NUMERO: 1290 ANNO: 2014

A P P U N T I

STUDENTE: Mascolo

MATERIA: Fondamenti di Macchine e Propulsione, Prof.Casalino_Pastrone

Fondamenti Di Macchine

PROPULSIONE: CAPACITÀ DI GENERARE UNA SPINTA
- ENERGIA FORNITA DAL MOTORE
- SPINTA GENERATA DAL PROPULSORE

MACCHINA: INSIEME DI ORGANI CHE SCAMBIANO LAVORO
- OPERATRICE COMPIE LAVORO SUL FLUIDO, $L>0$ (~ COMPRESSORE)
- MOTRICE SUBISCE LAVORO DAL FLUIDO, $L<0$ (~ TURBINA)
  - NB macchine alternative con pistone: questo è sia operatore che motore alternativamente
- DISTINZIONE PER MEZZO DI TRASMISSIONE DEL LAVORO
  - MACCHINE TERMICHE: GAS E VAPORI
  - MACCHINE IDRAULICHE: FLUIDI
- DISTINZIONE PER TIPOLOGIA
  - VOLUMETRICHE: MOTORI ALTERNATIVI, CAMERA DI COMBUSTIONE A VOLUME VARIABILE
  - TURBOMACCHINE: ATTRAVERSATE DA UNA CORRENTE

PRIMO PRINCIPIO DELLA TERMODINAMICA

NB energia: capacità di compiere un lavoro

- FORMA LAGRANGIANA
  - HP: SISTEMA CHIUSO ($\nexists$ SCAMBIO MATERIA)
  - DESCRIVE EVOLUZIONE DI UN FLUIDO A $m=cost$ DA INIZIO t_i A FINE t_f
    - PIÙ ADATTO AI MOTORI ALTERNATIVI ($\nexists$ ⇅ FLUIDO)
  - C'È CONSERVAZIONE DELL'ENERGIA TOTALE

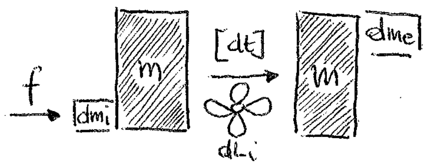
$$Q_e + \mathcal{L}_e = \Delta\mathcal{E}$$

  - Q_e = CALORE FORNITO AL FLUIDO
  - $\mathcal{L}_e$ = LAVORO FORNITO AL FLUIDO
  - $\Delta\mathcal{E} = \mathcal{E}_f - \mathcal{E}_i$ È L'ENERGIA TOTALE DEL FLUIDO, DOVE $\mathcal{E}$, IN GENERALE, È SOMMA DI
    - U = ENERGIA INTERNA (AGITAZIONE TERMICA MOLECOLARE, $f(T)$ PER GAS E $f(p)$ PER VAPORI)
    - $\mathcal{E}_c$ = ENERGIA CINETICA (MOTO MEDIO) $= \frac{1}{2}mc^2$ CON c = VELOCITÀ
    - $\mathcal{E}_g$ = ENERGIA POTENZIALE GRAVITAZIONALE (TRASCURABILE PER I GAS) $= mgz$
    - $\mathcal{E}_{cf}$ = ENERGIA CENTRIFUGA, $>0 < \emptyset$ A SECONDA CHE SIA CONCORDE O DISCORDE
      - dimostrazione sul retro
  - APPROSSIMAZIONI
    - U: GAS PERFETTO $pV = nRT = mRT$; IDEALE $c_p = cost$; $c_v = cost \Rightarrow \Delta U = mc_v\Delta T = mc_v(T_f - T_i)$
    - POICHÉ $\nexists$ ⇅ FLUIDO, $m = cost$
      - ALLORA, DA $Q_e + \mathcal{L}_e = \Delta U + \Delta\mathcal{E}_{c,g,cf}$ DIVIDO TUTTO PER m
      - $Q_e = \frac{Q_e}{m}$; $L_e = \frac{\mathcal{L}_e}{m}$; $U = \frac{U}{m}$; $E = \frac{\mathcal{E}}{m}$ CALORE/LAVORO/ENERGIA MASSICA SPECIFICA $\left[J\,kg^{-1} = \frac{m^2}{s^2}\right]$
    - PER UN QUALSIASI SISTEMA, QUINDI, $Q_e + L_e = \Delta U + \Delta E_{c,g,cf}$
    - PER I GAS PERFETTI, QUINDI, $pv = RT$ $\quad v = \frac{1}{\rho}$ = VOLUME SPECIFICO

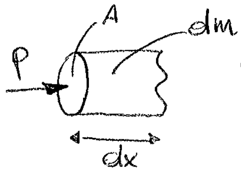
- FORMA EULERIANA
  - RINUNCIAMO A CONOSCERE $\forall t$ CONDIZIONI DEL FLUIDO
  - VOGLIO SAPERE LE CONDIZIONI FINALI DALLE INIZIALI DI UN FLUIDO CHE PASSA ATTRAVERSO UN VOLUME DI CONTROLLO
  - IPOTESI FONDAMENTALI
    - CONDIZIONI p, ρ, z UNIFORMI IN INGRESSO ED IN USCITA
    - CONDIZIONI STAZIONARIE $\partial/\partial t = 0$ $\forall$ GRANDEZZA

$$\xrightarrow[\text{inlet}]{i} \boxed{\frac{\partial}{\partial t} = 0} \xrightarrow[\text{exit}]{e}$$

- IL SISTEMA HA UNA CERTA MASSA m ALLA QUALE AGGIUNGO UN dm
  - STAZIONARIO $\Longrightarrow dm_i = dm_e = dm$
- SUPPONGO CI SIANO
  - dQ_e = QUANTITÀ DI CALORE FORNITA AL VOLUME DI CONTROLLO
  - dL_i = LAVORO COMPIUTO DAGLI ORGANI MOBILI
  - dL_{sp} = LAVORO DI SPOSTAMENTO
    - COMPIUTO DAL FLUIDO FUORI DAL VOLUME DI CONTROLLO CON FORZA f CON $dL_{spi} = p_i v_i dm_i$
    - IDEM IN USCITA MA SUBITO $dL_{spe} = -p_e v_e dm_e$



- NELL'UNITÀ DI TEMPO POSSO INTRODURRE LE POTENZE
  - TERMICA $\dot{Q}_e = \frac{dQ_e}{dt} \Longrightarrow dQ_e = \dot{Q}_e dt$
  - INTERNA $P_i = \frac{dL_i}{dt} \Longrightarrow dL_i = P_i \cdot dt$



$dL_{sp} = pA\,dx = p\,dV = p\,v\,dm$

$\Longrightarrow d\dot{m}_i = d\dot{m}_e = d\dot{m} \quad (\dot{m} = m/t)$

- ESPLICO LE ALTRE GRANDEZZE
  - $dL_{sp} = p_i v_i dm_i - p_e v_e dm_e = \dot{m}(p_i v_i - p_e v_e)dt$
  - $dU = \dot{m}\left[(U + E_{c,g,cf})_e - (U + E_{c,g,cf})_i\right]dt$

    EN. dm_e IN USCITA / ENTRATA
- METTO TUTTO INSIEME SEMPLIFICANDO PER dt

  $$\dot{Q}_e + P_i = \dot{m}\left[(U + pv + E_{c,g,cf})_e - (U + pv + E_{c,g,cf})_i\right]$$
  - DEFINISCO LA GRANDEZZA ENTALPIA $i = U + pv$
    - FLUSSO DI ENTALPIA = SOMMA DI POTENZA TERMICA ED INTERNA
  - ALLORA $\dot{Q}_e + P_i = \dot{m}\left[(i + E_{c,g,cf})_e - (i + E_{c,g,cf})_i\right]$
- INSERENDO LE GRANDEZZE MASSICHE $L_i = \frac{P_i}{\dot{m}}$; $Q_e = \frac{\dot{Q}_e}{\dot{m}}$ LAVORO E CALORE MASSICO

  $$Q_e + L_i = \Delta i + \Delta E_{c,g,cf}$$
- NB per un gas ideale perfetto, $\Delta i = \Delta(U + pv) = c_v \Delta T + R\Delta T = \Delta T(c_v + R) = c_p \Delta T$

NB2: a noi interessa trasformare il massimo di energia possibile in lavoro e non in calore. Il lavoro è più ordinato del calore (caotico), e solo con l'ordine posso creare moti ordinati.

SECONDO PRINCIPIO DELLA TERMODINAMICA

- IL 1°P.T. NON DESCRIVE IL GRADO DI ORDINE/DISORDINE DELL'ENERGIA
- ENTROPIA: FUNZIONE DI STATO CHE DESCRIVE IL GRADO DI DISORDINE DI UN SISTEMA
  - $Tds = dU + pdv = di - vdp$
    - $ds \uparrow$ SE
      - $\Delta T > 0 \Longrightarrow$ T AUMENTA $\Longrightarrow dU, di > 0$
      - $\uparrow v$
      - $\downarrow p$
- ALLORA $Tds = dQ_e + dL_w$
  - dQ_e CALORE FORNITO
  - dL_w : LAVORO RESISTENZE PASSIVE, $dL_w \geq 0$ (IL DISORDINE NON PUÒ DIMINUIRE SE NON FORNISCO CALORE, AL PIÙ RESTA UGUALE)

FORME MISTE DEL PRIMO PRINCIPIO

- LAGRANGIANA $dQ_e + dL_e = dU + dE_{c,g,cf} = Tds - pdv + dE_{c,g,cf} = -pdv + dE_{c,g,cf} + dQ_e + dL_w$
  - SEMPLIFICO $dQ_e \Longrightarrow dL_e = -pdv + dE_{c,g,cf} + dL_w$
- EULERIANA $dL_i = vdp + dE_{c,g,cf} + dL_w$ (RETRO)
  - SI NOTA COME SERVA DEL LAVORO PER
    - $\uparrow p$
    - $\downarrow v$
    - $\uparrow$ L'ENERGIA dE (c, g o cf)

