_u = ar + b$ in particolare $\begin{cases} rC_{u1} = \boxed{a}r + b_1 \\ rC_{u2} = \boxed{a}r + b_2 \end{cases}$ stessa a

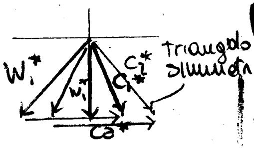
Se $a>0 \to rC_u \uparrow$ per $r\uparrow$ $\Rightarrow C_a\downarrow$

$\frac{dR}{dr} > 0$ Il grado di reazione sale al variare del raggio



* AVVIAMENTO COMPRESSORE ASSIALE MULTISTADIO

All'avviamento
- portata < portata progetto ($\dot m < \dot m^*$)
- Rapporto di compressione più basso $< \beta c^*$



Triangolo di velocità

$\boxed{HVP}$ $U = U^*$

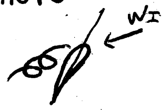
$\dot m = \rho C_a A$

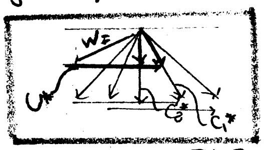
AE N.B.

C_1 avrà direzione fissa poiché nel 1° stadio la direzione è dettata da angoli costruttivi (il modulo no)

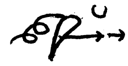
I STADIO
- la ρ del fluido è quella ambiente $\equiv \rho_{progetto}(\rho^*)$
- $A_I = A^*$
- La portata invece è minore $\dot m_I < \dot m^*$

$\Rightarrow C_{aI} < C_a^*$





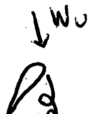
STALLO POSITIVO palette I° STADIO

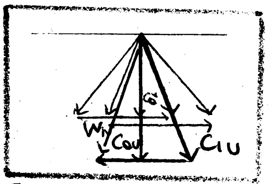
- **BP** 

Palettatura stallata positiv. = coppia frenante la U diminuisce

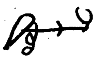
Ultimi STADI
- la $\rho << \rho^*$
- $A = A^*$
- $\dot m < \dot m^*$

$\Rightarrow$ prevale il calo di densità $\Rightarrow C_{aU} > C_a^*$





STALLO NEGATIVO palette ultimi STADI

- **AP** Palettatura stallata neg 

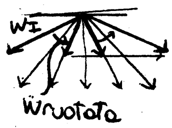
= l'aria spinge la paletta la U aumenta

* VENGONO USATI 3 MODI PER OVVIARE:

- PALE STATORICHE A CALETTAMENTO VARIABILE

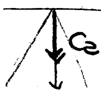
Ruoto la C_1 nella stessa direzione in cui voglio far ruotare la W_1

α_1 variabile

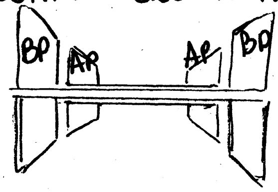


- SPILLAMENTO PORTATA.

Spillo aria negli ultimi stadi in modo da diminuire la C_a



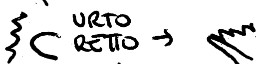
- COMPRESSORE A PIÙ ALBERI



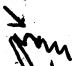
Si possono suddividere gli stadi su più alberi collegati a turbine e comprex separati

* COMPRESSORI TRANSONICI

La W_2 può diventare supersonica



URTO RETTO	URTO OBLIQUO
La velocità passa da SUPERS. → SUBS.	La velocità resta SUPERS.



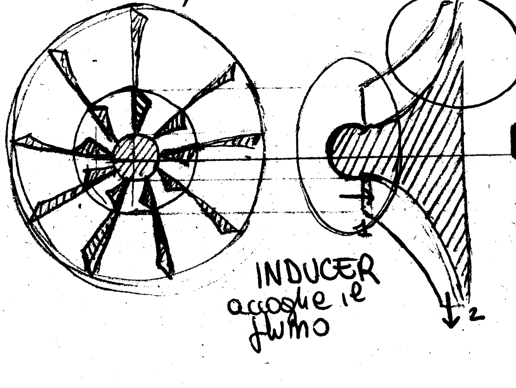
ROTAZ IMPROV.

- le onde d'urto oblique vanno ad interagire con le onde di espansione sul dorso delle palette → aumentano la p in modo brusco ma non distruttivo

$\Rightarrow$ N.B. bisogna avere un flusso molto uniforme e dell'ingresso → solo I° STADI

→ COMPRESSORE CENTRIFUGO

Più semplice e più corto dell'assiale, impiegato: ELICOTTERI, $\dot m$ piccole, compressore AP



IMPELLER comprime il flusso radiale

INDUCER accoglie il flusso

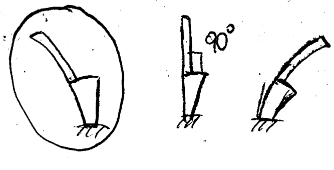
$\boxed{\to \text{LAVORO:}}$ $L_c = U_2C_{u2} - U_1C_{u1}$

$\boxed{HVP}$ $C_{u1} = 0$

$L_c = U_2 C_{u2}$

NB L'aumento di pressione non avviene rallentando il flusso ($\to$ NO STALLO quindi) ma attraverso le FORZE CENTRIFUGHE $\Rightarrow \beta$ MOLTO MAGGIORI!

Tipicamente le palette sono incurvate all'indietro ($>90°$) →



Tipi di PALETTE C. Centr.

– L –

COMPRESSORE CENTRIFUGO - IMPELLER

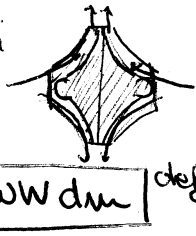
2) IMPELLER

con pale radiali

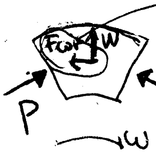
DIAMETRO IN USCITA $\varnothing$ D_2 → dato β_c e noto L_c $\Rightarrow U_2 \Rightarrow D_2$

$$L_c = \frac{c_p T_1^0}{\eta}\left(\beta_c^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1\right) = \psi \frac{U_2^2}{2}$$

NB per limitare D_2 = 2 giranti



→ EQUILIBRIO tangenziale

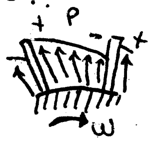


forza di CORIOLIS

$$\boxed{F_{cor} = 2\omega W dm} \quad def$$

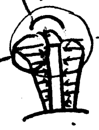
$$\boxed{\frac{dp}{d\theta} = -2\omega W \rho r}$$

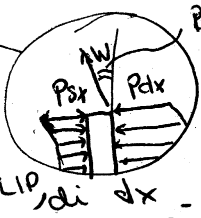
Nasce cioè un gradiente di pressione negativo!



TANTO PIÙ è alto il numero di palette → tanto più è basso il gradiente di pressione $dp/d\theta$

Nasce un GRADIENTE di PRESSIONE NEGATIVO. A bordo paletta (TIP) il gradiente di pressione viene compensato da un reflusso della zona ad alta pressione verso la zona a bassa pressione.





Tipicamente però, grazie ai vortici che si vengono a formare alla punta le due pressioni non vanno a coincidere ($P_{sx} = P_{dx}$) ma inclinando la W di un angolo chiamato di BACK SLIP, di quella di dx la p di sx rimarrà comunque più bassa di quella di dx. Per spezzare il gradiente di pressione si possono inserire delle mezze palette.

COMPRESSORE CENTRIFUGO - DIFFUSER

3) DIFFUSER

diffusore

Entra una c_2 elevata (500 m/s) devo $c\downarrow$ per consentire $p\uparrow$

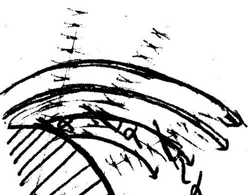
- PARTE NON PALETTATA

Portata e momento angolare si conservano (NO PALETTE) + HYP ρh = cost $\boxed{\tan\alpha_2 = \tan\alpha_3}$

$\alpha_2 = \alpha_3$

$$\boxed{r = r_2 e^{(\theta - \theta_0)}}$$

SPIRALE LOGARITMICA



La traiettoria seguita dalle particelle è una SPIRALE LOGARITMICA!

$$\boxed{r_3/r_2 = c_2/c_3}$$

Solitamente serve solo a portare tutta la corrente in subsonico

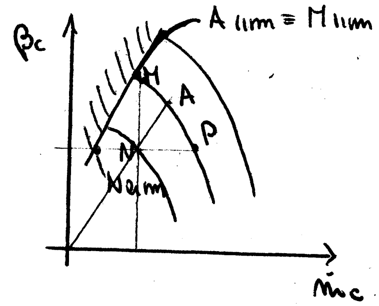
- PARTE PALETTATA

$\rho c \sin\alpha 2\pi r h$ = cost $\xrightarrow{HYP}$ $\boxed{r c \sin\alpha = cost}$

$$\frac{r_4}{r_3} = \frac{c_3 \sin\alpha_3}{c_4 \sin\alpha_4}$$

⇨ per rallentare la corrente $c_4\downarrow$ $\alpha_4\uparrow$ deve essere più grande possibile

$\alpha_4 > \alpha_3$



I limiti delle regolazioni si hanno alla LINEA del POMPAGGIO.

Per trovare ad es. $A_{lim} = M_{lim}$ → incrocio con una retta $O M_{lim}$ → TROVO N' ($\beta_{N'} = \beta_P$) calcolo $\dot{m}_{c\,min\,N'} = \dot{m}_{c\,min\,A=M}$

② REGOLAZIONE AERONAUTICA

La Regolazione si attua su due diversi tipi di compressore:

+ COMPRESSORE MOSSO da TURBINA a GAS di SCARICO
I gas di scarico muovono una Turbina che compie del lavoro che va al compressore → solitamente si regola la mandata dei gas di scarico in arrivo alla Turbina per variare così il rapporto di compressione. NON NE DISCUTEREMO LA REGOLAZIONE.

+ COMPRESSORE A COMANDO MECCANICO
Come regolazione si usa
• R. n di GIRI • LAMINAZIONE all'ASPIRAZIONE • LAMINAZIONE alla MANDATA

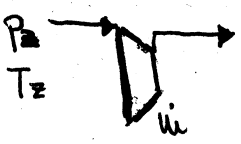
REGOLAZIONE AERONAUTICA

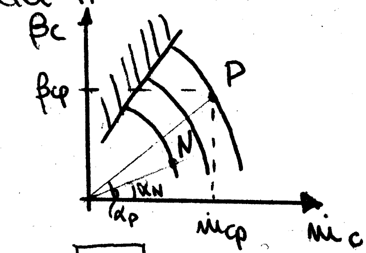
Partendo dalla quota di adattamento z_a in progetto (T_{za}, p_{za})
LA REGOLAZIONE ENTRA IN GIOCO SE SCENDIAMO di QUOTA

$z < z_A \quad T_z > T_{zA} \quad p_z > p_{za} \quad \beta_{cp} = \frac{p_m}{p_{za}}$ (p mandata) $\quad \dot{m} = \dot{m}_p$

p_m $\dot{m}$ COSTANTI

① VARIAZIONE del n° di GIRI





Ho 2 condizioni

① $\dot{m}_{cN} = \frac{\dot{m}\sqrt{RT_z}}{p_z D^2} < \dot{m}_{cp}$

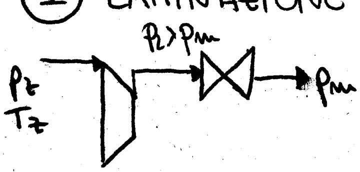
N.B le variaz. di pressione sono molto più forti di quelle di T° a parità di quota

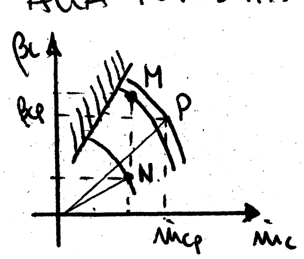
$\rightarrow \tan\alpha_N = \frac{\beta_{cN}}{\dot{m}_{cN}} = \tan\alpha_p \underbrace{\sqrt{\frac{T_{zA}}{T_z}}}_{<1} < \tan\alpha_p$

↳ trovo n_{cN} e regolo

② $\beta_c = \frac{p_m}{p_z} < \beta_{cp}$

② LAMINAZIONE ALLA MANDATA



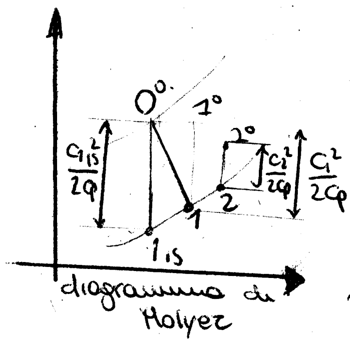


① $\dot{m}_{cM} = \frac{\dot{m}\sqrt{RT_z}}{p_z D^2} = \dot{m}_{c(N)}$

posso anche trovare sub. il num di giri corretto in M

② $n_{cM} = \frac{n_p D}{\sqrt{RT_z}} = n_{cp}\sqrt{\frac{T_a}{T_z}}$ di poco minore del n_{cp}

* FUNZ REALE (Introduciamo le perdite)



$c_1 < c_{1is}$ la c_1 è cioè più piccola di quella che avremmo senza perdite.

1°p misto → $\frac{c_{1s}^2}{2} = \frac{c_0^2}{2} + \int_{1s}^{0} v\,dp$

$\frac{c_1^2}{2} = \frac{c_0}{2} + \underbrace{\int_1^0 v\,dp}_{} - L_w$

Per il rotore $> \int_{1s}^{0} v\,dp$

$\frac{W_2^2}{2} = \frac{W_1^2}{2} - L_w$

Da cui

$$\boxed{L_t = (1+\psi)(c_1\cos\alpha_1 - U)U}$$

Costruito lavoro e lavoro ideale possiamo definire il RENDIMENTO

$$\boxed{\eta = 2(1+\psi)\,\varphi^2\frac{U}{c_1}\left(\cos\alpha_1 - \frac{U}{c_1}\right) = \eta_{is}\,\frac{1+\psi}{2}\,\varphi^2}$$

Perdite dovute allo STATORE

perdite ROTORE

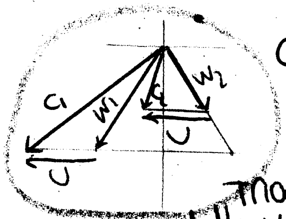
PERDITE

* $c_1 = \varphi c_{1is}$
* $W_2 = \psi W_1$

Nel caso reale non solo la c_1 è < ma anche la W_2!