Trasformazioni Isentropiche

HP: ADIABATICA REVERSIBILE

$\Rightarrow dQ_e = 0$

INOLTRE $ds = 0 \Rightarrow s = cost \Rightarrow dL_W = 0$ NON CI SONO PERDITE

forma euleriana $Tds = di - vdp$

· DIVIDO PER T: $ds = 0 = \frac{di}{T} - \frac{vdp}{T}$ CON $\frac{v}{T} = \frac{R}{p}$ E $di = c_p dT$

$$\frac{c_p dT}{T} = \frac{vdp}{T} \Rightarrow c_p \frac{dT}{T} = \frac{Rdp}{p}$$

$$c_p \int_1^2 \frac{dT}{T} = R \int_1^2 \frac{dp}{p} \Rightarrow c_p \ln \frac{T_2}{T_1} = R \ln \frac{p_2}{p_1}$$

$$\left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{c_p}{R}} = \frac{p_2}{p_1} \Rightarrow \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\gamma/\gamma-1} = \frac{p_2}{p_1} \Rightarrow \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

· INOLTRE $p_2 v_2^\gamma = p_1 v_1^\gamma \Rightarrow \frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^\gamma = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\gamma/\gamma-1} \Rightarrow \frac{v_1}{v_2} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{1/\gamma-1}$

NB a grandi Δp corrispondono piccoli ΔT (poichè $\gamma-1/\gamma \simeq 0,28\ldots$)

Compressione & Espansione Adiabatica

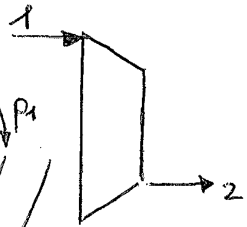
IPOTESI FONDAMENTALI PER TURBOCOMPRESSORI E TURBINE

- L'ARIA HA PESO TRASCURABILE $\Rightarrow \Delta E_g = 0$
- MI PONGO IN UN RIFERIMENTO FISSO $\Rightarrow \Delta E_{cf} = 0$
- L'ARIA È TANTO VELOCE DA NON RIUSCIRE A SCAMBIARE CALORE $Q_e = 0$ (ADIABATICA)

ERGO, $L_i = \Delta i + \Delta E_c$

- COMPIO LAVORO CON ↑ ENTALPIA E ENERGIA CINETICA
- $L_i > 0$ RISCALDO E ↑ p (POICHÈ $T/p = cost \Rightarrow T\uparrow \Rightarrow p\uparrow$) $\Rightarrow$ ACCELERO
- $L_i < 0$ VV.

COMPRESSIONE ADIABATICA ($p_2 > p_1 \Rightarrow p_e > p_i$) (NEL COMPRESSORE)

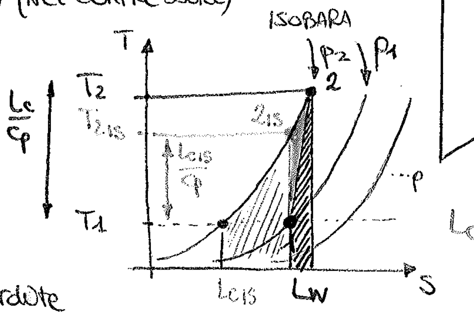


· Hp: $\Delta E_c = 0$

- GAS IDEALE $L_i = \Delta i = c_p(T_2 - T_1)$
- $L_i > 0 \Rightarrow T_2 > T_1$

· COME ARRIVO DA p_1 A p_2?

- ADIABATICA $Q_e = 0 \Rightarrow Tds = dL_W > 0$ (politropica) punto 2 traslato rispetto alla verticale
- ISENTROPICA $L_W = 0 \Rightarrow ds = 0$ punto 2_{is} sulla verticale, trasf. ideale senza perdite



· DEF: LAVORO DI COMPRESSIONE ISENTROPICO $L_{cis} = c_p(T_{2is} - T_1) < L_c = c_p(T_2 - T_1)$

- APPLICO L'ISENTROPICA $T_{2is} = T_1 (p_2/p_1)^{\gamma-1/\gamma}$
- ALLORA $L_{cis} = c_p\left(T_1 (p_2/p_1)^{\gamma-1/\gamma} - T_1\right) = c_p T_1 \left[(p_2/p_1)^{\gamma-1/\gamma} - 1\right] = c_p T_1 \left[\beta_c^{\gamma-1/\gamma} - 1\right]$
  - β_c = RAPPORTO DI COMPRESSIONE $= \frac{p_2}{p_1} > 1$

· DEF. RENDIMENTO ISENTROPICO $\eta_c = \frac{L_{cis}}{L_c}$ (~80% SOLITAMENTE)

- ALLORA $L_c = \frac{1}{\eta_c} c_p T_1 \left(\beta_c^{\gamma-1/\gamma} - 1\right)$ ← 1° modo: suppongo di non conoscere la politropica
- QUINDI, POICHÈ $L_i = L_c \Rightarrow T_2 = T_1 + L_c/c_p$

NB. l'area sottesa lungo l'isobara p_2 da T_1 a T_{2is} è la quantità di calore da fornire per passare da T_1 a T_{2is}, cioè $Q_{eis} = c_p(T_{2is} - T_1)$. Analogo fino a T_2, alla quale si aggiungono le resistenze passive L_W. C'è una zona sottesa non considerata: corrisponde al lavoro di controrecupero L_{cr} (farà $L > 0$ nell'espansione), sicchè $L_c = L_{cis} + L_W + L_{cR}$

- 2° MODO: CONOSCO LA POLITROPICA
  - ALLORA $pv^m = \text{cost}$ CON $m > \gamma$ POICHÉ $\Delta S > 0$
  - NOTO m POSSO CALCOLARE $T_2 = T_1 (p_2/p_1)^{m-1/m} \longrightarrow L_c = c_p T_1 \left(\beta_c^{m-1/m} - 1\right)$ (*)
  - DEF. RENDIMENTO POLITROPICO (O IDRAULICO O DI PICCOLO STADIO)
    - $\eta_{yc} = \dfrac{L_c - L_w}{L_c}$
    - SOSTITUENDO $L_c = L_{cis} + L_w + L_{cR} \Rightarrow \eta_{yc} = \dfrac{L_{cis} + L_{cR}}{L_c} > \eta_c$
  - NOTO CHE η_c NON TIENE CONTO DEL LAVORO DI CONTRORECUPERO
- ESPLICITO η_{yc} DALLO SVILUPPO DEL 1° P.T. IN FORMA MISTA DI EULERO
  - $dL_i = v\,dp + dE_{cgcf} + dL_w$
  - $L_i = \int_1^2 v\,dp + \underbrace{\Delta E_c}_{\to 0} + L_W \Longrightarrow \eta_{yc} = \dfrac{\int_1^2 v\,dp}{L_c}$
    - DA $p_2 v_2^\gamma = p_1 v_1^\gamma \Rightarrow \dfrac{p_2}{p_1} = \left(\dfrac{v_1}{v_2}\right)^\gamma \Rightarrow \dfrac{v_1}{v_2} = \left(\dfrac{p_2}{p_1}\right)^{1/\gamma}$
    - NELLA POLITROPICA $v_1 = v_2 (p_2/p_1)^{1/m} \Rightarrow v = v_1 (p_1/p)^{1/m}$
  - SOSTITUENDO IN $\int_1^2 v\,dp = \int_1^2 v_1 (p_1/p)^{1/m} dp =$

porto fuori p_1

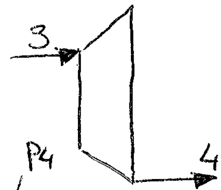
$$= v_1 p_1^{1/m} \int_1^2 \frac{dp}{p^{1/m}} = v_1 p_1^{1/m} \cdot \frac{m}{m-1}\left[p_2^{\frac{m-1}{m}} - p_1^{\frac{m-1}{m}}\right] = v_1 p_1^{1/m} \cdot \frac{m}{m-1} \cdot p_1^{\frac{m-1}{m}}\left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{m-1}{m}} - 1\right] =$$

$$= \frac{m}{m-1} \cdot v_1 p_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{m-1}{m}} - 1\right] = \frac{m}{m-1} v_1 p_1 \left[\beta_c^{\frac{m-1}{m}} - 1\right] = \frac{m}{m-1} R T_1 \left(\beta_c^{\frac{m-1}{m}} - 1\right)$$

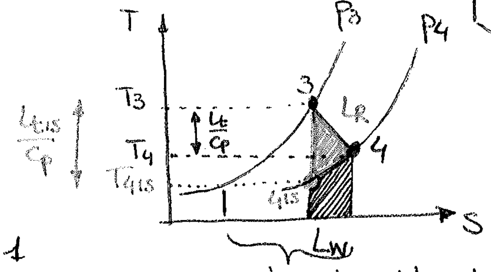
- POICHÉ $L_c = c_p T_1 \left(\beta_c^{\frac{m-1}{m}} - 1\right)$
  - PER LA RELAZIONE DI MAYER, $c_p = \dfrac{\gamma}{\gamma - 1} R$
  - ALLORA ESPLICO $\eta_{yc} = \dfrac{\int_1^2 v\,dp}{L_c} \longrightarrow \dfrac{\frac{m}{m-1} R T_1 \left(\beta^{\frac{m-1}{m}} - 1\right)}{\frac{\gamma}{\gamma-1} R T_1 \left(\beta^{\frac{m-1}{m}} - 1\right)} = \dfrac{m(\gamma - 1)}{\gamma(m-1)} \Rightarrow \dfrac{m}{m-1} \cdot \dfrac{\gamma - 1}{\gamma} = \eta_{yc}$
- QUINDI UN ALTRO MODO PER ESPLICITARE LA (*), DATO CHE SPESSO SI VALUTA SPERIMENTALMENTE η_{yc}, È

$$L_c = c_p T_1 \left(\beta_c^{\frac{m-1}{m}} - 1\right) = c_p T_1 \left(\beta_c^{\frac{\gamma-1}{\gamma}\frac{1}{\eta_{yc}}} - 1\right) \qquad T_2 = T_1 + \frac{L_c}{c_p}$$