$\psi < \varphi$ → NO LAVORO di RECUPERO

* $L_{id} = \frac{c_{1is}^2}{2} = \frac{c_1^2}{\varphi}$



$c_{u2} < 0$

Triangolo delle V η_{MAX} REALE

In 2: $c_{u2} < 0$ → Area maggiore, oppure → TURBINA A SALTI di PRESSIONE → TURBINA A SALTI di VELOCITÀ

① TURBINA A SALTI DI PRESSIONE

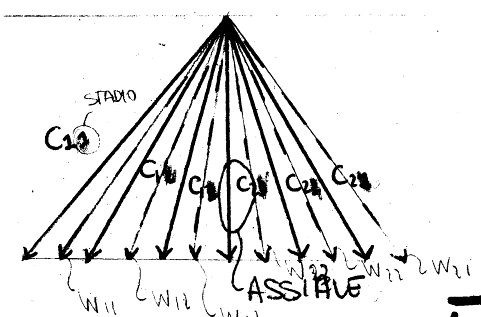
Costituita da più stati messi in serie in modo analogo a quanto fatto nel compressore

con Z STADI il LAVORO → $\boxed{L_t = 2ZU^2}$

② TURBINA A SALTI DI VELOCITÀ

L'idea di fondo è quella di liberarsi della necessità di una c_2 assiale

es $z=3$



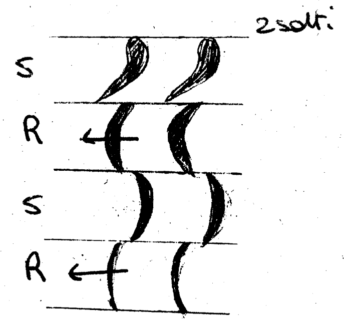
Il lavoro sarà somma dei singoli lavori

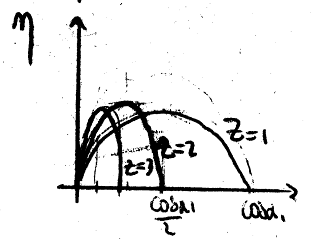
$$L_t = \sum_{i=1}^{z} U(c_{u1i} - c_{u2i})$$

Si raddrizza la c_2 vista in uscita dal primo stadio attraverso una palettatura fissa RADDRIZZATORE mantenendo il modulo costante e ripeto quest'operazione facendo in modo che l'ultimo stadio abbia una c_2 assiale per minimizzare l'E cin di scarico

$$\boxed{L_t = 2z^2u^2}$$

Non si può fare un numero eccessivo di stadi poiché le perdite per attrito diventano notevoli





LE TURBINE AD AZIONE NON VENGONO UTILIZZATE IN CAMPO AERONAUTICO

le pale diventano sempre più dritte

• CONSIDERAZIONI STRUTTURALI-TERMICHE

$L\uparrow$ se $T\uparrow$ · inoltre nel ciclo reale $\eta\uparrow$ se $T\uparrow$

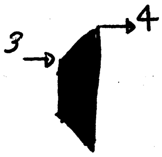
→ si vogliono T elevate (1500 - 1700K) → sollecitazione termica → scorrimento viscoso

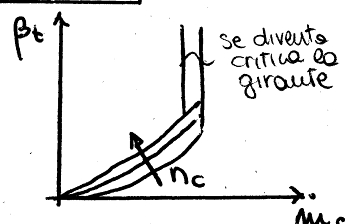
- MIGLIORAM. MATERIALI
- ISOLAMENTO TERMICO delle TURBINE

→ A LIVELLO STRUTTURALE

- in genere h piccolo ⇒ $r_m\uparrow$ $\omega\uparrow\uparrow$ più grosse con rapporti di espansione più grandi
- (oppure) h grande ⇒ $r_m\downarrow$ $\omega\downarrow$ turbina più piccola

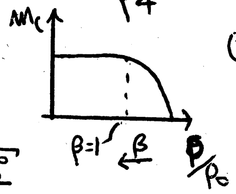
* MAPPA della TURBINA





$= \frac{\dot m\sqrt{RT_3^\circ}}{p_3^\circ D^2}$

$\beta_t = \frac{p_3^\circ}{p_4}$



(VEDI E)

ROTORE

$\beta_{rel} = \frac{p_1^\circ{}_{rel}}{p_2}$

con

$p_1^\circ{}_{rel} = p_1\left(1+\frac{\gamma-1}{2}\frac{w_1^2}{M_{rel}^2}\right)^{\gamma/\gamma-1}$

* TURBOPOMPE

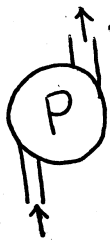
→ ASSIALI
→ CENTRIFUGHE

$\underset{\text{pompa}}{L_p} = \underset{\text{interno}}{L_i} = \int \overset{\text{cost}}{v}\,dp + \Delta E_c + \underset{\text{non+ trasc}}{\Delta E_g} + L_w$

$$\boxed{L_p - L_w = \frac{p_2-p_1}{\rho} + \frac{c_2^2-c_1^2}{2} + g(z_2-z_1)}$$

⇒ $\frac{L_p-L_w}{g} = \left(\frac{p_2}{\rho g}+\frac{c_2^2}{2g}+z_2\right) - \frac{p_1}{\rho g}+\frac{c_1^2}{2g}+z_1$

in termini di quote · TRINOMIO di BERNOULLI



SERVE
- aumentare p
- aumentare v
- aumentare la quote

$H_u = H_2^\circ - H_1^\circ$

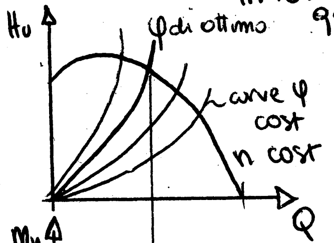
prevalenza utile → carico totale

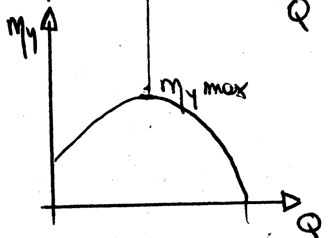
⇝ $\frac{L_p-L_w}{g} = \left(\frac{\psi-\xi}{g}\right)\frac{U^2}{2}$

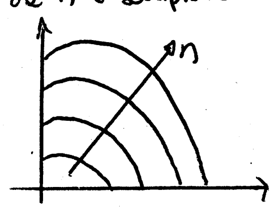
solitamente si fornisce la mappa per un solo n perché la dipendenza da n è semplice

↓

similitudine fluidodinamica







$H_u \propto U^2 \propto n^2$
$Q \propto U \propto n$

Preso P, $n = \frac{n_p}{2}$
$\Rightarrow Q = \frac{Q_p}{2}$, $H_u = \frac{H_{up}}{4}$

* il RENDIMENTO IDRAULICO

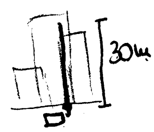
$\eta_y = \frac{L_i - L_w}{L_i} = \frac{\psi-\xi}{\psi}$

PORTATA in VOLUME

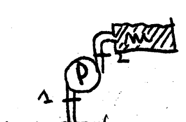
$Q = \frac{\dot m}{\rho} = \varphi U A$ → $\frac{c_a}{U}$ → $\frac{c_r}{U}$

esempio

- Ht è ciò che richiede il circuito senza perdite



$H_t = 30m$
$H_u = 35m$



$L_p = \frac{p_m-p_a}{\rho} + \frac{c_m^2-c_a^2}{2} + g(z_m-z_a) + L_{w\,pompa} + L_{w\,condotti}$

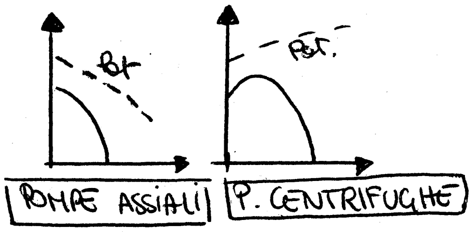
$\underset{H_u}{\frac{L_p-L_w}{g}} = \underset{H_t}{H_m^\circ - H_a^\circ} + \frac{L_{w\,cond}}{g}$ perdite di carico nei condotti

H_t prevalenza totale

$Y = KQ^2$ PERDITE

+ cenni **AVVIAMENTO TURBOPOMPE**

sapendo che $P = \dot{m} L \propto \frac{Q(H_v)}{\eta_4}$ prevalenza inoltre



Avviamento pompa $\Rightarrow$ deve salire di giri per arrivare a n_c^* $\rightarrow acc \propto \frac{1}{Pot\ richiesta}$

→ LA POMPA ASSIALE richiede la massima portata per $\dot{m}$ max

→ LA POMPA CENTRIFUGA richiede la portata minima $\dot{m}$ min

* RANGE DI FUNZIONAMENTO

$$\phi = \frac{C_{ar}}{U} \propto \frac{\dot{m}}{\rho \Omega D^3} \quad \psi = \frac{L_i}{U^2/2} \propto \frac{L_i}{\omega^2 D^2} \propto \frac{g H_v}{\omega^2 D^2}$$

(ω) TURBOPOMPA

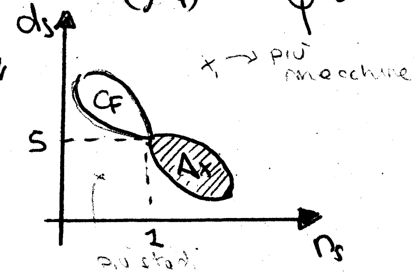
definiamo numero di giri caratteristico

$$n_s = \frac{\Omega \sqrt{3Q}}{(L_i)^{3/4}}$$

~~definiamo~~ Tipicam. ogni compren. funziona bene con un determ. range di φ e ψ ⇒ n_s e d_s sono 2 param. adimens. che vengono utilizzati per questo.

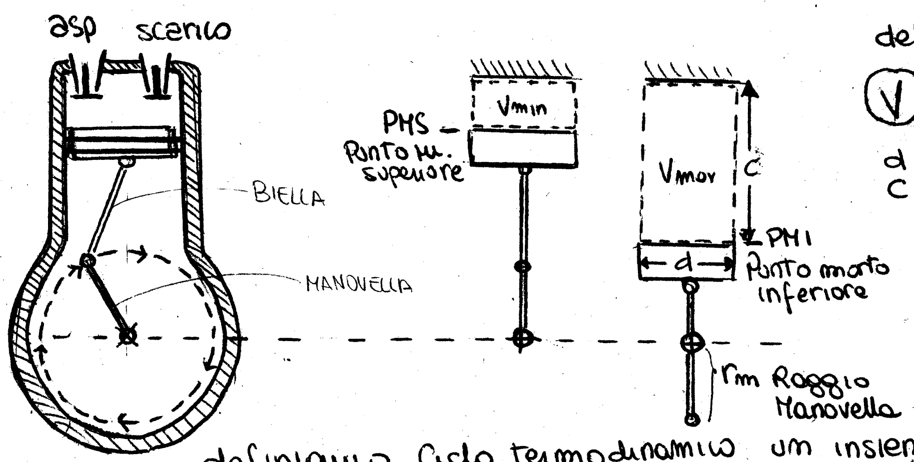
e inoltre il diametro caratteristico $d_s = \frac{D L_i^{1/4}}{(\rho Q)^{1/2}} \propto \frac{\psi^{1/4}}{\varphi^{1/2}}$

Tipicamente
→ i COMPRESSORI ASSIALI $n_s \uparrow$ e $d_s \downarrow$
→ i COMPRESSORI CENTRIFUGHI $n_s \downarrow$ e $d_s \uparrow$



* MOTORI ALTERNATIVI a COMBUSTIONE INTERNA

→ DIESEL
→ BENZINA
→ CILINDRI
→ BENKEL ROTATIV
→ 2 TEMPI
→ 4 TEMPI
... ecc



definiamo CILINDRATA

V = $V_{max} - V_{min}$

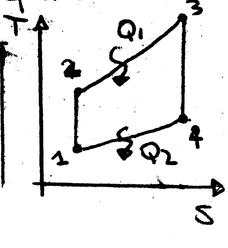
d ALESAGGIO
C CORSA

i numero di cilindri

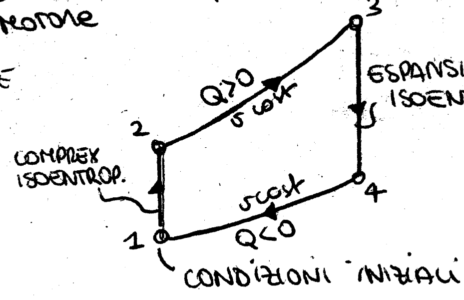
iV CILINDRATA COMPLESSIVA

definiamo ciclo termodinamico un insieme di trasformazioni a cui il motore deve avvicinarsi per avere le prestazioni volute
⇒ non è quindi il ciclo seguito dal motore

CICLO OTTO



→ 2 ISOENTROPICHE
2 ISOCORE



— V —

definizione

* $\mathcal{L}_u = \mathcal{L}_{ind} - \mathcal{L}_{pm}$ (UTILE, INDICATO, PERDITE)

* $p_{mi} = \frac{\mathcal{L}_i}{iV}$ è detta pressione media indicata

* $p_{me} = \frac{\mathcal{L}_u}{iV}$ è detta pressione media effettiva

* $p_o = p_{mi} - p_{me}$ è detta pressione di marcia a vuoto

la potenza

$$P = \mathcal{L}\frac{n}{m}$$

n: numero di giri/tempo

m: numero di giri/ciclo

$m = 1$ 2TEMPI, 2 4TEMPI

* $\alpha = \frac{m_a}{m_b}$ è detta dosatura oppure è detto rapporto di diluizione $f = \frac{m_b}{m_a}$

m_a: massa d'aria al ciclo

m_b: massa di combustibile al ciclo

* $\eta_{lim} = \frac{\mathcal{L}_{lim}}{m_b H_i}$ è detto rendimento limite

H_i: POTERE CALORIFICO INFERIORE (1 g di combust mette a disp 40 kJ/kg di E)

* $\eta_{ind} = \frac{\mathcal{L}_{ind}}{m_b H_i}$ è detto rendimento indicato

* $\eta_u = \frac{\mathcal{L}_u}{m_b H_i}$ è detto rendimento utile

* $\eta_{oi} = \frac{\mathcal{L}_{ind}}{\mathcal{L}_{lim}}$ è detto rendimento TERMOFLUIDODINAMICO INTERNO è un rendimento di passaggio che tenà conto dello scostamento dall'idealità

* $\eta_o = \frac{\mathcal{L}_u}{\mathcal{L}_{ind}}$ è detto rendimento ORGANICO e terrà conto delle perdite organiche

possiamo scrivere $P_u = \eta_u m_b H_i \frac{n}{m}$ $\quad \mathcal{L}_u = \eta_u m_b H_i = \eta_u \frac{m_a}{\alpha} H_i$

* $\lambda_v = \frac{m_a}{\rho_{amb} iV} = \frac{m_a}{iV/v_{amb}}$ come COEFFICIENTE di RIEMPIMENTO

iV/v_{amb} → è la massa teorica che entrerebbe nel cilindro se l'aria avesse le stesse condizioni ambientali (densità)

da cui

$$\mathcal{L}_u = \eta_u \frac{\lambda_v H_i}{\alpha v_{amb}} iV \qquad p_{me} = \eta_u \frac{\lambda_v H_i}{\alpha v_{amb}} \qquad p_{mi} = \eta_i \frac{\lambda_v H_i}{\alpha v_{amb}}$$

* definiamo

$q_s = \frac{\dot{m}_b}{P_u} = \frac{m_b}{\mathcal{L}_u} = \frac{1}{\eta_u H_i}$ come CONSUMO SPECIFICO [grammi di combustibile per KW/h]

* CICLO LIMITE

FLUIDO REALE MACCHINA IDEALE $\eta_{lim} < \eta_{id}$

Non tiene conto delle perdite ma tiene conto invece della Termodinamica e degli scostamenti dall'idealità

Infatti: un FLUIDO REALE comporta

- VARIAZIONE del c_v con la $T°$
- VARIAZIONE di R
- DISSOCIAZIONE
- ECCESSO DI COMBUSTIBILE

- X -

$\eta_{\theta i}$ 1) SCAMBI TERMICI - 2÷3%
Durante la combustione parte del calore generato viene dissipato poiché sottratto ai gas combusti e ceduto al motore

$\frac{1}{2}$ dell'Energia prodotta = DISSIPATA IN CALORE $\Rightarrow$ NON È PERÒ DA CONSIDERARSI TUTTA PERSA POICHÉ ANDREBBE (anche nel caso il motore idealmente mantenga la sua T_i) COMUNQUE PERSA CMQ

$\eta_{\theta i}$ 2) FUGHE DI FLUIDO
Tenute stantuffo/cilindro imperfette $\eta_{\theta i} \downarrow$

$\eta_{\theta i}$ 3) INTEMPESTIVITÀ ED INCOMPLETEZZA COMBUSTIONE
Del carburante può finire sulle pareti del cilindro, non bruciando e venendo portato via dalle Tenute

Inoltre la comb. $\rightarrow$ NON AVVIENE ISTANTANEAM. AL PMS a V=COST $\rightarrow$ occuperà un'ARCO DI MANOVELLA

$\theta_{comb} = \omega \, t_{comb}$

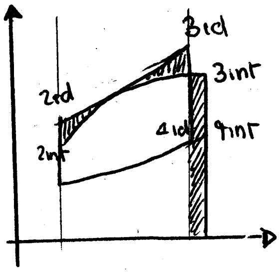
$= \omega \, (t_{innesco} + t_{prop\ fiamma} + t_{complet\ reazione})$

$= \omega \left(\frac{K_1}{W_r} + \frac{\ell}{\underbrace{r(\emptyset W_r)}_{\text{TURBOLENZA}}} + \frac{K_2}{W_r} \right)$

ℓ → distanza CANDELA - PT PIÙ LONTANO

VELOCITÀ di REAZIONE

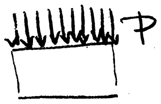
VELOCITÀ di PROPAG. FIAMMA



η_o 1) TRASCINAMENTO DEGLI ACCESSORI $\propto V$
Come ad esempio la pompa del combustibile quella dell'olio o di raffreddamento è proporzionale alla CILINDRATA infatti se la V↑ ci sarà più combustibile, più olio si scalderà di più...

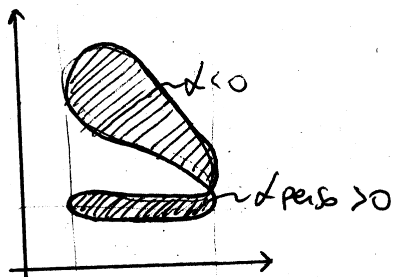
η_o 2) ATTRITI DA FORZE D'INERZIA
Le forze d'inerzia si scaricano sul perno di biella e di manovella
$\propto$ masse $\propto$ acc

η_o 3) ATTRITI DA FORZE DI PRESSIONE
Anche le forze di pressione si scaricano sul perno $\propto p$



η_o 4) LAVORO DI RICAMBIO DEL FLUIDO
Quando espello il fluido compio lavoro (positivo poiché sono io a farlo sul fluido)

$\mathcal{L}_{perso} = \underbrace{(p_s - p_e)}_{\propto p_v} V \quad \propto p_{mi}$



- La pressione di marcia a vuoto p_v può essere scritta come

$$p_v = \underbrace{C_1 + C_2 m_{alt} n^2}_{\text{FORZE D'INERZIA}} + \underbrace{C_3 p_{mi}}_{\text{ATTRITI fdP}} + \underbrace{(p_s - p_e)}_{\text{LAVORO di RICAMBIO}} + C_4 p_m n^2$$

STUDIO delle PRESTAZIONI

→ ANDAM. al VARIARE di Z
→ INFLUENZA DOSATURA
→ INFLUENZA MECCANICA

Ricordiamo

$$P_u = L_u \frac{n}{m} = p_{me}\, iV \frac{n}{m}$$ POTENZA

$$C = \frac{P_u}{\omega} \propto p_{me}\, iV$$ COPPIA

$$q_s = \frac{\dot{m}_b}{P_u} = \frac{1}{\eta_u H_i}$$ CONSUMO SPECIFICO

$$p_{mi} = \eta_{lim}\, \eta_{\theta i} \frac{\lambda_v H_i}{\alpha\, v}$$

1) INFLUENZA QUOTA (p, T) sulle PRESTAZIONI

n, α, H_i costanti

→ η_{lim} con la quota
c_p, c_v e dissociazione in buona misura indipendenti dalla quota $\quad \eta_{lim} \simeq cost$

→ $\eta_{\theta i}$ con la quota
dipende dagli scambi termici, dalle fughe di fluido e incompletezza comb che sono $\sim$ cost con z $\quad \eta_{\theta i} = cost$

→ v con la quota
$v = \frac{RT}{p} \quad T\downarrow \; p\downarrow\downarrow \Rightarrow v\uparrow \; \rho\downarrow$ se $z\uparrow$ $\qquad \dot{m}_{teorica} \downarrow \propto \frac{p}{T}$

→ λ_v con la quota
dipende dagli scambi termici → $T\uparrow$ scambi termici$\downarrow$ $\lambda_v\uparrow$
cadute di p → $\sim cost(z)$

$$\frac{\lambda_v}{\lambda_{v0}} = \sqrt{\frac{T}{T_0}}$$

od una quota di riferimento

* definiamo rapporto delle densità corrette μ

$$\mu = \frac{p_{mi}}{p_{mi0}} = \frac{p}{p_0}\sqrt{\frac{T_0}{T}}$$

* esprimiamo la PRESSIONE DI MARCIA A VUOTO come

$$p_v = A + B\frac{p_{mi}}{p_{mi0}} = A + B\mu \qquad p_v = C_1 + C_2 n_{alb} n^2 + C_3 p_{mi} + C_4 D_{(i,j)}^2$$

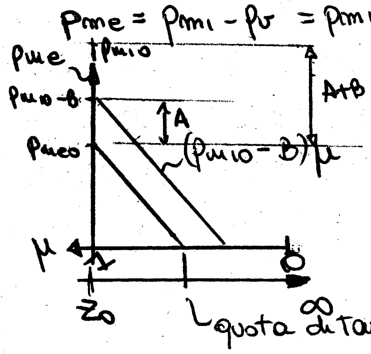
A: Lavori accessori attriti fd'I $\sim$ cost

$B\frac{p_{mi}}{p_{mi0}}$: attriti da fdP e ricambi

sapendo che $p_{me0} - p_{mi0} = -\underbrace{(A+B)}_{p_{v0}}$

da cui

$$p_{me} = p_{mi} - p_v = p_{mi0}\mu - A - B\mu = (p_{mi0} - B)\mu - A = p_{me0}\mu - (1-\mu)A$$



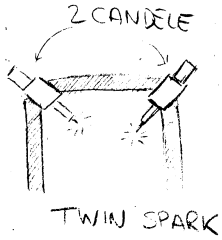
quota di tangenza teorica

$$P_u = p_{me}\frac{iV}{m} n$$

In quota rendim e potenze scendono

Per contrastare questo effetto
→ SOVRALIMENTAZIONE
→ MOTORE ALLEGGERITO $A' < A$ alzo la curva
$m_{alt}' < m_{alt}$

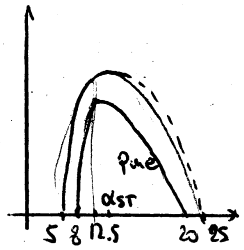
- η_{oi}, RENDIMENTO TERMOFLUIDODINAMICO INTERNO



Influenza degli scambi termici trascurabile per α piccoli
fughe di fluido, intempestività ed incompletezza combustione ← arco di manovella
sono funzione "solo" di λ → l'effetto prevalente è l'INTEMPESTIVITÀ della COMBUSTIONE: $(\eta_{oi})_{max} \Rightarrow (\Theta_{comb})_{min}$
⇒ velocità di reazione max ⇒ per la benzina nel campo del ricco
$W_c\,max \to \alpha = 12.5$

$$p_{mi} \propto \frac{\eta_{em}\eta_{oi}}{\alpha}$$

NB Nel campo del ricco $\eta_{em} \approx cost \Rightarrow \boxed{p_{mi} \propto \eta_{oi}}$
Si vede che p_{mi} ricalca η_{oi} nel campo del ricco mentre è leggermente sotto in quello del povero (SI ANNULLANO però negli stessi punti)



$$p_{me} = p_{mi} - p_r = p_{mi} - A - B\frac{p_{mi}}{p_{mio}}$$

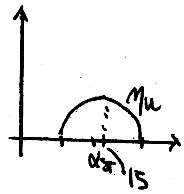
$$p_{me} = p_{mi}\left(1 - \frac{B}{p_{mio}}\right) - A$$

- η_o RENDIMENTO ORGANICO

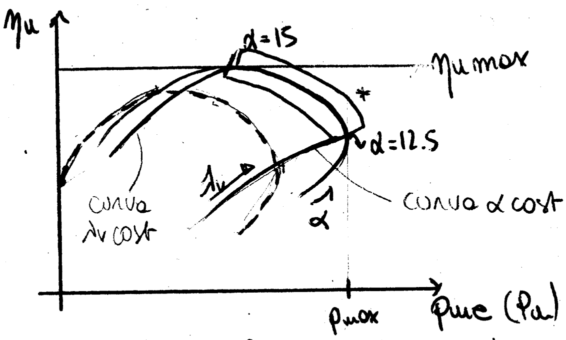
$$\eta_o = \frac{p_{me}}{p_{mi}} = \frac{p_{mi}\left(1 - \frac{B}{p_{mio}}\right) - A}{p_{mi}}$$

→ $\eta_o = 0$ per $p_{me} = 0$
→ $\eta_o = max$ per $p_{mi} = max$

GLOBALMENTE: $\eta_u = \eta_{em}\eta_{oi}\eta_o$ - RENDIMENTO UTILE
$\eta_{u\,max} \to \alpha = 15$



$\boxed{\alpha\,?}$ → POTENZA AL DECOLLO ⇒ $\alpha = 12.5$
→ ECONOMIA ⇒ $\alpha = 15$



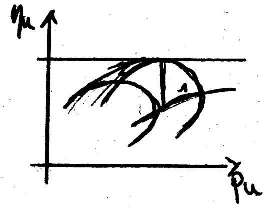
* sarebbe ideale operare in questa zona
In realtà però è molto difficile regolare la portata di benzina → difficile regolare α

Se schiaccio l'acceleratore → la valvola a farfalla a monte del motore si chiude, la $p\downarrow \Rightarrow \lambda_v\downarrow$!!
FA PERÒ PEGGIORARE IL RENDIMENTO PERCHÉ AUMENTA IL LAVORO DI RICAMBIO DEL FLUIDO

Ad α cost se iniziamo a chiudere la valvola la $p_{me}\downarrow \Rightarrow$ cala η e cala λ_v

Inoltre al ridursi di α, se sono al max carico (max η_u), sto riducendo la velocità di rotazione ⇒ $\Theta_{comb}\downarrow \Rightarrow T_4\uparrow$

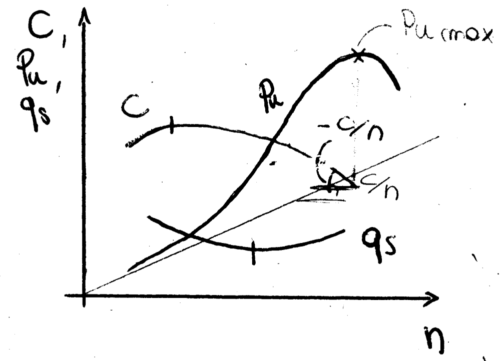
Bisogna cercare di tenere la velocità di combustione elevata per evitare di bruciare le valvole
SE VOGLIO RIDURRE LA POTENZA
1 VARIO λ_v
riduco la potenza e solo dopo
2 VARIO α



⑤ η_o RENDIMENTO ORGANICO

$$\eta_o = 1 - \frac{p_v}{p_{mi}} = 1 - \frac{K_1}{p_{mi}} - \frac{K_2}{p_{mi}} n^2 \cong K_3 - K_4 n^2$$

A noi interessa la coppia $\propto$ pme in funzione di n da cui infine

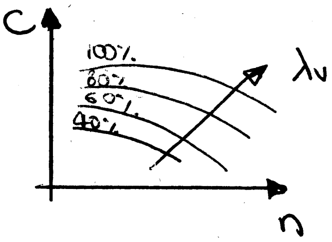


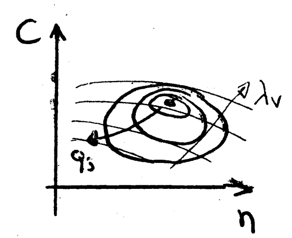
← CARATTERISTICA MECCANICA DEL MOTORE

$$P_u \propto C n$$

$$\frac{dP_u}{dn} = 2\pi \left(C + \frac{\partial C}{\partial n} n \right)$$
$$\overset{\|}{0} \text{ per } \frac{\partial C}{\partial n} = -\frac{C}{n}$$