ESPANSIONE ADIABATICA (NELLA TURBINA)



- Hp: $\Delta E_c = 0$, $Q_e = 0$, $\partial/\partial t = 0$
- POICHÉ UNA TURBINA HA $L < 0$, $L_t = -L_i$
  - $L_i = \Delta i$
  - $L_t = -\Delta i = -c_p(T_4 - T_3) = c_p(T_3 - T_4)$
  - $L_{tis} = c_p(T_3 - T_{4is}) > L_t$ POICHÉ $T_{4is} < T_4$
- DALLA POLITROPICA $T_{4is} = T_3 \Big/ (p_3/p_4)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$
- RENDIMENTO DI TURBINA $\eta_t = \dfrac{L_t}{L_{tis}}$ ($\sim 90\%$)
- RAPPORTO DI ESPANSIONE $\beta_t = p_3/p_4 > 1$
  - $L_t = \eta_t c_p T_3 \left(1 - \dfrac{1}{\beta_t^{\gamma-1/\gamma}}\right) \qquad T_4 = T_3 - \dfrac{L_t}{c_p}$



$L_t = L_{tis} + L_R - L_W$

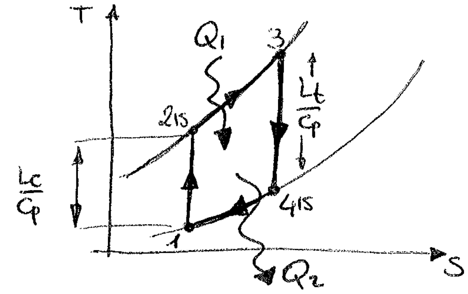
- 2° MODO $T_4 = T_3 \Big/ \left(\beta_t^{\frac{m-1}{m}}\right)$ CON $m < 0$ AFFINCHÉ $\Delta S > 0$
  - $L_t = c_p T_3 \left(1 - \dfrac{1}{\beta_t^{\frac{m-1}{m}}}\right)$
  - RENDIMENTO POLITROPICO $\eta_{yt} = \dfrac{L_t}{L_t + L_W} = \dfrac{L_t}{\int_4^3 v\,dp}$

DALLA 1ª MISTA
$dL_i = v\,dp + dE_c + dL_w$
$\Delta L_i = \int_3^4 v\,dp + \Delta L_w$
$L_t = -\int_3^4 v\,dp - L_w$
$L_t + L_W = \int_4^3 v\,dp$

$$\int_3^4 v\,dp = v_3 p_3^{1/m} \int_3^4 \frac{dp}{p} = \frac{m}{m-1} R T_3 \left(1 - \frac{1}{\beta_t^{\frac{m-1}{m}}}\right) \Rightarrow \eta_{yt} = \frac{c_p T_3 \left(1 - 1/\beta_t^{\frac{m-1}{m}}\right)}{\frac{m}{m-1} R T_3 \left(1 - 1/\beta_t^{\frac{m-1}{m}}\right)} = \frac{\frac{\gamma}{\gamma-1} R}{\frac{m}{m-1} R} \Rightarrow \frac{m}{m-1} = \eta_{yt} \frac{\gamma}{\gamma - 1}$$

- ALLORA $L_t = c_p T_3 \left(1 - 1\Big/\beta_t^{\eta_{yt}\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right) \Longrightarrow T_4 = T_3 - \dfrac{L_t}{c_p}$

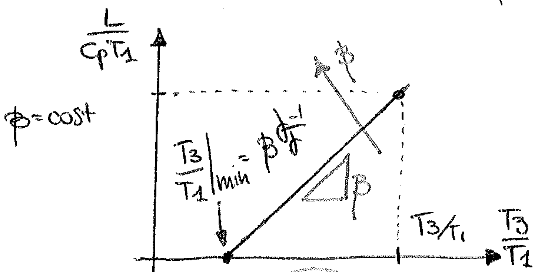
Ciclo Joule-Brayton

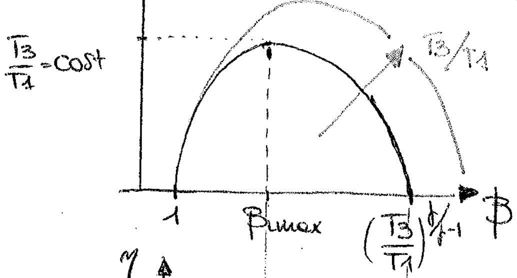


CICLO IDEALE
- $1 \to 2$ COMPRESSIONE ADIABATICA REVERSIBILE
- $2 \to 3$ FORNISCO Q_1 CON ISOBARA
- $3 \to 4$ ESPANSIONE ADIABATICA REVERSIBILE
- $4 \to 1$ SOTTRAGGO Q_2 CON ISOBARA

HP $\Delta E_{cg,cf} = 0$, $\partial/\partial t = 0$
- SEGUE CHE $\Delta i = 0$

- APPLICO IL 1° PPT A TUTTO IL CICLO $Q_e + L_i = 0$ CON $Q_e = Q_1 - Q_2$
  - IL LAVORO DEL CICLO $L = -L_i = Q_1 - Q_2$
  - LUNGO LE ISOBARE $L = C_p(T_3 - T_2) - C_p(T_4 - T_1) = C_p(T_3 - T_4) - C_p(T_2 - T_1) = L_t - L_c$
- DEF. RENDIMENTO DEL CICLO $\eta = \frac{L}{Q_1}$, RAPPORTO FRA CIÒ CHE OTTENGO (L) DA CIÒ CHE HO SPESO (Q_1)
- DEF. LAVORO ADIMENSIONATO RISPETTO ALLA $T_1 \Rightarrow L/i_1$
  - $i_1 = C_p T_1$ = ENTALPIA DI INGRESSO
  - ERGO $\frac{L}{C_p T_1} = \frac{C_p T_3 (1 - 1/\beta_t^{\gamma-1/\gamma}) - C_p T_1 (\beta_c^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1)}{C_p T_1}$ NB. $\beta_c = \frac{p_2}{p_1} = \frac{p_3}{p_4} = \beta_t = \beta$
  - SVOLGENDO TROVO $\frac{L}{C_p T_1} = \frac{T_3}{T_1}\left(1 - \frac{1}{\beta^{\gamma-1/\gamma}}\right) - \left(\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1\right)$ ORA SVILUPPO E RACCOLGO $= \left(\frac{T_3}{T_1} - \beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right)\left(1 - \frac{1}{\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}\right)$
- ALCUNE CONSIDERAZIONI SUL $L/C_p T_1$
  - $L = 0$ SE $\frac{T_3}{T_1} = \beta^{\gamma-1/\gamma} \Rightarrow \beta = \left(\frac{T_3}{T_1}\right)^{\gamma/\gamma-1} = \beta_{MAX}$
  - $L = 0$ SE $\beta^{\gamma-1/\gamma} = 1 \Rightarrow \beta = 1 = \beta_{min}$
  - $T_1 = T_{amb}$, POSSO LAVORARE ↑↓ LA T_3
    - SI CERCA LA T_3 PIÙ ALTA POSSIBILE
    - IL MAX DI L SI HA PER $\beta_{LMAX} = \sqrt{\left(\frac{T_3}{T_1}\right)^{\gamma/\gamma-1}}$
    - ↑$T_3/T_1 \Rightarrow$ CURVA SI INGROSSA, ↑ β_{MAX} (DX) E ↑ β_{LMAX}
  - NEL $\frac{L}{C_p T_1}, \frac{T_3}{T_1}$ ALL'↑ DI β ↑ $\frac{L}{C_p T_1}$ DATA UNA CERTA $\frac{T_3}{T_1}$

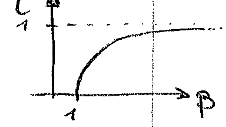




- POSSO RISCRIVERE $\eta = \frac{L}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{C_p(T_4 - T_1)}{C_p(T_3 - T_2)} =$

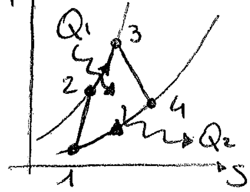
$$= 1 - \frac{T_1 (T_4/T_1 - 1)}{T_2 (T_3/T_2 - 1)} = 1 - \frac{T_1}{T_2} = 1 - \frac{1}{\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}$$

(*) $\frac{T_4}{T_1} = \frac{T_3}{T_2}$ DA $\frac{T_2}{T_1} = \beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$ ISENTROPICA



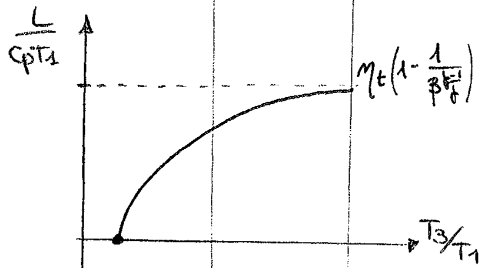
POICHÉ $S_3 - S_2 = S_4 - S_1 \Rightarrow \Delta S = \int C_p \frac{dT}{T} - R \int \frac{dp}{p}$ → 0 (ISOBARE) $\to \Delta S = C_p \ln\left(\frac{T_3}{T_2}\right) = C_p \ln\left(\frac{T_4}{T_1}\right)$ (*)