Diagrammando l'andamento della coppia al variare del carico





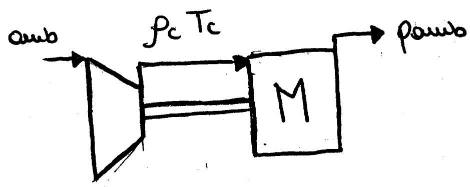
curve isoconsumo

Tipicamente $\eta \uparrow$ per $\alpha = 15$ NON per $P_{u\,max}$

* SOVRALIMENTAZIONE

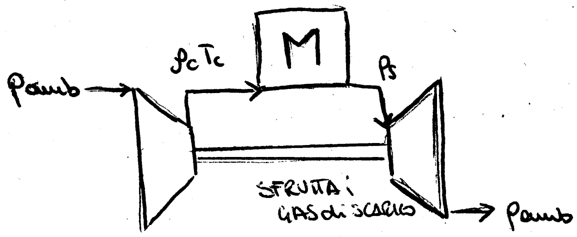
All'aumentare della quota la densità diminuisce ma ↓ diminuisce la potenza il che inoltre fa peggiorare il rendimento

Esistono due tipi di SOVRALIMENTAZIONE:



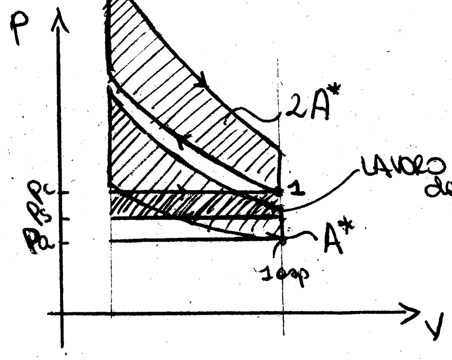
con COMPRESSORE A COMANDO MECCANICO ← **A**

B CON TURBINA A GAS di SCARICO →



$$P_{ui} = \eta_{em} \eta_{oi} \frac{\lambda_v H_i}{\alpha\, v}$$

TRASCURIAMO le cadute di pressione nelle valvole



* CICLO NON ASPIRATO

— CICLO SOVRALIMENTATO

LAVORO di RICAMBIO del FLUIDO > 0

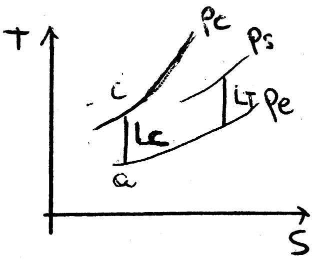
Aumento massa d'aria → legata all'area

AUMENTO MASSA $\begin{cases} \text{- riduzione di } v \text{ con } p \text{ e } T_c \text{ ①} \\ \quad \text{e } \lambda_v \text{ con } T_c \\ \text{- aumento virtuale della ②} \\ \quad \text{cilindrata} \end{cases}$

RICAMBIO del FLUIDO { AUMENTA η_{oi}

→ $\frac{\lambda'_v}{\lambda_v}$ è legato a $p_c - p_s$ e prevale nella sovralimentaz. a COMANDO MECCANICO

→ η_0 nella sovral. a CM buttiamo dei gas a Ts ancora elevate mentre con la TGS recuperiamo parte dell'energia



Se l'effetto prevalente è l'aumento virtuale della cilindrata è privilegiato il CM
vero per ρ BASSI!

se l'effetto prevalente è un rendimento più alto è migliore TGS
ρ alti

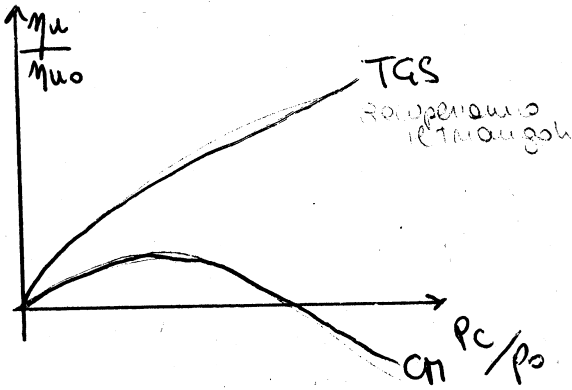
Infatti: $\eta_u \propto \frac{L_u}{m_b} \propto \frac{P_{ue}}{m_b} \propto \frac{p_{me}}{\chi} = \frac{p_{mio}\cancel{\chi}}{\cancel{\chi}} - \frac{A}{\chi} - B - \frac{C}{\chi} + \frac{p_c}{\chi} - \frac{p_s}{\chi}$

cost se si trascura la dipendenza da $\sqrt{T}$

$p_c\uparrow$ $\chi\uparrow$
$\frac{A}{\chi}\downarrow$ $\eta\uparrow$

andamento complicato per CM soffriamo che è un effetto negativo
$\eta\downarrow$

effetto poco ... per TGS (più compl. più ps deve $\uparrow$



CONCLUDENDO: SOVRALIMENTAZIONE

* più peso ma più potenza
* MODIFICHE al MOTORE
  $P_{uot}\uparrow$ mi serve un motore più robusto e c'è pericolo di detonazione
  pox sovralimentare di più se $p_c\downarrow$ il che però fa peggiorare il rendimento
  $\eta_{lim}\downarrow$
* SCELTA QUOTA di ADATTAMENTO
  A quelle quote non ho detonazione né problemi di robustezza però appena calo di quota = pericolo
  devo regolare il compressore
  → LAMINAZIONE alla MANDATA
  → VARIAZIONE del NUMERO di GIRI (se ho il cambio)
  → esclusione di un compressore se ne ho più di 1 } CM
  → Waste Gate, valvola alla mandata della Turbina } TGS

OSS Tipicamente per contrastare l'effetto della Temperatura uso la POST REFRIGERAZIONE

$T_c = T_o + \frac{L_c}{c_p}$ $\mu = \frac{p_c}{p_o}\sqrt{\frac{T_o}{T_c}}$

se p_c raddoppia $\uparrow$ la $T_o/T_c\downarrow$ ma μ non raddoppia!

Per una macchina def il rendimento

- MOTRICE def. il rapp $\eta = \dfrac{\text{lavoro reale ottenuto}}{\text{lavoro ideale ottenuto}}$

- OPERATRICE definiamo il rendimento $\eta = \dfrac{\mathcal{L} \text{ compiuto ideale}}{\mathcal{L} \text{ reale compiuto}}$

CORSO

→ INTRO (richiami termodinamica)
→ TEO degli UGELLI
→ COMPREX
→ TURBINE
→ TURBOPOMPE
→ MOTORI ALTERNATIVI

Richiami

$\mathcal{L}$ (LAVORO), $\mathcal{E}$ (ENERGIA), q (CALORE) Joule = $N \cdot \cancel{sec}\, m$ = $\cancel{Kg}\ Kg\, m^2/s^2$

E, L, Q $\quad J/Kg = \cancel{M}\left(\frac{m}{s}\right)^2$

P $\quad$ Watt = J/s

$\boxed{1° \text{ PRINCIPIO TERMODINAMICA}}$ (Conservazione E)

Dando dell'energia ad un sistema, essa si conserva nell sistema trasformandosi in ~~q~~ altre forme
→ punto di vista lagrangiano ⟹ FORMA LAGRANGIANA 1° principio che descrive tale principio per un sistema chiuso
↓
massa m fissa

Il sistema evolverà tra un istante iniziale e finale la somma del calore fornito dall'esterno al fluido, alla massa m, che chiameremo q_e + il lavoro fornito dall'esterno alla massa m $\mathcal{L}_e$ è pari alla variazione di energia totale, tra l'istante iniziale e finale

NB velocità = c

$$Q_e + L_e = (U + E_{c,g,cf})_f - (U + E_{c,g,cf})_i$$

lasciando perdere le forze centrifughe (ne parleremo più avanti)

Essendo questa forma valutata per unità di massa esplicitiamo:

→ $E_c = \dfrac{c^2}{2}$ con c velocità media

→ $E_g = gz$ con $g = 9{,}81\ m/s^2$ e z la quota

NB L'E_g delle macchine termiche può essere trascurata essendo l'aria molto leggera

→ U → utilizzo il 1° principio, considerando il sistema in assenza di forze esterne (NO L_e, NO E_c, NO E_g, NO E_{cf})

$$\underset{\text{calore da } T_i \text{ a } T_f}{Q_e} = \underbrace{U_f - U_i}_{\text{variazione di } U}$$

Essendo m unitaria il calore fornito per portare da T_i a T_f

$$C_v = \frac{Q}{\Delta T} \rightarrow$$

$$C_v (T_f - T_i) = U_f - U_i$$

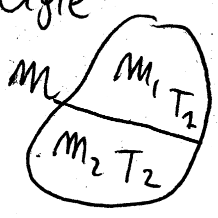
$$\boxed{\Delta U = C_v \Delta T}$$ GAS IDEALE (C_v cost)

L'Energia è una funzione di STATO → dipende solo dagli estremi i e f e non dalla trasformazione

Per un vapore o per l'H_2O non vale questa relazione, vale soltanto $\delta U = C_v \delta T$ → per salti finiti bisogna integrare → C_v NON è detto VENGA COSTANTE!

07/10/11 lez2 3H

es Se abbiamo ~~fatto~~ un sistema fatto da più parti, l'energia del sistema è la somma delle energie delle singole parti



$$U = m_1 C_{v_1} T_1 + m_2 C_{v_2} T_2$$

$$dQ_e + d\mathcal{L}_1 + p_1 dV_1 - p_2 dV_2 =$$

$$= dm_2 (U + E_{c,g,cf})_2 + \underbrace{\int_{V,dt} (U + E_{c,gf}) \rho \, dV}_{\text{energia della massa all'interno di } V_c \text{ ist 2}} *$$

$$- dm_1 (U + E_{c,g,cf})_1 - \underbrace{\int_{V,t=0} (U + E_{c,g,cf})_1 \rho \, dV}_{\text{energia della massa in } V_c \text{ all'istante iniz.}}$$

Se il FLUSSO è STAZIONARIO in un punto $\boxed{\frac{d}{dt} = 0}$

$* \Rightarrow \int_{t=0} = \int_{t=dt}$

$* \Rightarrow$ massa in V_c = cost $\Rightarrow dm_1 = dm_2 = \boxed{dm}$

(no implicaz. stazion ↓)

$dV_1 = dm \, v_1 \qquad dV_2 = dm \, v_2$

volume specifico $v = \frac{1}{\rho} = \frac{V}{m}$

ρ: densità

Andiamo a riscrivere il 1° principio isolando $\mathcal{L}_i$ (su cui focalizziamo la nostra attenzione)

$$dQ_e + d\mathcal{L}_i = \overset{*}{dm} \left[(U + pv + E_{c,g,cf})_2 - (U + pv + E_{c,g,cf})_1 \right]$$

Scriviamo il calore (o meglio la sua variazione dQ_e

$$dQ_e = \overset{*}{\dot{Q}_e} dt \qquad [\dot{Q}] = \text{Watt} = J/s$$

$\dot{Q}_e$: POTENZA TERMICA FORNITA dall'Esterno al V.C

* sarebbe da scrivere in corsivo ma con il $\vec{\dot{Q}}$ c'è solo questo

Se abbiamo un'unica portata, possiamo dividere per $\dot{m}$

$$\underset{\substack{\text{calore}\\\text{fornito}\\\text{dall'esterno}}}{Q_e} + \underset{\substack{\text{lavoro in}\\\text{ingresso}}}{L_i} = (i + E_{c,g,ct})_2 - (i + E_{c,g,ct})_2$$

$$Q_e = \frac{\dot{Q}_e}{\dot{m}} \qquad L_i = \frac{P_1}{\dot{m}}$$

Analogo alle forme lagrangiane ma cambia la definizione Q_e, L_i

Rispetto alla forma lagrangiana compare solo L_i → non compare il lavoro ~~tt~~ di spostamento! (non interno)

Al secondo membro → al posto dell'E interna c'è l'Entalpia

diff $\boxed{\begin{array}{l}\Delta_{\text{lagrangiano}} = \text{ISTANTE 2} - \text{ISTANTE 1} \\ \Delta_{\text{euleriano}} = \text{USCITA} - \text{ENTRATA}\end{array}}$

Valutiamo la variazione di entalpia

$$di = c_p\, dT$$
↳ calore specifico a p cost

$C_p > C_v$
Poiché scaldando un gas a p cost → questo si espande e compie lavoro.

IDEALE
$C_p = \text{COST}$ $\qquad \Delta i = C_p \Delta T$

Per un gas perfetto $pv = RT \rightarrow C_p + R = C_v$

Introduciamo la variabile $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$

-8-

Anche se non scaldiamo il sistema il ~~lavoro tende a scaldare~~ disordine tende ad aumentare per via di dL_w

$$T\,dS \rightarrow [J/kg]$$ FORMULAZ. per UNITÀ di massa

$$T\,dS = dU + p\,dV \rightarrow [J]$$

Partiamo dalla forma lagrangiana del 1° principio

$$\textbf{L}: \quad dQ_e + dL_e = du + dE_{c,g,cf}$$

sapendo che

$$T\,ds = du + p\,dv = di - v\,dp = dQ_e + dL_w$$

da cui

$$dQ_e = T\,ds - dL_w = du + p\,dv - dL_w$$

sostituendo

$$\cancel{T\,ds - dL_w + dL_e = du + dE_{cgcf}}$$

$$\cancel{du} + p\,dv - dL_w + dL_e = \cancel{du} + dE_{cgcf}$$

Da cui

$$\boxed{dL_e = -p\,dv + dE_{cgcf} + dL_w}$$ LAGRANG

Mentre

$$\textbf{E}: \quad dQ_e + dL_i = di + dE_{cgf}$$

$$\boxed{dL_i = v\,dp + dE_{cgcf} + dL_w}$$ EUL.

- se vogliamo sollevare $\rightarrow L_e$
- se vogliamo ~~espandere~~ comprimere $\rightarrow L_e$
- se " aumentare $p \rightarrow L_i$
- se vogliamo diminuire $p \rightarrow$ otteniamo lavoro

Noi prevalentemente considereremo **MACCHINE ADIABATICHE**

$$Q_e = 0$$

se non ci sono perdite ($L_W = 0$) → REVERS.

$\left.\begin{matrix} Q_e = 0 \\ L_W = 0 \end{matrix}\right\}$ ISENTROPICA $\Delta S = 0$

ADIABATICHE + REVERSIBILE $\Rightarrow$ ISENTROPICO

Ma non è detto il viceversa $\not\Leftarrow$

* ~~Anal~~ Definiremo una trasformazione **POLITROPICA**

$$p v^{m} = cost$$

→ $m = \gamma$ trasformazione <u>ISENTROPICA</u>

→ $m \neq \gamma$ trasf. solitam. <u>REALE</u>

Possiamo ponare ad una FORMA MISTA del 1° PRINCIPIO ($*^m$) -

→ $m = 1$ trasf <u>ISOTERMA</u> $T = cost$

→ $m = 0$ trasf <u>ISOBARA</u> $p = cost$

→ $m = \infty$ trasf <u>ISOCORA</u> $v = cost$

- $p\uparrow$ $m > \gamma$ COMPREX
- $p\downarrow$ $m < \gamma$ TURBINE

STOP RICHIAMI TERMODINAMICA

- dimentichiamo forma lagrangiana

È facile ricavarsi i lavori

$$L_{c_{is}} = c_p (T_{2is} - T_1)$$

$$L_{cR} = c_p (T_2 - T_1)$$

con $T_{2is} = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$ per comodità

pongo $\beta_c = p_2/p_1$ che chiamerò RAPPORTO di COMPRESSIONE
da cui

$$\boxed{T_{2is} = T_1 \beta_c^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}$$

Definiamo un rendimento adiabatico di compressione

$$\eta_c = \frac{L_{c_{is}} \rightarrow \text{LAVORO IDEALE}}{L_c \rightarrow \text{LAVORO "VERO"}}$$

tipicam. 0,5 ÷ 0,8

Posso ricavare L_c come $\frac{1}{\eta_c} L_{c_{is}} = \frac{1}{\eta_c} c_p T_1 \left(\frac{T_{2is}}{T_1} - 1\right)$

$\beta_c^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$

1° espress. del LAVORO di COMPREX

$$\boxed{L_c = \frac{1}{\eta_c} c_p T_1 \left(\beta_c^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1\right)}$$

da RICORDARE

→ Alternativamente posso introdurre l'esponente della POLITROPICA m

Abbiamo

$$T_2 = T_1 \beta_c^{\frac{m-1}{m}} \rightarrow L_c = c_p T_1 \left(\beta_c^{\frac{m-1}{m}} - 1\right)$$

→ Oppure possiamo utilizzare il RENDIMENTO POLITROPICO o IDRAULICO detto η_{yc} che è definito come

$$\eta_{yc} = \frac{L_c - L_w}{L_c}$$

L_w: perdite; L_c: lavoro vero

$$\eta_{yc} \neq \eta_c$$

Lavoro → devo conoscere

→ o il RENDIMENTO IDRAULICO η_{yc} o quello ISENTROPICO η_c

(→ T_1)

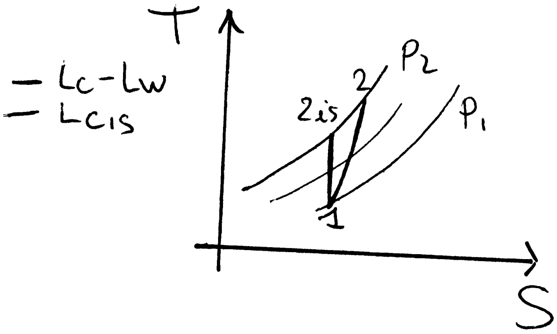
(→ p_1)

(→ β_c)

In fine consideriamo le differenze tra i 2 rendimenti

Ricordiamo $L_{c\,is} = \int_1^{2is} v\,dp$ e $L_c - L_w = \int_1^2 v\,dp$

e che $\eta_c = \dfrac{L_{c\,is}}{L_c}$ e $\eta_{yc} = \dfrac{L_c - L_w}{L_c}$



Il cammino reale, essendo le entrop. crescenti → più a destra

⇒ a pari p → $T_{reale} > T_{is}$

⇒ $v_{reale} > v_{is}$

Per cui $\eta_{yc} > \eta_c$

da cui

$$\underline{\underline{L_c - L_w}} = \int_1^2 v\,dp > \underline{\underline{L_{c\,is}}}$$

Di quanto più grande?

[Per un liquido ($v = cost$) ⇒ $\eta_{yc} = \eta_c$] motivo per il quale chiamo η IDRAULICO

Px calcolare il lavoro

$$L_c = L_{c\,is} + L_w + \underbrace{\int_1^2 v\,dp - \int_1^{2is} v\,dp}_{\geq 0}$$

Il lavoro che dobb. fare è pari al lavoro isentropico + perdite + il lavoro dovute al fatto che le perdite fanno ↑T e il vT = + LAVORO

LAVORO di CONTRORECUPERO poiché nelle turbine abb. il LAVORO di RECUPERO

- L_w → effetto negativo diretto perdite
- $\int_1^2 - \int_1^{2is} > 0$ → eff. negativo indiretto perdite

la 2° possibilità: se conosciamo l'esponente della politropica

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{p_4}{p_3}\right)^{\frac{m-1}{m}} \Rightarrow T_4 = \frac{T_3}{\beta_t^{\frac{m-1}{m}}}$$

Nota T_4 è ~~diff~~ facile calcolare il lavoro -

Difficilmente si conosce m, solitamente il costruttore fornisce il rendimento ~~POLITROPICO~~ ISOENTROPICO $L_t = c_p(T_3 - T_4)$ (o POLITROPICO d'..)

3° pox: Definiamo il RENDIMENTO IDRAULICO d'ESPANS.

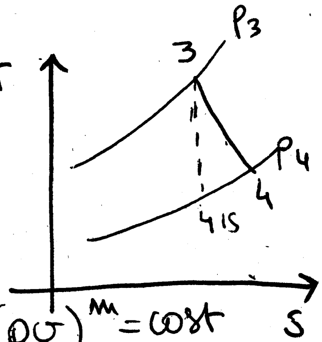
$$\eta_{yT} = \frac{L_t}{L_t + \underbrace{L_w}_{\text{perdite}}}$$

Partendo dal primo principio, scriviamo il lavoro interno

$$L_i = -\underbrace{L_t}_{\text{LAVORO di TURBINA}} = \int_3^4 v\,dp + \underbrace{\cancel{\Delta E_{c,g,cf}}}_{=0 \text{ per hyp}} + L_w$$

$$L_T + L_w = \int_4^3 v\,dp$$

NB inversione degli estremi per il segno



scrivo ora che

$$v = v_3 p_3^{\frac{1}{m}} p^{-\frac{1}{m}}$$ che deriva da $(pv)^m = cost$

sostituendo nell'integrale

$$L_t + L_w = v_3 p_3^{\frac{1}{m}} \int_4^3 p^{-\frac{1}{m}}$$

$$= \frac{m}{m-1} p_3 v_3 \left(1 - \left(\frac{p_4}{p_3}\right)^{\frac{m-1}{m}}\right)$$

Quindi ricordando che $c_p = \frac{\gamma}{\gamma-1} R$

$$\eta_{yT} = \frac{\frac{\gamma}{\gamma-1} R T_3 \left(1 - \left(\frac{p_4}{p_3}\right)^{\frac{m-1}{m}}\right)}{\frac{m}{m-1} R T_3 \left(1 - \frac{p_4}{p_3}\right)^{\frac{m-1}{m}}}$$

$\left(T_3 - \frac{T_4}{T_3}\right)$

$$= \frac{\gamma / \gamma - 1}{m / m - 1}$$

(N.B. è ribaltato rispetto al rendim. della ese scorsa)

$$\frac{m-1}{m} = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \cdot \eta_{yT}$$

-18-

...mpio

$L_{is} = 116$, $L_{v} = 20$ } $L_t = 100 \neq 96$ perché $L_R = 4$

lavoro reale

... rimosso la nostra approssimazione di non considerare ...ergia cinetica.

GRANDEZZE TOTALI
(o d'Arresto → AER)

...ntroduciamo le GRANDEZZE TOTALI grandezze rappresentative sia ...ll'E interna che quella cinetica. ...iamo riferimento ai gas IDEALI (passaggio ai REALI rimuovend... $i = c_p T$)

FLUIDO | p, T, ρ, v, c (velocità) assegnati

...riviamo ora il 1° PRINCIPIO per una trasformaz del fluido

$$L_i + Q_e = \Delta i + \Delta E_c + \cancel{\Delta E_{g,cf}}_{=0}$$

...hiamo ENTALPIA TOTALE i^0 ...'Entalpia che il fluido raggiunge quando ...a velocità scende a zero senza che esso ...ambi calore e/o lavoro

$Q_e = L_i = 0$ per $c \to 0$

...B. Un aerodinamico dice → passaggio ADIABATICO perché ...sotto intende che non scambi lavoro con organi interni)

...pplichiamo ora il primo principio

$$0 = i^0 - i + \frac{0^2 - c^2}{2}$$

è in finale

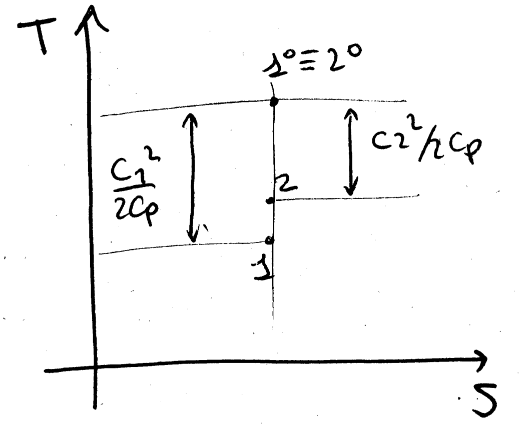
...a cui l'entalpia TOTALE ...isulta essere la somma → $\boxed{i^0 = i + \frac{c^2}{2}}$ ENTALPIA TOTALE

...hiamerò Grandezze TOTALI quelle grandezze che il fluido raggiunge quando $c \to 0$ con $Q_e = L_i = 0$ con $L_w = 0$

Mentre non è specificato per l'ENTALPIA TOTALE per tutte le altre grandezze si suppone anche la REVERSIBILITÀ → processo ISOENTROPICO

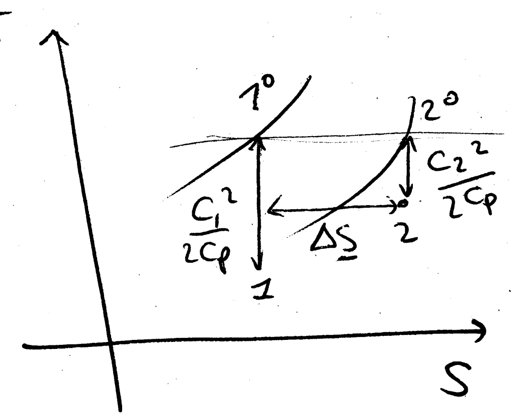
Se $\Delta S = 0$, il FLUSSO è ISOENTROPICO (cioè $L_w = 0$)

$\Rightarrow$ anche le altre grandezze si conservano $p_2^0 = p_1^0$. $\sigma_2^0 = \sigma_1^0$ ecc...



Se non è ISOENTROPICO

calo di pressione (perdite)



vediamo come possiamo scambiare E cin in pressione

$$dE_c = -v\,dp - L_w$$

variazione di E cin — perdite

oppure posso scrivere

$$v\,dp = -dE_c - L_w$$

Il guadagno di pressione è pari al calo di energia cinetica

Con questi strumenti andiamo a studiare la COMPREX e l'ESPANS in presenza di variazione di E cin
(però sempre FLUIDO ADIABATICO)

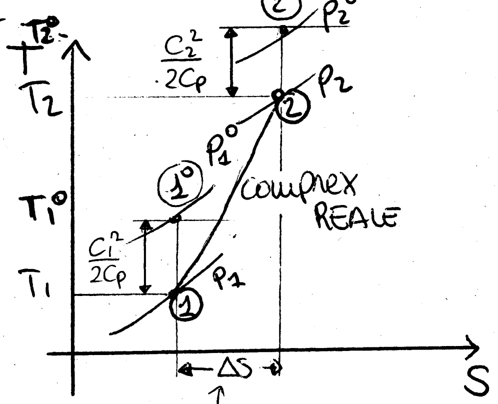
* COMPRESSIONE ADIABATICA

Il primo principio ci dice che

$$L_i = C_p(T_2 - T_1) + \frac{C_2^2 - C_1^2}{2} \quad \leftarrow \text{(gas perfetto)}$$

$$L_i = C_p(T_2^0 - T_1^0)$$

Il lavoro di comprex dipende dalla variazione di Temperatura totale del fluido.



la comprex è reale con aumento di entropia

Nel diagramma T - S

① Il fluido non avrà velocità NULLA quindi posso far corrispondere un pt TOTALE 1^0

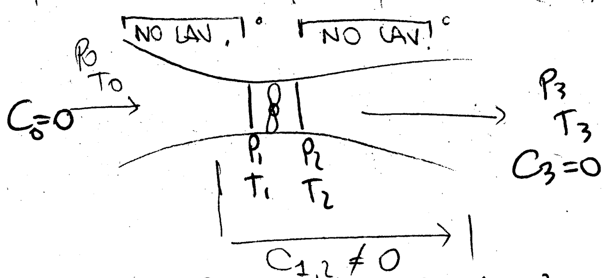
①-② COMPRESSIONE

② Il fluido ancora avrà una c non nulla ② → ②°

Comprimendo un fluido a noi interessa il rapporto tra press. totali, definiamo quindi

$$\beta_c = \frac{p_2^0}{p_1^0}$$

Tipicam. il comprex fonz. che in genere



NO scambi di calore — 'supposiz

Poniamo dunque dire che

$p_0^0 = p_0$ e che $p_3 = p_3^0$

$T_0^0 = p_0$ $\quad T_3 = T_3^0$

In modo non del tutto rigoroso, io posso scrivere (introducendo m) il LAVORO POLITROPICO

? ~~controllare~~

$$\frac{T_2^\circ}{T_1^\circ} = \left(\frac{p_2^\circ}{p_1}\right)^{\frac{m-1}{m}}$$

Introduciamo ora un RENDIMENTO IDRAULICO η_{yc}

$$\eta_{yc} = \frac{L_c - L_w}{L_c} = \frac{\frac{\gamma-1}{\gamma}}{\frac{m-1}{m}}$$