Ciclo Reale

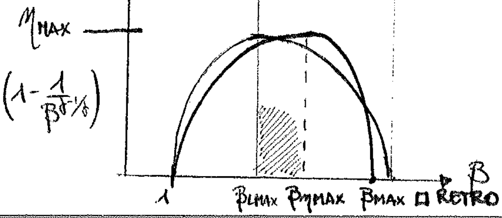


$$\frac{L}{C_p T_1} = \frac{L_t - L_c}{C_p T_1} = \eta_t \frac{T_3}{T_1}\left(1 - 1/\beta^{\gamma-1/\gamma}\right) - \frac{1}{\eta_c}\left(\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1\right) =$$

$$= \left(\eta_t \frac{T_3}{T_1} \cdot \frac{1}{\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} - \frac{1}{\eta_c}\right)\left(\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1\right)$$ (A) RETRO



- $L = 0$ SE
  - $\beta = 1|_{min}$ O $\beta_{MAX} = \eta_t \eta_c \frac{T_3}{T_1}$
  - $\frac{T_3}{T_1}\Big|_{min} = \frac{1}{\eta_c \eta_t} \cdot \beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$
  - $\eta = \frac{L}{Q_1} = \frac{L}{C_p(T_3 - T_2)} = \frac{L/C_p T_1}{T_3/T_1 - T_2/T_1} \Rightarrow \eta$ ↑ SE $\frac{T_3}{T_1}$ ↑ $\to \frac{T_3}{T_1} \to \infty \Rightarrow \eta = \eta_t\left(1 - \frac{1}{\beta^{\gamma-1/\gamma}}\right)$



Turbomacchine con Variazioni di Energia Cinetica

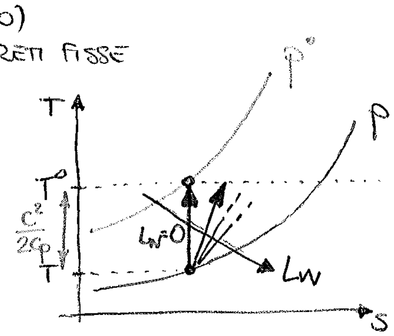
SE $\Delta E_c \neq 0$ DOBBIAMO INTRODURRE LE GRANDEZZE TOTALI (O D'ARRESTO)

· IMMAGINO UN FLUSSO D'ARIA CHE EVOLVE LIBERAMENTE IN UN TUBO A PARETI FISSE

· $\nexists$ ORGANI MOBILI $\Rightarrow L_i = 0$

· EVOLUZIONE ADIABATICA $\Rightarrow Q_e = 0$

· STUDIO FINCHÈ $c = 0$ (SI ARRESTA)



· 1°PT: $\Delta Q_e + L_i = \Delta i + \Delta E_{c\,gef} \rightarrow \Delta i + \Delta E_c = 0$

· ENTALPIA TOTALE $i^\circ = i + \frac{1}{2}c^2$ ($\frac{c^2}{2}$ = energia cinetica)

· TEMPERATURA TOTALE $T^\circ = T + \frac{c^2}{2c_p}$

· DEFINISCO PRESSIONE, VOLUME E DENSITÀ TOTALE QUELLE CORRISPONDENTI AD UN ARRESTO ISENTROPICO

· $\frac{p^\circ}{p} = \left(\frac{T^\circ}{T}\right)^{\gamma/\gamma-1}$

· p° È LA p PIÙ ALTA CHE POSSO RAGGIUNGERE ARRESTANDO LA CORRENTE ISENTROPICAMENTE

NB il calcolo di queste grandezze totali può essere computato tramite il numero di Mach

· VELOCITÀ DEL SUONO $c_S = \sqrt{\left(\frac{dp}{d\rho}\right)_{S=cost}} = \sqrt{\gamma\frac{p}{\rho}} = \sqrt{\gamma R T}$

· MACH $M = \frac{c}{c_S} = \frac{c}{\sqrt{\gamma R T}}$

· SOSTITUISCO IN $T^\circ = T + \frac{c^2}{2c_p} = T\left(1 + \frac{c^2}{2c_pT}\right) \overset{\text{MAYER}}{=} T\left(1 + \frac{c^2}{2\frac{\gamma}{\gamma-1}R\cdot T}\right) = T\left(1 + \frac{M^2(\gamma-1)}{2}\right)$

· DALLA TRASFORMAZIONE ISENTROPICA TROVO $p^\circ = p\left(1 + \frac{\gamma-1}{2}M^2\right)^{\gamma/\gamma-1}$

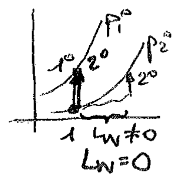
DUE PROPRIETÀ

· IN UNA TRASFORMAZIONE CON $Q_e = L_i = 0$ DA $1 \rightarrow 2$; 1°PT $0 = i_2 - i_1 + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} \Rightarrow i_2 + \frac{c_2^2}{2} = i_1 + \frac{c_1^2}{2} \Rightarrow i_2^\circ = i_1^\circ$

· IN UN'ADIABATICA CON $L_i = 0$, T° E i° SI CONSERVANO

· CONSEGUE CHE 2 TRASFORMAZIONI $1 \rightarrow 1^\circ$, $1 \rightarrow 2^\circ$, SE $L_W = 0 \Rightarrow 1^\circ = 2^\circ \Rightarrow p_1^\circ = p_2^\circ = p^\circ$

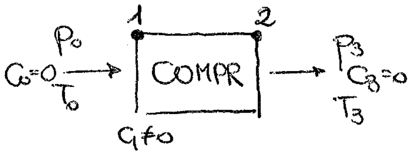
· SE ANCHE $L_W = 0$ SI CONSERVANO ANCHE LE ALTRE GRANDEZZE TOTALI



COMPRESSIONE ADIABATICA REALE

· $L_i = \Delta i + \Delta E_c = c_p\Delta T \Rightarrow L_i = \Delta i^\circ = c_p \Delta T^\circ$

IDEALE REALE ($\Delta i^\circ = \Delta i + \Delta E_c$)



· $0 \rightarrow 1$ Hp: ACCELERAZIONE ADIABATICA

· $2 \rightarrow 3$ Hp: DECELERAZIONE ADIABATICA

$\left\{ \begin{array}{l} L_{i\,0\rightarrow1} = 0 \\ L_{i\,2\rightarrow3} = 0 \end{array} \right\} \Rightarrow \begin{array}{l} p_0 = p_0^\circ = p_1^\circ \\ p_3 = p_3^\circ = p_2^\circ \end{array}$

· IL COMPRESSORE LAVORA DA $p_0 = p_1^\circ$ A $p_3 = p_2^\circ$

· NON CI RIGUARDA QUALI SIANO p_1 E p_2

· DEF. LAVORO DI COMPRESSIONE ISENTROPICO $L_{CIS} = c_p(T_{2IS}^\circ - T_1^\circ)$

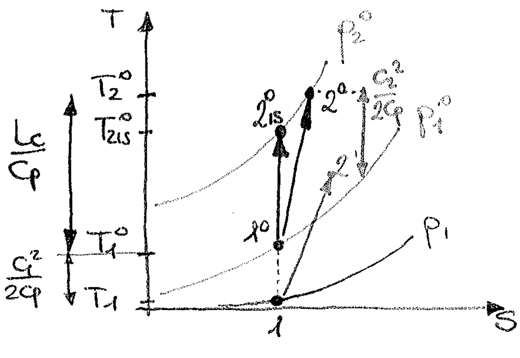
$L_C = c_p(T_2^\circ - T_1^\circ)$

· $\eta_C = \frac{L_{CIS}}{L_C}$ E $\beta_C = \frac{p_2^\circ}{p_1^\circ} \Rightarrow T_{2IS}^\circ = T_2^\circ \beta_C^{\gamma-1/\gamma}$

· ALLORA $L_C = \frac{1}{\eta_C} c_p T_1^\circ \left(\beta_C^{\gamma-1/\gamma} - 1\right) \Rightarrow T_2^\circ = T_1^\circ + \frac{L_C}{c_p}$

· DI DIFFICILE DEFINIZIONE È η_{YC} AFFINCHÈ $T_2^\circ = T_1^\circ \beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}\cdot\frac{1}{\eta_{YC}}}$

$L_C = c_p T_1^\circ \left(\beta_C^{\frac{\gamma-1}{\gamma}\cdot\frac{1}{\eta_{YC}}} - 1\right)$



Ricordo le isentropiche $\frac{p^0}{p} = \left(\frac{T^0}{T}\right)^{\gamma/\gamma-1}$

RICORDO che $T^0 = T + \frac{c^2}{2c_p} = T\left(1+\frac{c^2}{2c_pT}\right) = T\left(1+\frac{c^2}{2\frac{\gamma}{\gamma-1}\cdot RT}\right) = T\left(1+M^2\frac{(\gamma-1)}{2}\right)$

allora $p^0 = p\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M^2\right)^{\gamma/\gamma-1} \Rightarrow \frac{p}{p^0} = \frac{1}{\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M^2\right)^{\gamma/\gamma-1}}$

$$\rho = \frac{p}{RT} = \frac{p^0}{\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M^2\right)^{\gamma/\gamma-1}} \cdot \frac{1}{R} \cdot \frac{\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M^2\right)}{T^0}$$ ✓

$$c = M \cdot c_s = M\sqrt{\gamma RT} = M\sqrt{\gamma R} \cdot \sqrt{\frac{T^0}{1+\frac{\gamma-1}{2}M^2}}$$ ✓

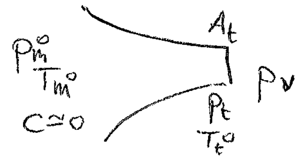
$$\dot{m} = \rho c A = p^0 MA \sqrt{\frac{\gamma R}{(T^0R)^2} \cdot \frac{T^0 \cdot \left(1+\frac{\gamma-1}{2}M^2\right)^2}{\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M^2\right)} \cdot \frac{1}{\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M^2\right)^{2\gamma/\gamma-1}}} =$$

$$= p^0 MA \sqrt{\frac{\gamma}{T^0R} \cdot \left(1+\frac{\gamma-1}{2}M^2\right) \cdot \frac{1}{\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M^2\right)^{2\gamma/\gamma-1}}} = \frac{p^0 MA\sqrt{\gamma}}{\sqrt{RT^0}} \cdot \sqrt{\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M^2\right)^{1-\frac{2\gamma}{\gamma-1}}} =$$