Bisognerebbe fare ulteriori ipotesi

Allora posso scrivere il lavoro come

$$L_c = c_p T_1^\circ \left(\beta_c^{\frac{\gamma-1}{\gamma}\frac{1}{\eta_{yc}}} - 1 \right)$$

ed ancora $T_2^\circ = T_1^\circ + L_c/c_p$

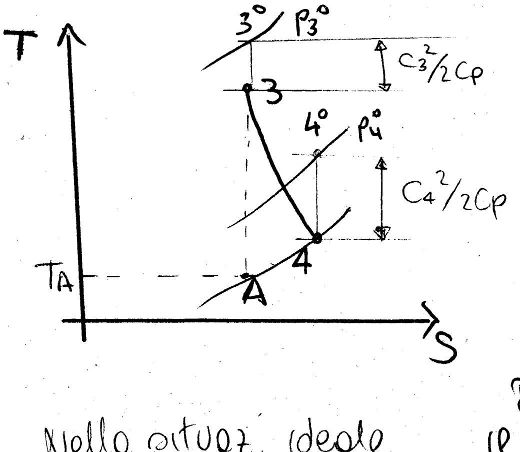
1* ESPANSIONE ADIABATICA

Intro un'altra eq per definire il LAVORO IDEALE saltando i passaggi

$$L_T = c_p (T_3 - T_4) + \frac{c_3^2 - c_4^2}{2}$$

$$\boxed{L_T = c_p (T_3^\circ - T_4^\circ)}$$

Che può essere semplificata per i cas. sist. prime



Quali condizioni di uscita adottiamo?
Ci sono 2 punti di vista che è possibile considerare:

-TOTAL TO STATIC

$$\frac{p_3^\circ}{p_4}$$ rapporto di espansione

Da questo punto di vista io considero il lavoro di turb. ISOENTROPICO

$$L_{T,is} = c_p (T_3^\circ - T_A)$$

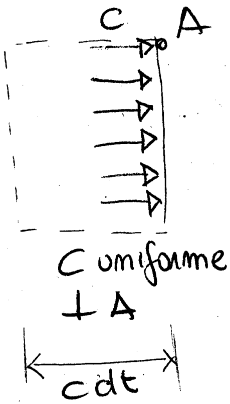
TTS

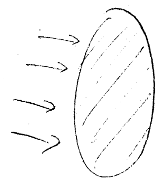
$3^\circ - A \rightarrow$ max lavoro ottenibile

Nello situaz. ideale noi pensiamo che il fluido esce con velocità nulla

* PORTATA *

In funzione di p° T° (o S°) P (o H) → pressione statica





$$\dot{m} = \frac{dm}{dt}$$

la massa che attraversa nel int di tempo Δt la nostra area A sarà quella contenuta nel cilindro di base A e Alt. cdt

Da cui

$$\dot{m} = \frac{dm}{dt} = \frac{\rho\, c\, \cancel{dt} \cdot A}{\cancel{dt}} = \boxed{\rho c A}$$ **PORTATA**

Il nostro scopo è scrivere ρ e c in f delle grandezze tot

⚠E Come si definisce la portata in funz. delle grandezze Tot°? ‖ dom. esame

$$\frac{P}{\rho^\gamma} = \frac{p^\circ}{\rho^{\circ\gamma}} \qquad \text{perché} \quad \rho = \rho^\circ \left(\frac{P}{P^\circ}\right)^{1/\gamma}$$

Scriviamo ora c in f(gr.°) attraverso il 1° principio in forma mista

$$\underset{=0}{\cancel{L_i}} = \int_P^{P^\circ} v\,dp + \frac{0^2 - c^2}{2} + \underset{=0}{\cancel{L_w}}$$

Nel passaggio da TOTALE A STATICO → $L_i = 0$ per def e per def $L_w = 0$

$v = \frac{1}{\rho}$ volume

⚠. da ora → ESAME

© Proprietà riservata dell'autore - Digitalizzazione e distribuzione a cura del CENTRO APPUNTI - Corso Luigi Einaudi, 55 - Torino / Pagina 69 di 212

Scriviamo c come

$\sqrt{T}$

$$c = M\sqrt{\gamma R T} = M\sqrt{\gamma R}\,\frac{\sqrt{T^\circ}}{\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M^2\right)^{1/2}}$$

Mettendo a sistema

$$\dot{m} = \frac{p^\circ A}{\sqrt{RT^\circ}}\,\frac{\sqrt{\gamma}\,M}{\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M^2\right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}}$$

o in alternat

$$\boxed{\dot{m} = \frac{p^\circ A}{\sqrt{RT^\circ}}\sqrt{\frac{\gamma M^2}{\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M^2\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}}}}$$

ESPR. della PORTATA IN FUNZ del MACH

La portata è sempre

$$\boxed{\frac{p^\circ A}{\sqrt{RT^\circ}}\cdot f\left(M \text{ oppure } \frac{p}{p^\circ}\right)}$$

DA RICORDARE ⚠E

pressione/pres tot

Il passo successivo è diagrammare le pressioni per valutarne il comport. in funz del Mach/pres.

OSS Il legame tra $P_{STATICA}$ e Mach è

$$p = \frac{p^\circ}{\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}}$$

$M=0 \quad p=p^\circ$

$M\uparrow \rightarrow p\downarrow$

$M\rightarrow\infty \rightarrow p\rightarrow 0$

Cioè la p sono tra $0\leq p\leq p^\circ$

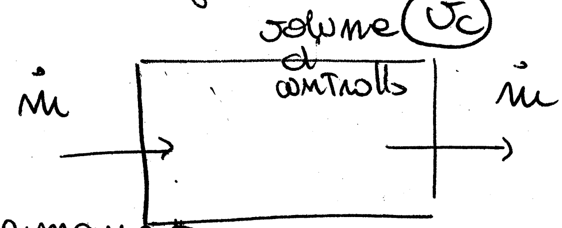
$\infty \geq M \geq 0$

Prima di passare agli ugelli dobbiamo fare delle considerazioni.

Queste eq. ci dicono come varia il flusso di corrente con le variaz. di Area (sempre per $Q_e=0$, $L_i=0$, $L_w=0$)

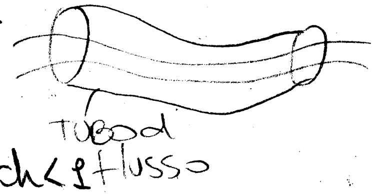
Se valgono qste ipotesi $\boxed{T^o, p^o = \text{costante}}$

Facendo l'ulteriore ipotesi di MOTO PERMANENTE
$\Rightarrow$ la portata in ingresso = portata in uscita

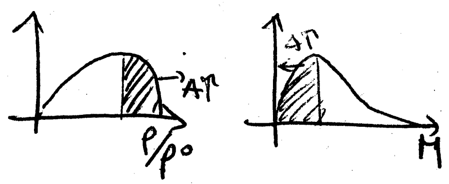


$\dot{m}$ uguale in un Tubo di FLUSSO

Poiché moto permanente
$\Rightarrow$ ciò che sta nel V_c è cost



$\boxed{M<1}$ Consideriamo il caso Mach<1
che corrisponde a $\left(\frac{p}{p^o}\right) > \left(\frac{p}{p^o}\right)_{cr}$



• Se l'Area cresce → la portata corretta diminuisce

$$A\uparrow \quad \frac{\dot{m}\sqrt{RT}}{p^o A}\downarrow \quad \left(\frac{p}{p^o}\right)\uparrow \quad M\downarrow$$

Analogamente se l'Area diminuisce → la portata corretta aumenta

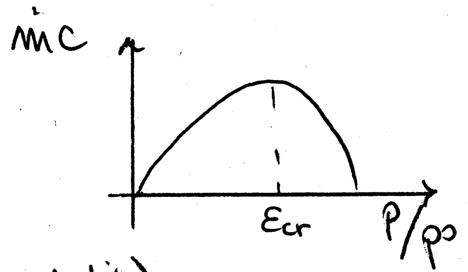
$$A\downarrow \quad \frac{\dot{m}\sqrt{RT}}{p^o A}\uparrow \quad \left(\frac{p}{p^o}\right)\downarrow \quad M\uparrow$$

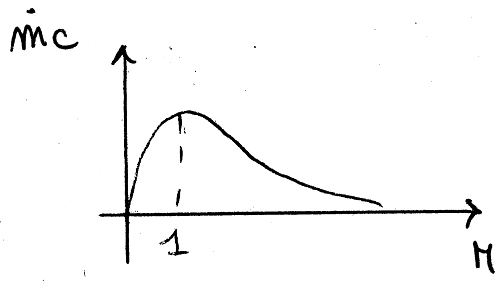
→ CORRENTE SUBSONICA → rallenta se l'area cresce
→ accelera se l'Area diminuisce

~~CORRENTE~~

lez 5 - 20/10/11 1,5 H

Avevamo visto l'andamento della PORTATA CORRETTA





validità:
→ **FLUSSI ADIABATICI REVERSIBILI** (caso più generale → $p^\circ = cost$)

* PER: $\boxed{\text{flusso ADIAB - REVERSIBILE} \quad \text{moto PERMANENTE}}$
Uguagliando la portata in entrata ~~e in uscita~~

$$\dot{m}_1 = \dot{m}_2$$

trovo rev

$$\frac{\cancel{p_1^\circ} A_1}{\sqrt{\cancel{RT_1^\circ}}} f(M_1) = \frac{\cancel{p_2^\circ} A_2}{\sqrt{\cancel{RT_2^\circ}}} f(M_2)$$

ADIABATICO

SOTTO LE HYP
- ADIABATICO $p^\circ = cost$
- REVERSIBILE $T^\circ = cost$

Trovando quindi il legame tra Area e Mach

$$A_1 f(M_1) = A_2 f(M_2)$$

Infatti ad es

per $M<1$ → con $M_2 > M_1 \Rightarrow f(M_2) > f(M_1) \rightarrow A_2 < A_1$ cond CONVERGENTE

In generale ~~dico~~ posso riferirmi sempre all'Area*

$$A f(M) = A^* f(M=1)$$

Minima area che il flusso può occupare

Cioè l'area per $M=1$

sempre sotto le Hyp

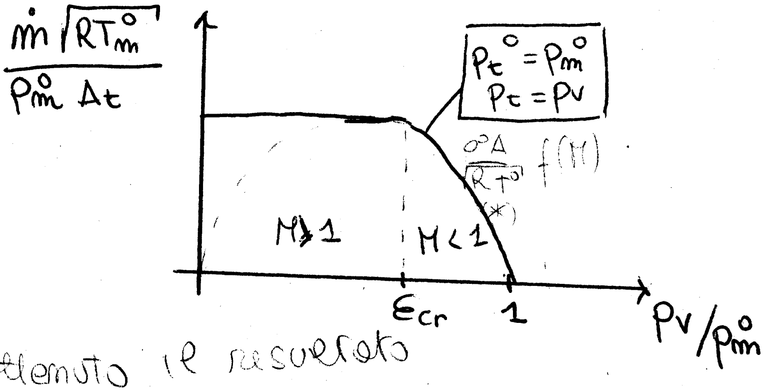
~~Diventa quindi possibile~~

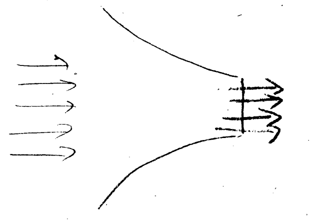
N.B. Vedi Tabelle sul portale:

M	P/P_0	$A^*/A = f(M)/f(M=1)$
0	1	0
⋮	⋮	⋮
1	$0{,}52828 = \varepsilon_{cr}$	1
⋮	⋮	⋮

Estremamente utile → posso mettere in relazione, senza fare i conti, le grandezze in 2 punti.
es (se so ad es. che il flusso da $M=0{,}1 \longrightarrow M=0{,}5$ quanto cambia l'Area)

Costruiamo un diagramma che riporta la portata corretta con le condizioni di monte e l'area di gola A_t
(solo pke non conosco le grandezze di gola!)





Tanto → ottenuto il risultato moltiplico per $\frac{p^\circ_m A_t}{\sqrt{RT^\circ_m}} \Rightarrow \dot{m}$

Se il flusso fosse **ADIABATICO**
se in più **REVERSIBILE**
se **p** in **u**scita **=** **p** nell'amb. di **s**calle

$$\left.\begin{array}{l} T^\circ_m = T^\circ_t \\ p^\circ_m = p^\circ_t \\ p_t = p_v \end{array}\right\} \Longrightarrow \dot{m} = (*)$$

Infatti:

$$\dot{m} = \frac{p^\circ_t A_t}{\sqrt{RT^\circ_t}} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1}\left[\left(\frac{p_t}{p^\circ_t}\right)^{2/\gamma} - \left(\frac{p_t}{p^\circ_t}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma}}\right]} = \frac{p^\circ_m A_t}{\sqrt{RT^\circ_m}} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1}\left[\left(\frac{p_v}{p^\circ_m}\right)^{2/\gamma} - \left(\frac{p_v}{p^\circ_m}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma}}\right]}$$

Quando valgono queste espressioni (*)?

VALGONO SOLTANTO per $p_v/p^\circ_m > \varepsilon_{cr}$

Per ora possiamo dire che ciò è giustif dal fatto che in un convergente ⇒ NO SUPERSONICO

se nel conv. arrivo ad una $p > p_{amb}$ → il flusso si creerà il convergente nell'atm. → accellera, p scende → LA PORTATA RIMANE quella critica

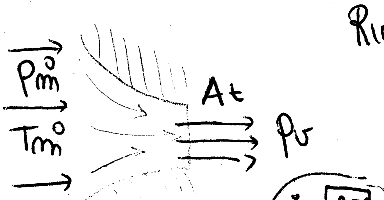
Se $p_v/p^\circ_m < \varepsilon_{cr}$

$p_t = \varepsilon_{cr}\, p^\circ_m = p_{cr} > p_v$

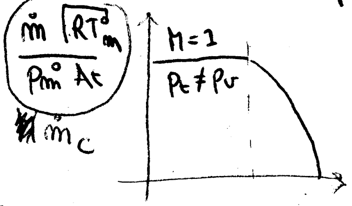
ovvero M_t (MACH IN USCITA) $= 1$

Infatti l'area da considerare non è più quella dell'ugello ma della generatrice dei tubi di flusso in ATM per raggiungere la p

Ricordiamo di aver trovato la portata



$$\dot{m} = \frac{p^o A}{\sqrt{RT^o}} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1}\left[\left(\frac{p}{p^o}\right)^{2/\gamma} - \left(\frac{p}{p^o}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma}}\right]}$$



La portata corretta rimane cost
la portata rimane cost se e solo se sono cost. le condizioni di monte -

cost nel senso di indipendente da p_v/p^o_m — $\dot{m}_c$ indipend. da p_v/p^o_m

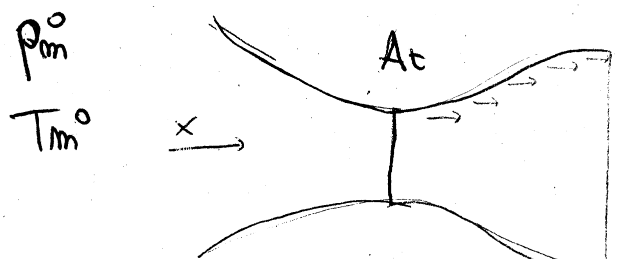
Riepilogo

Per chiudere il discorso sull' UGELLO CONVERGENTE, per calcolare la portata basta confrontare

$$\frac{p_v}{p^o_m} \gtrless \varepsilon_{cr} \quad \rightarrow \quad \frac{p^o_m A}{\sqrt{RT^o_m}} \ ; \quad \frac{p^o A}{\sqrt{RT^o}} f(M=1)$$

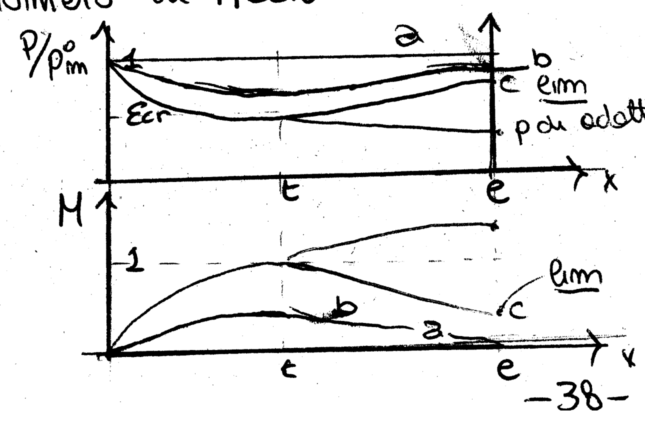
Se vogliamo un espansione a Mach ≫ 1 ?

* UGELLO CONVERGENTE - DIVERGENTE o Ugello di De Laval



HYP
- MOTO PERMANENTE
- UNIDIMENSIONALE
- FLUSSO ADIABATICO
- FLUSSO REVERSIB. (a meno di URTI)

Seguiamo l'andamento della pressione in funzione di x e del numero di Mach



(b) Nel convergente il flusso subsonico accelera → ~~espansione del flusso~~ mentre nel divergente ~~accelera~~ rallenta

(c) Abbassando ulteriormente la pressione si ho il CASO LIMITE o DISCRIMINANTE dove la pressione nel conv. raggiunge ε_{cr} e $M=1$

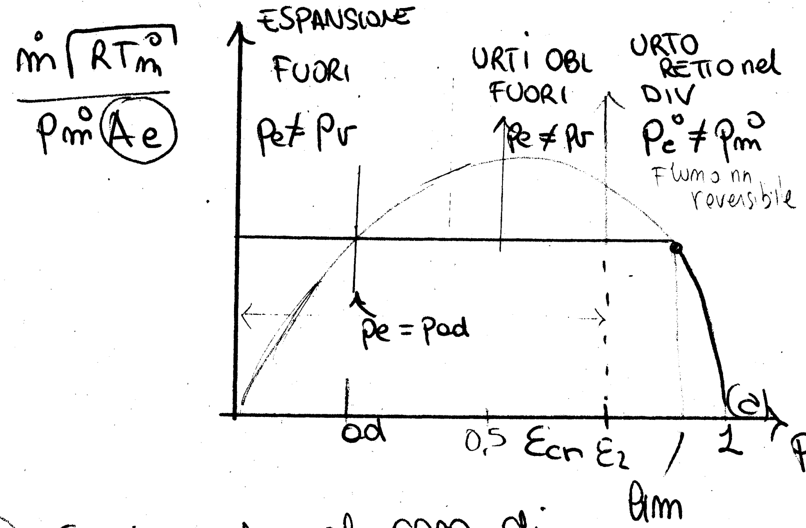
Andiamo ad uguagliare la p_m e p_v

POSSIAMO SCRIVERE

$$\frac{p_t^o A_t}{\sqrt{RT_t^o}} f(M_t) = \frac{p_e^o A_e}{\sqrt{RT^o}} f(M_e)$$

→ Se non ci sono urti $p_t^o = p_e^o$ $T_t^o = T^o$ e la soluzione (M_e) è unica

Le cose si chiariscono valutando il diagramma



(a) NO flusso NO portata

(b) flusso subsonico $p_e^o = p_m^o$ e $p_e = p_v$

Questo soltanto fino al caso limite

→ se c'è urto nell'ugello la p^o non sarà la stessa (compreso anche il caso di URTO OBLIQUO)

a questo punto, essendo la gola sonica, qualsiasi cambiamento ulteriore di pressione non cambia la portata -

ε_2 Corrisponde al caso di URTO RETTO ~~IN~~ SULLA BOCCA IN USCITA

lim, ad sono gli unici punti in cui valgono:

- flusso REV $p_e^o = p_m^o$
- all'uscita $p_e = p_v$

$M_t = 1$

In questi casi

$$\dot{m} = \frac{p_m^o A_e}{\sqrt{RT_m^o}} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1}\left[\left(\frac{p}{p^o}\right)^{2/\gamma}_{ad,lim} - \left(\frac{p}{p^o}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma}}_{ad,lim}\right]}$$

che deve essere uguale alla portata critica

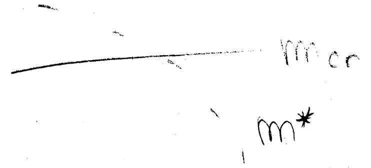
$$= \frac{p_m^o A_t}{\sqrt{RT_m^o}} f(1) = \dot{m}_{cr}$$

Se A_e/A_t → Aumenta → la curva si abbassa

Se $A_e/A_t \to 1$

p_{lim} e p_{ad} tendono a coincidere e la curva si alza

- Se $\frac{P_r}{P_{m}^{\circ}} > \varepsilon_{cr}$ → posso essere in entrambi i casi
  → mi calcolo entrambe le portate e prendo la più piccola delle 2



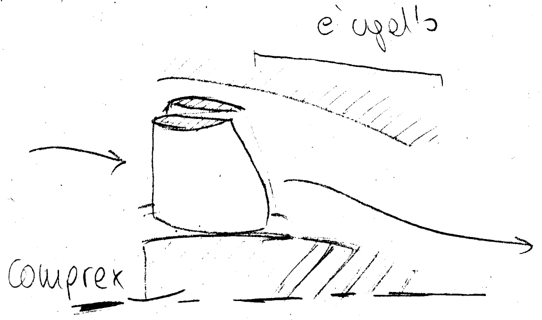
* UGELLO ADATTATO

Ugello per il quale la pressione in uscita è uguale alla pressione ambiente $P_e = P_r$

→ UN UGELLO SUBSONICO è ADATTATO

→ UN UGELLO SUPERSONICO per il quale si ha $P_{e,in} \circ P_{ad}$

Le nostre turbomacchine saranno degli organi nei quali passa un flusso



* TURBOMACCHINE *

Le TURBOMACCHINE sono MACCHINE DINAMICHE cioè macchine che scambiano lavoro con il fluido grazie a variazioni di velocità del fluido stesso.

COMPRESSORI

TURBINE

Supponiamo

- $Q_e = 0$ (Adiabatiche)
- $\Delta E_g = 0$ (E gravit. trascurata)

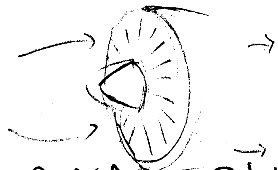
abbiamo che $L_i = \Delta i + \Delta E_c + \Delta E_{cf}$

$$L_i = \int v\,dp + \Delta E_c + \Delta E_{cf} + L_{iw}$$

Sottraggo l'eq Rif FISSO a Rif ROTANTE ed ottengo

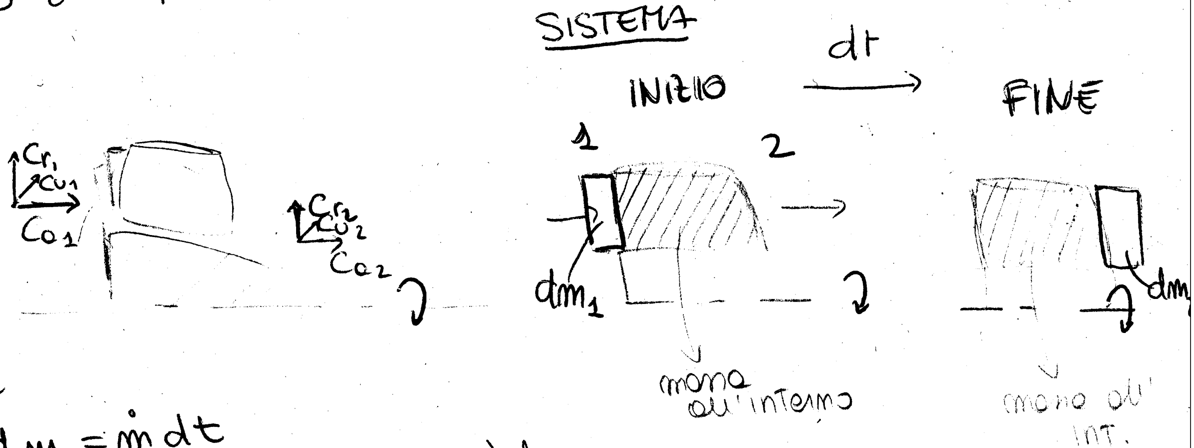
$$\boxed{L_i = \frac{C_2^2 - C_1^2}{2} - \frac{W_2^2 - W_1^2}{2} + \frac{U_2^2 - U_1^2}{2}}$$

- COMPREX $C\uparrow$ $W\downarrow$ $U\uparrow$ compressore centrifugo (che produce più di un compr. assiale - f centrifuga - il flusso cioè va verso l'esterno)



- TURBINA $C\downarrow$ $W\uparrow$ $U\downarrow$ solitam. centripete
il flusso viene spinto verso l'interno

Questa visione non ci dice ancora tutto: come disegniamo le palette?
Abb. bisogno di un ulteriore espressione del lavoro.
(Abb. finora utilizz. il 1° princ. Termod.)
Cerchiamo di sfruttare $L = F \cdot s$ o meglio $L = C$.



Avrò che

$dm_1 = dm_2 = \dot{m}\, dt$

inoltre tutte le coppie e i mom. del sistema saranno uguali alla derivata del Mom. Q. d. Moto risp al tempo

$$M = \frac{dK}{dt}$$ → mom q. d. M.

M: somma coppie esterne MOM. APPLICATI

Ma facendo l'eq. di mom. rispetto all'asse → l'unica comp. a dare momento sarà C_u

$$K = \dot{m}\, C_u\, r$$

Lez 7 - 27/10/11 1,5 H

Ricordiamo

$$L_i = c_p(T_2 - T_1) + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} = \frac{c_p T_1}{\eta_c}\left(\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1\right)$$

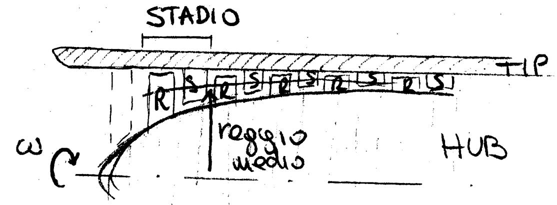
$$= \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} - \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} + \frac{U_2^2 - U_1^2}{2} = U_2 c_{U_2} - U_1 c_{U_1}$$

Come è fatta una macchina che produce tale lavoro?
Ce lo dice l'eq delle QdM

- COMPREX ASSIALE
- COMPREX RADIALE

* COMPRESSORE ASSIALE

STADIO di COMPRESSORE



Le particelle d'aria compiono un percorso ad elica

Si chiama compressore assiale perché il raggio rimane approssimativamente costante

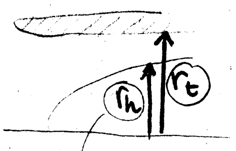
$r_1 \approx r_2$
$c_{r_1} \approx c_{r_2} = 0$ componente radiale della velocità

PORTATA $= \rho c A = cost$

$\boxed{\text{INGRESSO (1° stadi)}}$ ρ bassa, A grande

$\boxed{\text{ULTIMI STADI}}$ ρ ALTA, A bassa

c uguale la velocità rimane ~ cost



r_{tip} raggio alla punta delle palette

r_{HUB} raggio alla base delle palette

L'Area è data da

$$A = \pi\left(r_t^2 - r_h^2\right)$$

tip hub

raggio medio $\boxed{\frac{r_t + r_h}{2}}$

- In prima approssimaz il ~~raggio m~~ è costante IN UNO STADIO
- Ed inoltre che l'altezza delle palette sia appross. molto piccola $\Rightarrow c_r \sim 0$

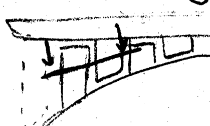
$$r_h \approx r_t \approx \boxed{r_m}$$

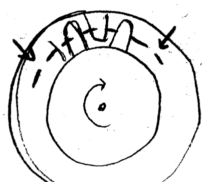
APPROX

- $r_m \sim cost \Rightarrow c_r = 0$
- $r_h \approx r_t \approx \boxed{r_m}$

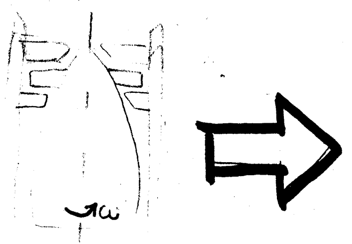
Approssimaz che toglieremo

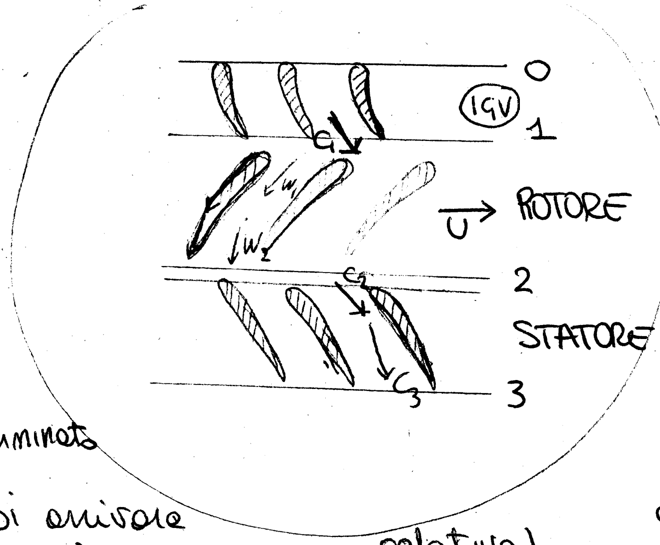
Valutiamo cosa accade al raggio medio



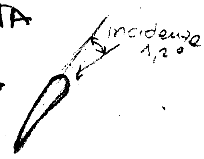


SEZIONE POI PROIETTATA SU 1 PIANO





ESISTE QUINDI UNA CONDIZ. IN CUI LA PALETTA VERRA INVESTITA CON INCIDENZA



↓

W_1 però dipende dalle condizioni di funzionamento

SE L'INCIDENZA DIVENTA TROPPO GRANDE → COND DI STALLO !!