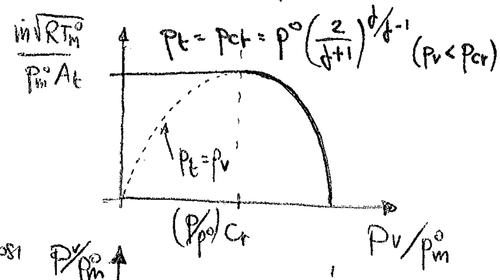
$$\therefore \quad 1 - \frac{2\gamma}{\gamma-1} = \frac{\gamma-1-2\gamma}{\gamma-1} = \frac{-\gamma-1}{\gamma-1} = \frac{\gamma+1}{1-\gamma}$$

$$= \frac{p^0 MA\sqrt{\gamma}}{\sqrt{RT^0}} \cdot \sqrt{\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M^2\right)^{\frac{\gamma+1}{1-\gamma}}} = \frac{p^0 MA}{\sqrt{RT^0}} \cdot \frac{\sqrt{\gamma}}{\sqrt{\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M^2\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}}} = \frac{p^0 A}{\sqrt{RT^0}} \cdot f(M)$$

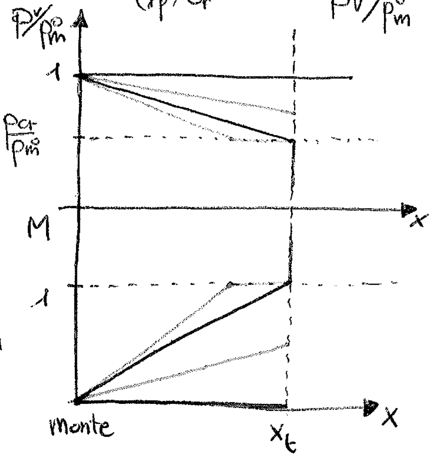
UGELLO SEMPLICEMENTE CONVERGENTE



- A_t = SEZIONE DI GOLA CON p_v = PRESSIONE A VALLE DI A_t
- p_m^o E T_m^o SONO GRANDEZZE TOTALI A MONTE
  - SE $L_W = 0$, ANCHE $p_t^o = p_m^o$ } Hp. REVERSIBILITÀ
  - SE $Q_e = 0$, $T_t^o = T_m^o$ } Hp ADIABATICITÀ
- SE ANCHE $p_t = p_v$, ALLORA IL GRAFICO SAREBBE ANALOGO AI PREC.
  - CIOÈ $\dot{m} = \frac{p_t^o A_t}{\sqrt{RT_m^o}} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1}\left[\left(\frac{p_v}{p_m^o}\right)^{2/\gamma} - \left(\frac{p_v}{p_m^o}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma}}\right]}$

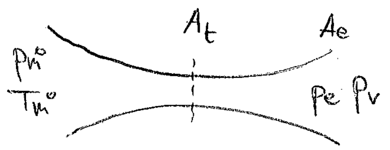


- L'UGELLO È ADATTATO SE $p_v \geq p_{cr}$
  - SE $p_v < p_{cr}$ DOVREBBE DIVENTARE $M > 1$ MA PUÒ FARLO SOLO ESPANDENDOSI
  - VEDI GRAFICI PRECEDENTI "P", "P_2"

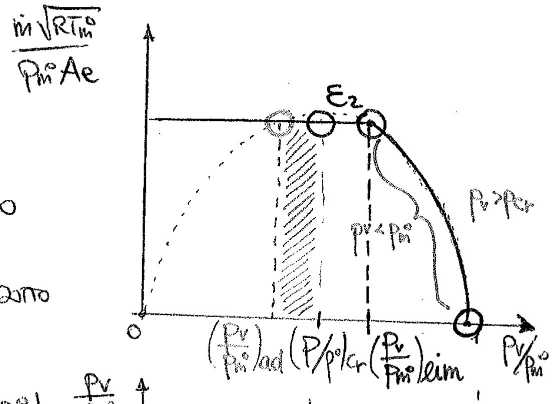


- ROSSO: $p_v = p_m^o$ IL FLUIDO È FERMO
- VIOLA: $p_v < p_m^o$ MA $p_v > p_{cr}$
- BLU: $p_v = p_{cr}$, $M = 1$
- VERDE: $p_v < p_{cr}$, IL FENOMENO PROSEGUE OLTRE L'UGELLO
  - IL SEGNALE DI PROPAGAZIONE HA $C_{prop} = C_{fl}$ ⟹ NON ENTRA NELL'UGELLO
- SUBSONICO SE $\left(\frac{p_v}{p_m^o}\right) > \left(\frac{p}{p^o}\right)_{cr}$ solo per $M < 1$ 1° grafico
  - SE È VERO E $p_t = p_v$, ALLORA $\dot{m} = \frac{p_m^o A_t}{\sqrt{RT_m^o}} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1}\left[\left(\frac{p_v}{p_m^o}\right)^{2/\gamma} - \left(\frac{p_v}{p_m^o}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma}}\right]}$
- SE $\left(\frac{p_v}{p_m^o}\right) < \left(p/p_o\right)_{cr}$ SONO CRITICO, HO $M = 1$ E $\dot{m} = \dot{m}_{cr}$
  - $\dot{m} = \frac{p_m^o A_t}{\sqrt{RT_m^o}} \cdot f(M)$ CON $f(M_t = 1) = \frac{\sqrt{\gamma}}{\sqrt{\left(1+\frac{\gamma-1}{2}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}}} \simeq 0{,}65$ per l'aria

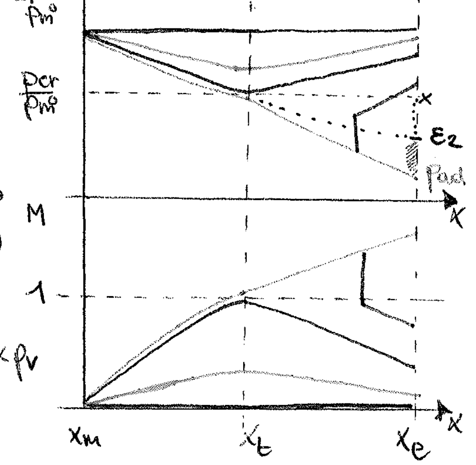
UGELLO CONVERGENTE-DIVERGENTE (O DI DE-LAVAL)



- A_e = AREA DI USCITA
- STESSE Hp DI SOPRA: $\partial/\partial t = 0$, UNIDIMENSIONALE, $Q_e = 0$, $L_W = 0$
  - $L_W = 0$ SE NON CI SONO URTI

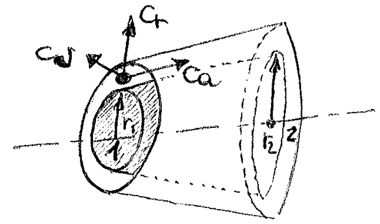


- ROSSO: $p_v = p_m^o$ ⟹ $M = 0$ ⟹ $C = 0$
- VIOLA: $p_v < p_m^o$ MA $p_v > p_{cr}$
  - UGELLO ADATTATO (SUBSONICO) ⟹ $p_m^o = p_e^o$, $p_e = p_v$
- BLU: $p_v \simeq p_{cr}$
  - RAPPORTO $\frac{p_v}{p_m^o}$ LIMITE / IL PIÙ ALTO VALORE PER RESTARE IN SONICO
  - $M = 0{,}\bar{9}$ (POCO AL DI SOTTO DEL $(p_v/p^o)_{cr}$
  - SE ↑p_v IL FLUSSO NON DIVENTA SUPERSONICO! p_v VEDRÀ IL CONDOTTO A RITROSO COME CONVERGENTE E POTRÀ GIUNGERE MAX A $M = 1$
- VERDE: $M = 1{,}00\ldots 1$ PER A_t, IL FLUSSO ACCELERA
  - ∃ p_{ad} AFFINCHÉ IL FLUSSO RIENTRI NEL CASO ADATTATO ($p_e = p_v$, $p_e^o = p_m^o$)
  - ADATTATO + ISENTROPICO SOLO PER $p = p_{ad}$ ⟹ ARANCIO $\left(p/p_m^o\right)_{ad}$
  - SE $p < p_{ad}$ E $M > 1$, HO ONDE D'URTO DISSIPATIVE
    (il flusso non "sa" quanto accelerare poiché il segnale viaggia a c_s)



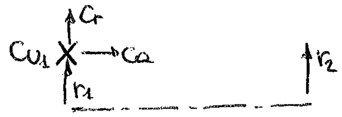
Ricordo che la curva a campana corrisponde ad un flusso S=cost + adattato
- CON L'ONDA D'URTO IL FLUSSO NON È S=cost MA ADATTATO (TORNA SUBSONICO)
- ε_2 (MARRONE) VALORE DI $\frac{p_v}{p_m^o}$: L'URTO AVVIENE ESATTAMENTE A X_e (ALLA)
- PER $p_{ad} < p < \varepsilon_2$ L'ONDA D'URTO AVVIENE FUORI DALL'UGELLO DOVE $p_e = p_{ad} < p_v$
  - IL FLUSSO È ISENTROPICO /////
  - nb se $p_e = p_{ad} > p_v$ non c'è onda d'urto

Lavoro nelle Turbomacchine



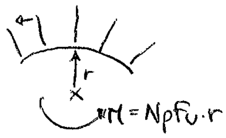
VOLUME DI CONTROLLO A TRONCO DI CONO
- SEZIONE INTERNA PIENA, CORONA CIRCOLARE CAVA
  - SEZIONE CORONA CIRCOLARE INFINITESIMA
- IPOTESI FONDAMENTALI
  - FLUSSO UNIDIMENSIONALE
  - FLUSSO STAZIONARIO
- SIANO C_{a1}, C_{r1} E C_{u1} LE COMPONENTI ASSIALI, RADIALI E TANGENZIALI DI C_1 IN 1
  - ANALOGO PER C_2 IN 2

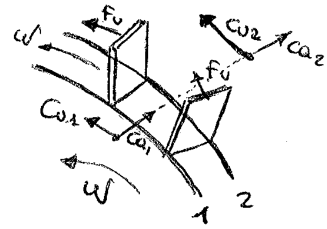
APPROCCIO EULERIANO DEL MOMENTO ANGOLARE ($\dot{m}$ CHE ENTRA E CHE ESCE)
- $M = L_f - L_i = (L\dot{m}dt_2 + L_{vc}) - (L\dot{m}dt_1 + L_{vc})$ DOVE L_{vc} È CIÒ CHE C'È FRA 1 E 2 (NELL'ANELLO)
  - ↳ POICHÉ $\partial/\partial t = 0$, $L_{vc\,in} \equiv L_{vc\,out} \Rightarrow M = L\dot{m}dt_2 - L\dot{m}dt_1 = \dot{m}r_2c_{u2} - \dot{m}r_1c_{u1}$
  - M È IL MOMENTO APPLICATO ALLA MACCHINA CHE MODIFICA C NELLA DIREZIONE TANGENZIALE
  - ERGO, $c_{u1} \neq c_{u2}$



NB nell'anello vengono applicate delle palette che applicano forza al flusso facendo cambiare la $\bar{c}$, in particolare la direzione tangenziale.
Quindi ognuna delle Np palette applica una forza f_u tangenziale

$M = N_p f_u \cdot r$,





- TRASCURO L'ALTEZZA DELLA PALETTA (AFFINCHÉ $f_{u\,base} \equiv f_{u\,alto}$)
  - Hp: LA PALETTATURA È LA STESSA FRA 1 E 2
  - LE PALE RUOTANO CON VELOCITÀ $\omega = v/r$
- APPLICO UNA COPPIA: IL LAVORO NELL'UNITÀ DI TEMPO È $\dot{W} = P = M \cdot \omega$ CON $P = \frac{dL}{dt}$
  - $P = \frac{dL}{dt} = \frac{f \cdot ds}{dt} = \frac{N_p f_u \, v dt}{dt} = N_p f_u \cdot \omega r = M \cdot \omega$
  - ERGO, DALLA PRECEDENTE RELAZIONE DI M, $P = \dot{m}(r_2c_{u2} - r_1c_{u1})\omega = \dot{m}(u_2c_{u2} - u_1c_{u1})$
- IL LAVORO MASSICO FATTO DAGLI ORGANI MOBILI È $L_i = \frac{P}{\dot{m}} = u_2c_{u2} - u_1c_{u1} = c_p(T_2^\circ - T_1^\circ)$ (SE $Q_e = 0$)
- TRASCURANDO L'ATTRITO DELLA PARETE ESTERNA, NOTO CHE
  - PER COMPRIMERE O ESPANDERE UN FLUIDO NECESSITO DI UNA PALETTATURA
  - C'È UNA RELAZIONE FRA TERMODINAMICA E DINAMICA, $L_i = c_p\Delta T^\circ = \Delta(uc_u)$
- IN UN SISTEMA ROTANTE SOLIDALE CON LA PALETTATURA, PER $Q_e = 0$, IL 1° PT È (PALE "FERME", $L_i = 0$)
  - $0 = L_i = c_p(T_2 - T_1) + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} - \left(\frac{u_2^2 - u_1^2}{2}\right) = \Delta i + \Delta E_c + \Delta E_{cf}$
    - W = VELOCITÀ DEL FLUSSO RELATIVA ALLA PALETTA
    - U = VELOCITÀ DI TRASCINAMENTO DELLA PALETTA
    - $u^2 = \omega^2 r^2$ = ENERGIA CENTRIFUGA (ECCO PERCHÉ < 0)
- IN UN SISTEMA DI RIFERIMENTO FISSO, INVECE
  - $L_i = c_p(T_2 - T_1) + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2}$ CON $c_i = \sqrt{c_a^2 + c_u^2 + c_r^2}$, INOLTRE $\bar{c} = \bar{w} + \bar{u}$ (RELATIVITÀ GALILEIANA)
  - INOLTRE, $w_a = c_a$ E $w_r = c_r$
    - SOLO $w_u = c_u - u$ POICHÉ LA PALETTA HA SOLO VELOCITÀ TANGENZIALE
- SOTTRAGGO LE DUE EQUAZIONI MEMBRO A MEMBRO E OTTENGO
  - $L_i = \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} + \frac{u_2^2 - u_1^2}{2} - \left(\frac{w_2^2 - w_1^2}{2}\right)$

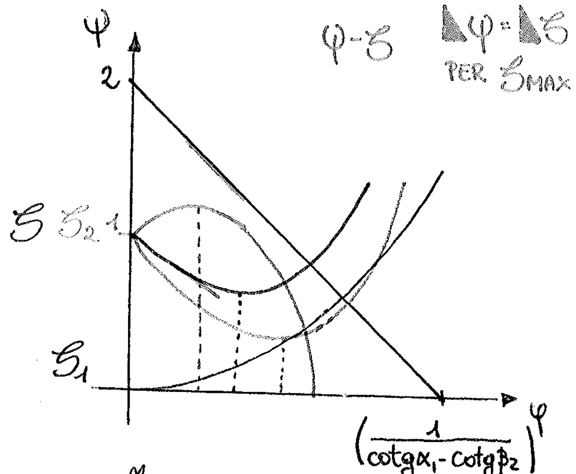
COMPRESSORI: $L_i > 0 \Rightarrow$ NECESSARIO CHE $c_{u2} > c_{u1}$; $c_2 > c_1$; $w_2 < w_1$. MEGLIO ANCHE SE $u_2 > u_1 \Rightarrow r_2 > r_1$
TURBINE: VV

COEFFICIENTE DI PORTATA $\varphi = \frac{C_a}{U}$
COEFFICIENTE DI PRESSIONE $\psi = \frac{L_c}{U^2/2}$ $\Bigg\} \rightarrow \psi = 2\left[1 - \varphi(\cot\alpha_1 - \cot\beta_2)\right]$

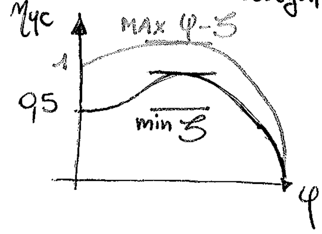
nb: $\alpha_1 \rightarrow 0 < \alpha_1 < \pi/2$, $\cot x > 0$; $\pi/2 < \beta_2 < \pi$, $\cot x < 0 \Rightarrow > 0 \Rightarrow \varphi\uparrow \psi\downarrow \Rightarrow L_c\downarrow$ PER UNA DATA U

QUALI SONO LE PERDITE L_w?

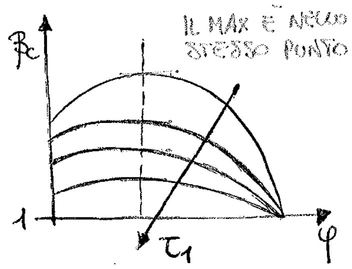
- PERDITE DISTRIBUITE L_{w1}
  - PER ATTRITO NELLO STRATO LIMITE A CONTATTO CON LE PALETTE
  - $L_{w1} \propto f(v)\cdot v \Rightarrow L_{w1} \propto \dot{m}^2 = (\rho A)^2 \cdot C_a^2 \Rightarrow L_{w1} \propto C_a^2$
  - DEFINISCO $\zeta_1 = \frac{L_{w1}}{U^2/2} = K\varphi^2$



- PERDITE CONCENTRATE L_{w2}
  - DOVUTE ALLE RESISTENZE PARASSITE E VORTICI DI SCIA
  - PER $\varphi \rightarrow 0$, $\zeta_2 \rightarrow 1$ POICHÉ $L_c \rightarrow U^2/2$
  - DEFINISCO $\zeta_2 = \frac{L_{w2}}{U^2/2}$, PER $\varphi \rightarrow 0$, $\zeta_2 = 1$
- CHIAMO $\zeta = \zeta_1 + \zeta_2 = \frac{L_w}{U^2/2}$
- DEFINISCO UN RENDIMENTO POLITROPICO $\eta_{yc} = \frac{L_c - L_w}{L_c} = \frac{\psi - \zeta}{\psi}$
  - $\eta_{yc} = 1 - \frac{\zeta}{\psi}$. PER $\varphi = 0$, $\eta_{yc} = 0{,}5$



- DEFINISCO UN RAPPORTO DI COMPRESSIONE $\beta_c = \frac{p_3^\circ}{p_1^\circ}$
- 1° P.T. IN FORMA MISTA
  - HP: $C_3 = C_1$, $\rho = \text{cost}$ (OGNI STADIO $\uparrow p$ DI POCO, $\uparrow\downarrow\rho \rightarrow 0$)
  - $L_c - L_w = \int_1^3 v\,dp + \frac{C_3^2 - C_1^2}{2} = \int_1^3 v\,dp = \frac{p_3 - p_1}{\rho} = \frac{p_1}{\rho}\left(\frac{p_3}{p_1} - 1\right)$
  - HP2: $T_3 \simeq T_1$, $C_3 = C_1 \Rightarrow M_3 \simeq M_1 \Rightarrow p_3^\circ/p_1^\circ = p_3/p_1$
    - ALLORA $L_c - L_w = \frac{p_1}{\rho}\left(\frac{p_3}{p_1} - 1\right) = RT_1(\beta_c - 1)$
- ESPLICITO $\beta_c = \frac{L_c - L_w}{RT_1} + 1 = \frac{L_c - L_w}{U^2/2}\cdot\frac{U^2/2}{RT_1} + 1 = \frac{L_c - L_w}{U^2/2}\cdot\frac{U^2/2}{\frac{\gamma-1}{\gamma}c_pT_1} + 1 = 1 + \frac{\frac{\gamma}{\gamma-1}(\psi - \zeta)}{\tau_1}$
  - τ_1 = COEFFICIENTE TERMOMETRICO $= \frac{c_pT_1}{U^2/2}$
  - NE CONSEGUE CHE IL GRAFICO DI $\beta_c \simeq \psi - \zeta$ A MENO DI UN COEFFICIENTE