La velocità è un dato, poiché l'angolo α è fisso, di costruzione determinato dalla palettatura

Il rotore vedrà poi arrivare una velocità W_1 (velocità di ingresso relativo) e in uscita una W_2 -

PALETTE MOLTO POCO CURVE

α_1 e β_2 SONO ANGOLI COSTRUTTIVI

Scriviamo il lavoro

$$L_c = U_2 C u_2 - U_1 C u_1 = U(Cu_2 - Cu_1)$$

per non essere bocciati ↓ controllare, per un COMPRESSORE $Cu_2 > Cu_1$ per un LAVORO POSITIVO

Esplicitiamo i termini

$Cu_1 = C_1 \cos \alpha_1$
Preferendo l'uso della velocità ASSIALE] $Cu_1 = Ca \cot g \alpha_1$

$C_2 = C_1 \sin \alpha_1$

Per scrivere Cu_2 non posso riferirmi ad α_2 (NON è UN ANGOLO COSTRUTTIVO) ma dipende dal funzionamento

Posso però riferirmi alle $\underline{\underline{W}}$

$Cu_2 = Wu_2 + U$
Nuovam. riferendoci alla componente assiale] $Cu_2 = Ca \cot g \beta_2 + U$
$Cu_2 = W_2 \cos \beta_2 + U$
$Wz_2 = Ca_2 = Ca_1 = Ca = W_2 \sin \beta_2$

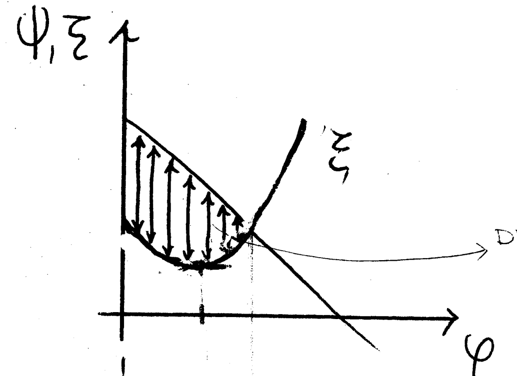
Da cui

$$Cu_2 = Ca \cot g \beta_2 + U$$

Da cui il lavoro ottenuto

$$L_c = U(U + Ca(\cot g \beta_2 - \cot g \alpha_1))$$

Ricordiamo

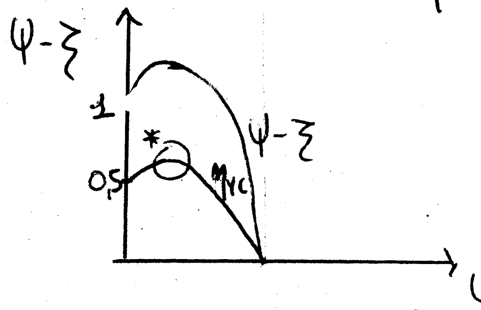


$$L_c = U(C_{u2} - C_{u1})$$

$$\psi = 2\left(1 + \varphi(\cot g\,\beta_2 - \cot g\,\beta_1)\right)$$

Lo scopo è di esprimere il β_c e per fare questo partiamo da $L_c - L_w$

$$\eta_{yc} = \frac{L_c - L_w}{L_c} = \frac{\psi - \xi}{\psi}$$



Possiamo determinare il rendimento che parte da 1/2, poi obb. il num. che sale e il den che scende

$\eta_{yc} \uparrow$

e poi → verso lo zero

(*) il massimo di η_{yc} è a DX del max di $\psi - \xi$ ed a sinistra del minimo di ξ

Facendo l'**HYP che ΔE_c è trascurabile** (sappiamo che il fluido passa da velocità C_1 e velocità C_3 → approssimiamo le condizioni tra l'ambiente di aspirazione $V=0$ e quelle in cui la velocità è nulla nello stadio successivo - STATORE)

$$L_i = \Delta i + \cancel{\Delta E_c}$$

lavoro di compress. $\quad \Delta E_c \simeq 0$

da cui

$$= c_p(T_4 - T_0) = c_p(T_3^0 - T_1^0)$$

T_3^0 ↓ STATORE $\quad T_1^0$ ↓ ASPIRAZIONE

Posso ancora scrivere che

$$= c_p T_0 \left(\left(\frac{p_4}{p_0}\right)^{\frac{m-1}{m}} - 1\right) = \underbrace{c_p T_3^0 \left(\left(\frac{p_3^0}{p_1^0}\right)^{\frac{m-1}{m}} - 1\right)}_{\text{exp che dovremo utilizzare}}$$

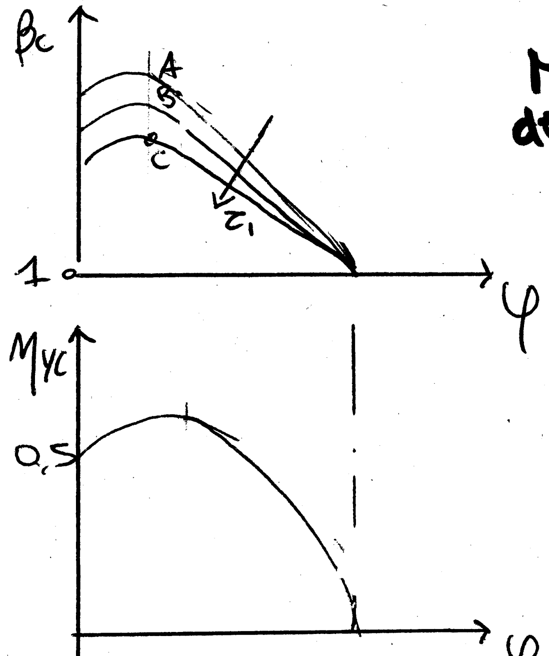
T in ingresso

espress. da utili. x comodità

Sappiamo $\quad \dfrac{m-1}{m} = \dfrac{\gamma-1}{\gamma}\,\dfrac{1}{\eta_{yc}}$

Da cui l'andamento di β_c corrisponde all'andam. della curva $\varphi - \xi$
($\varphi - \xi = 0 \rightarrow \beta_c = 1$ cioè non comprimo)

Costruiamo un doppio grafico dove diagrammiamo in funz. di φ, β_c e η_{yc}



MAPPE DEL COMPREX

Sapendo quindi che

$$L_c = \frac{1}{\eta_c} c_p T_1^0 \left(\beta_c^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1\right)$$

$$= c_p T_1^0 \left(\beta_c^{\frac{\gamma-1}{\gamma \eta_{yc}}} - 1\right)$$

da cui otteniamo che η_c è funzione solo di β_c e η_{yc}

$$\eta_c = \eta_c(\beta_c, \eta_{yc})$$

ci sarebbe anche la dipendenza da τ_1 ma in prima approx possiamo confondere i 2 rendimenti.

Siamo riusciti a legare il rendim. del compressore a soli 2 valori φ e τ_1 (siamo partiti da eq QdM)
Per determinare φ dovrei determinare la velocità U e C_a (velocità assiale)
Quantità meglio maneggiabili sono
- numero di giri (CORRETTO) → al posto della vel assiale
- portata (CORRETTA) → al posto di U_1

- **NUMERO di GIRI CORRETTO**

$$n_c = \frac{nD}{\sqrt{RT_1^0}}$$

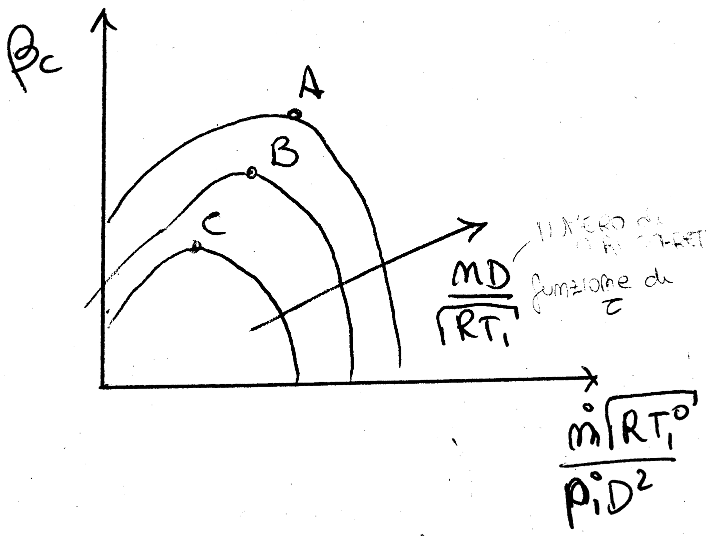
n numero di giri, D diametro compressore

o volte utilizzo questo

$n \propto$ vel angolare
ma vel ang per il raggio = vel pala

Quindi $nD \propto U$

— 52 —



Preso un valore fisso di τ_1 (che ⇒ un valore fisso di numero di giri corretto) • B

facendo crescere φ (salvo l'influenza del Mach) cresce la portata corretta

Per $M \sim 1$ la portata non cresce più perché $M \propto \varphi \Rightarrow \dot{m}_c \to cost$

Prendendo un τ_1 più basso ⇒ giri corretti più alti

Quindi avendo ad es. φ = premo portata corretta più alta (⇒ A più alto e dx)

Le curve <u>ISORENDIMENTO</u> sono curve che hanno lo stesso φ.

Nella realtà NON è così

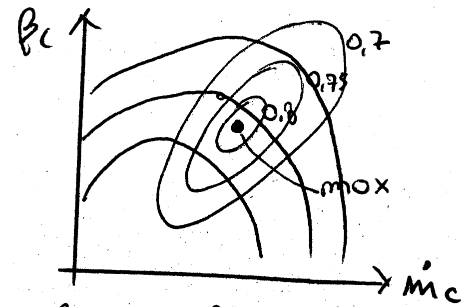
- Inf. <u>Mach</u>

ANDANDO IN ALTO → Mach alto, $U\!RT_1$, dissipaz., rendim ↓

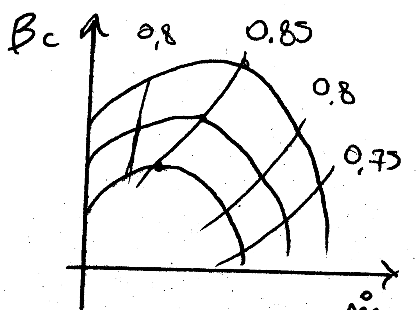
- inf <u>Reynolds</u>

ANDANDO IN BASSO

Quindi il massimo per A e per C sarà più basso



CURVE ISORENDIMENTO REALI

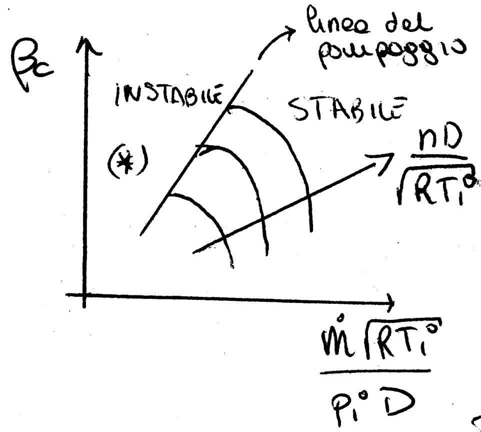


CURVE ISORENDIMENTO IDEALI

Le curve ISOR. in realtà si CHIUDONO

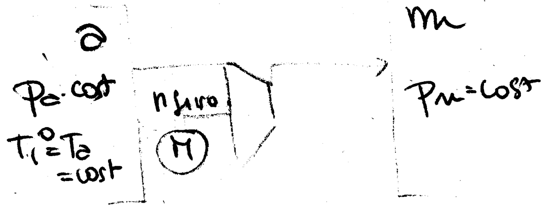
MAPPA (MANOMETRICA) del COMPRESSORE

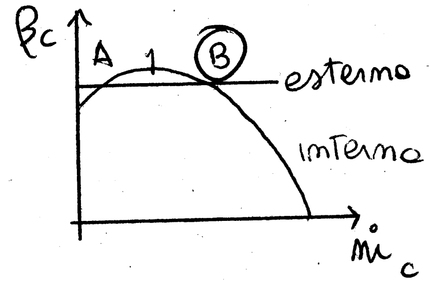
* POMPAGGIO



(*) Rapide oscillazioni nella direzione del FLUSSO
↓
pompaggio
↓
MAI FARLO FUNZ. QUI!

Per spiegare il POMPAGGIO:





In questo caso la caratteristica esterna è fissa, indipendente dalla portata poiché il rapp di compressione β_c è dato dal circuito $\beta_c = \frac{p_m}{p_a}$

∃ 2 pt di equilibrio:

- B è STABILE
- A è instabile

(A sx del max i pt sono ~~stab~~ instabili e dx sono stabili)

STABILITÀ

B_ Un qualunque disturbo ~~nell'...~~ in B faccia per un infinitesimo crescere la portata dal valore di eq → il compressore da un rapp. di compr. più BASSA di quella richiesta → rallenta e la portata diminuisce (9,9 bar → $\boxed{10 \text{ bar}}$) Rallenta

Se la portata diminuisce → β_c più alta → accelera e la portata aumenta

In A succede il contrario
→ se il disturbo fa aumentare la portata → vedo a B

 dopo la pausa