- IN REALTÀ $\Delta\rho \neq 0$, SICCHÉ $\beta_c = \left(1 + \frac{L_c\eta_c}{c_pT_1^\circ}\right)^{\gamma/\gamma-1} = \left(1 + \frac{L_c\eta_c}{c_pT_1^\circ}\frac{U^2/2}{U^2/2}\right)^{\gamma/\gamma-1} = \left(1 + \frac{\psi\eta}{\tau_1}\right)^{\gamma/\gamma-1}$

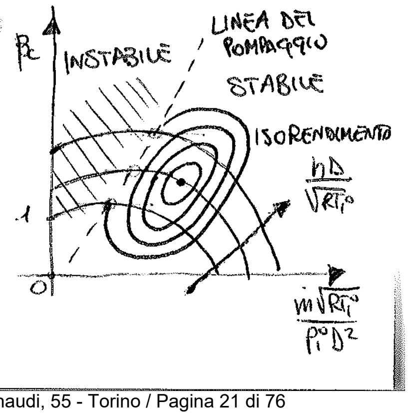
NUMERO DI GIRI CORRETTO $= \frac{nD}{\sqrt{RT_1^\circ}}$ DOVE D = DIAMETRO

- $U = \omega r = 2\pi n\frac{D}{2} = \pi n D \propto nD$ [VELOCITÀ]
- $\sqrt{RT_1^\circ} = \sqrt{\frac{\gamma-1}{\gamma}c_pT_1^\circ} \propto c_s$ A MENO DI $\gamma \Rightarrow$ [VELOCITÀ] $\Bigg\}$ n° GIRI CORRETTO ≈ MACH DELLA PALETTA
- INOLTRE $\frac{nD}{\sqrt{RT_1^\circ}} \propto \left(\frac{1}{\tau_1}\right)^{1/2}$
  - ALLORA $\varphi = \frac{C_a}{U} = \frac{\rho C_a A}{\rho U A} = \frac{\dot m}{\rho U A} = \frac{\dot m}{\frac{p}{RT}UA} \overset{\downarrow}{=} \frac{\dot m RT}{p}\cdot\frac{1}{A}\cdot\frac{1}{U}\cdot g(M_1) = \frac{\dot m\sqrt{RT_1^\circ}}{p_1^\circ D^2}\cdot\frac{D^2}{A}\cdot\frac{\sqrt{RT_1^\circ}}{U}\, g(M_1) \propto \frac{\dot m\sqrt{RT_1^\circ}}{p_1^\circ D^2}$ PORTATA CORRETTA

  FATTORE CORRETTIVO $g(M_1)$
- $M_1 = \frac{C_1}{\sqrt{\gamma RT_1}} = \frac{C_a/\sin\alpha_1}{\sqrt{\gamma RT_1}}\cdot\frac{U}{U} \propto \frac{C_a}{U}\cdot\frac{U}{\sqrt{RT}} = \varphi \cdot n°\text{GIRI} \rightarrow M_1 = f\left(\varphi, \frac{nD}{\sqrt{RT_1^\circ}}\right)$

ergo, φ (e quindi τ_1) è univocamente legato a $\frac{\dot m\sqrt{RT_1^\circ}}{p_1^\circ D^2}$ e $\frac{nD}{\sqrt{RT_1^\circ}}$

- MAPPA DEL COMPRESSORE
  - ∀ PUNTO ∃ RENDIMENTO β_c CORRELATO
  - I PUNTI DI MASSIMO RENDIMENTO SONO A DESTRA DELLA LINEA DI POMPAGGIO
    - ∃ LINEE DI ISORENDIMENTO (CREO UNA MAPPA COLLINARE DEI RENDIMENTI)



Un compressore è fatto funzionare nella sola zona di stabilità (a dx del max)

LA SECONDA LIMITAZIONE È IL MACH LOCALE MASSIMO

- PER $M>1$ CI SONO GLI URTI
- PER $M<1$ ALL'APICE DELLA PALA POTREBBE ESSERCI UN MACH LOCALE >1
  - $M_{1REL} = \dfrac{W_1}{\sqrt{\gamma R T_1}} \simeq 0{,}8$ INDICATIVAMENTE
  - NEL ROTORE, $p_2 - p_1 = C_p \frac{1}{2} \rho W_1^2 \rightarrow \frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{1}{2} \frac{C_p W_1^2}{p/\rho} \cdot \frac{\gamma}{\gamma} = 1 + \frac{1}{2} \frac{C_p W_1^2}{RT\gamma} \cdot \gamma = 1 + \frac{1}{2} C_p \gamma M_{1REL}^2$
  - NELLO STATORE, POICHÈ $M_{2REL} = \dfrac{C_2}{\sqrt{\gamma R T_2}} \Rightarrow \dfrac{p_3}{p_2} = 1 + \frac{1}{2} C_p \gamma M_2^2$
- POSSO ASSUMERE $T_1 \simeq T_2$
  - LA LIMITAZIONE DEL MACH È LA STESSA PER R ED S
  - $\dfrac{p_3^\circ}{p_1^\circ} \simeq \dfrac{p_3}{p_1} = \left(1 + \frac{\gamma}{2} C_{pMAX} M_{MAX}^2\right)^2$ *
- PER ESSERE SICURI, $\dfrac{p_3}{p_1} \leq \left.\dfrac{p_3}{p_2}\right|_{MAX} \cdot \left.\dfrac{p_2}{p_1}\right|_{MAX} = \left(1 + \frac{\gamma}{2} C_{pRMAX} M_{1RELMAX}^2\right) \cdot \left(1 + \frac{\gamma}{2} C_{pSMAX} M_{2MAX}^2\right) \simeq * = \left(1 + \frac{\gamma}{2} C_{pMAX} M_{MAX}^2\right)^2$

  ↳ SOLITAMENTE $p_3/p_1 \simeq 1{,}3$ IN CONDIZIONI LIMITE

Hp: $C_{pRMAX} = C_{pSMAX}$ E $M_{1RELMAX} = M_{2MAX}$, INOLTRE $\dfrac{p_3}{p_2} = \dfrac{p_2}{p_1}$

- DEVO NECESSARIAMENTE AVERE $\|C_1\| = \|W_2\|$, $\|C_2\| = \|W_1\|$ AFFINCHÈ $\beta_2 = \pi - \alpha_1 \Rightarrow$ TRIANGOLI VELOCITÀ SIMMETRICI
- SE RISPETTO QUESTE CONDIZIONI HO IL GUADAGNO MASSIMO SIA PER R CHE PER S.

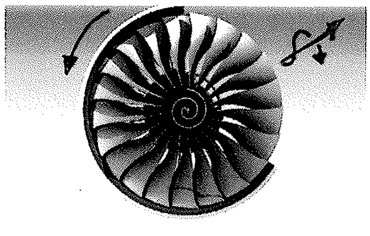
Con qualsiasi altra combinazione di angoli ho il massimo solo in R oppure in S.

OSSERVAZIONE CONCLUSIVA

- $W_1 = \sqrt{Ca^2 + W_{u1}^2} = \sqrt{Ca^2 + (C_{u1} - U)^2}$ DEVE ESSERE $W_1 < 0{,}8\sqrt{\gamma R T_1}$
  - Ca HA LIMITE SUPERIORE $Ca \simeq 150\ ms^{-1}$
  - Ca NON PUÒ $\rightarrow \emptyset$ ALTRIMENTI SERVIREBBE PER $\dot{m} = \rho Ca A$, ρ cost, $A \uparrow\uparrow\uparrow$ TROPPO GRANDE
  - C_{u1} DEVE ESSERE >0 (ALTRIMENTI $C_{u1} - U$ È TROPPO GRANDE)
    - PER QUESTO LE C_u SONO CONCORDI ALLA ROTAZIONE DEL ROTORE E LE W OPPOSTE
    - SOLITAMENTE $C_{u1} \simeq 150\ ms^{-1}$, $U \simeq 300\ ms^{-1}$
  - CONSEGUENTEMENTE $\varphi = \dfrac{Ca}{U} \simeq 0{,}5$ È LIMITATO

Δ Qui metto il discorso sul grado di Reazione R

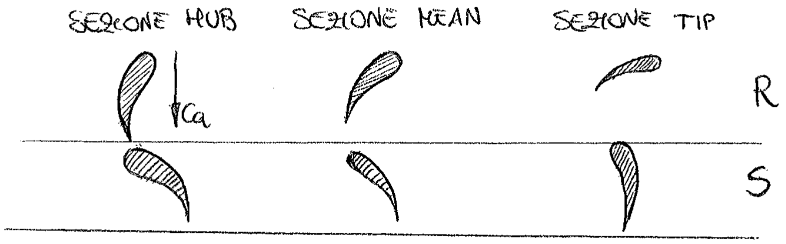
Criteri di Svergolamento Delle Pale



DUE TIPOLOGIE
- A VORTICE LIBERO, USATO NELLE TURBINE
- A VORTICE ESPONENZIALE

SVERGOLAMENTO A VORTICE LIBERO $C_a = cost$

- SI IMPONE CHE $rC_{u1} = a_1$; $rC_{u2} = a_2$
  - IL MOMENTO ANGOLARE RISPETTO AD r È $L \sim rC_u = cost$ (DIFATTI $L_e = \omega r(C_{u2} - C_{u1}) = \omega(a_2 - a_1)$ NON $f(r)$)
  - POICHÉ NON CI SONO COPPIE APPLICATE È DETTO A VORTICE "LIBERO"
  - ESSO VEDE LA COMPONENTE ASSIALE C_a COST. FRA BASE E PUNTA DELLA PALETTA
- DIVIDO LA PALETTA IN TRE REGIONI
  - TIP @ r_t, PUNTA
  - MEAN @ r_m, RAGGIO MEDIO
  - HUB @ r_h, RADICE



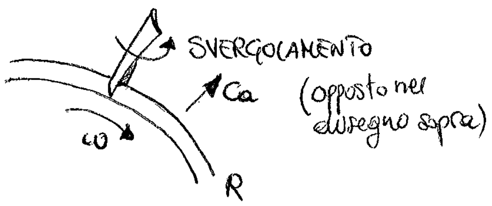
- ESEMPIO

$r_t = 1$; $r_m = 0{,}8$; $r_h = 0{,}6$

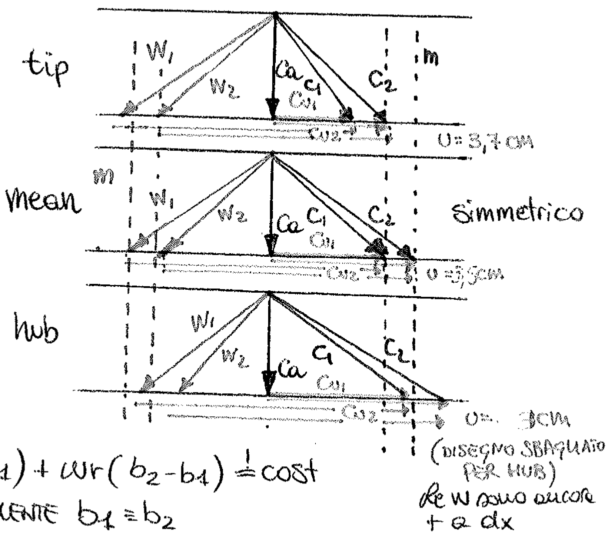
$r_t / r_m = 5/4 \Rightarrow \frac{C_{u1t}}{C_{u1m}} = \frac{4}{5}$

$r_h / r_m = \frac{3}{4} \Rightarrow \frac{C_{u1h}}{C_{u1m}} = \frac{4}{3}$

(RICORDA $rC_u^2 \propto C_a$; $C_a\ cost \Rightarrow r\uparrow C_u\downarrow$)



- HUB : $C_{uh} = C_{um} \cdot \frac{r_m}{r_h} \Rightarrow U_h = U_m \cdot \frac{r_h}{r_m} \Rightarrow C_u \uparrow U \downarrow \Rightarrow W$ A DX
- TIP : $C_{ut} = C_{um} \cdot \frac{r_m}{r_t} \Rightarrow U_t = U_m \cdot \frac{r_t}{r_m} \Rightarrow C_u \downarrow U \uparrow \Rightarrow W$ A SX
- MEAN RESTA COME IL GRAFICO DEI TRIANGOLI VISTO ALL'INIZIO



nb problematiche di questo svergolamento. Dato l'elevato angolo di svergolamento, necessario per garantire un sufficientemente elevato ΔC_u fra radice e punta, possono uscire grossi momenti torcenti che danneggiano la struttura.

SVERGOLAMENTO A VORTICE ESPONENZIALE $\frac{dC_a}{dr} < 0$

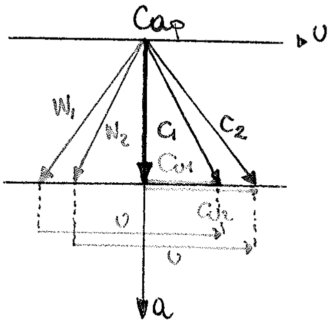
- SIANO LE COMPONENTI rC_{u1}, rC_{u2} VARIABILI LINEARMENTE CON r
  - $rC_{u1} = a_1 + b_1 r$ (1)
  - $rC_{u2} = a_2 + b_2 r$ (2)
- ALLORA $L_e = \omega r(C_{u2} - C_{u1}) = \omega(a_2 + b_2 r - a_1 - b_1 r) = \omega(a_2 - a_1) + \omega r(b_2 - b_1) \stackrel{!}{=} cost$
  - POICHÉ IMPONGO CHE SIA COSTANTE RISPETTO AD r, NECESSARIAMENTE $b_1 = b_2$
  - RICORDO $\frac{dC_a^2}{dr} = -\frac{1}{r^2} d(rC_u)^2$
    - POICHÉ r CRESCE DA h A t E $C_u \downarrow$ DA h A t, MA COMPLESSIVAMENTE $(rC_u)^2 \uparrow \Rightarrow \frac{dC_a}{dr} < 0$
    - $C_{ah} > C_{am} > C_{at}$
    - ALLORA $C_u = \frac{a}{r} + b$, CON $a < 0$ IN (1) E $a > 0$ IN (2)

nb il fatto che $C_{at} >$ delle altre pone un limite al rapporto di compressione, poiché $C_{a\,MAX} \simeq 200\ m\,s^{-1}$ e comunque non si vuole mai che C_a abbia $M \geq 1$ (Ricordo limite $M \simeq 0{,}8$).
Il triangolo resta simile come angolo ma perché aumenta C_a.

Avviamento Compressori Assiali Multistadio

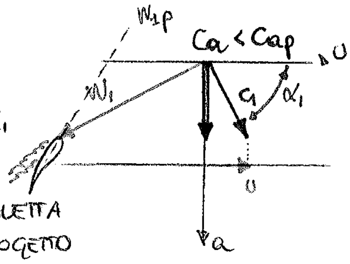
NB PER LO STUDIO CHE SEGUE SI ANALIZZANO I VALORI AD r_m

- AVVIAMENTO
  - APU INGRANA TURBINA E IN POCO TEMPO LA PORTA AD ω REGIME
  - LA TURBINA TRASCINA IL COMPRESSORE
  - AVVIAMENTO MECCANICO COMPLETATO
  - AVVIAMENTO FLUIDODINAMICO INCOMPLETO, $U < U_p$; $\dot{m} < \dot{m}_p$ (p = PROGETTO)

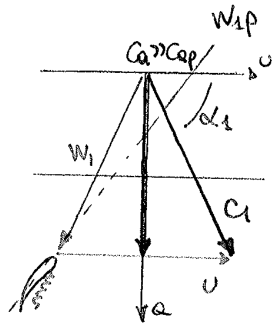


DISTINGUO L'ANALISI FRA I PRIMI E GLI ULTIMI STADI

- PRIMI STADI
  - A PROGETTO W_1 // CORDA D'ATTACCO DELLA PALETTA
  - ALL'AVVIO, $C_1 // C_{1p}$ MA $C_a < C_{ap}$, NOTO ANCHE α_1
    - $\dot{m} < \dot{m}_p \rightarrow C_a < C_{ap}$ ($\rho = cost$, $A = cost$)
    - W_1 PROVOCA UNO STALLO POSITIVO SUL DORSO PALETTA
    - DISSIPO LAVORO $\rightarrow$ COMPRIMO DI MENO CHE A PROGETTO



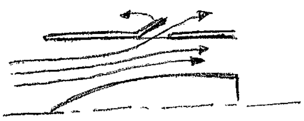
- ULTIMI STADI
  - $pv^\gamma = p_2 v_2^\gamma \Rightarrow \frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^\gamma = \left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^\gamma$
  - POICHÉ NEI PRIMI STADI $p_2 \simeq p_1$ (COMPRIMO POCO), $\rho_2 \simeq \rho_1$
  - A PROGETTO, INVECE, $p_2 > p_1 \Rightarrow \rho_2 = \rho_p \gg \rho_1 = \rho_{AMB}$
  - ALLORA $\dot{m} = \rho C_a A < \rho_p C_{ap} A_p = \dot{m}_p \Rightarrow \rho C_a < \rho_p C_{ap}$ SE $\rho_p \gg \rho$, $C_a \gg C_{ap}$
    - CON LE STESSE CONSIDERAZIONI DI PRIMA AVRÒ UNO STALLO NEGATIVO SUL VENTRE



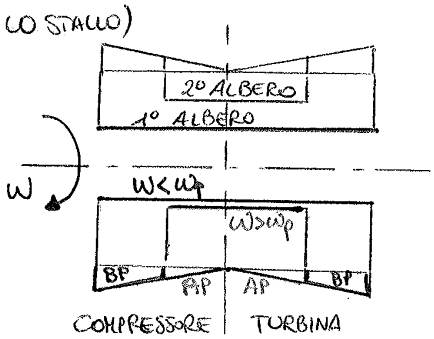
NB gli stadi intermedi lavorano abbastanza bene. C'è da considerare il fatto, però, che C_a negli ultimi stadi potrebbe diventare sonica, e comunque mi ha bisogno di molto tempo per stabilizzarsi. Vediamo ora alcuni metodi per velocizzare il processo ed evitare stalli.

PALE DELLO STATORE A CALETTAMENTO VARIABILE (ULTIMI STADI, V.V.)
- CALETTO NEI PRIMI STADI AFFINCHÉ α_1 SI RIDUCA $\rightarrow W_1$ NON SI SPOSTA TROPPO A SX, EVITO STALLI POSITIVI

PORTATA RIDOTTA AGLI ULTIMI STADI
- VERSO GLI STADI INTERMEDI CREO UN DEFLUSSO D'ARIA
  - RIDUCENDO $\dot{m}$ RIDUCO C_a
  - C_a ERA $C_a \gg C_{ap}$, ORA $C_a \geq C_{ap}$ DI POCO
  - W_1 NON SI SPOSTA TROPPO A DX



COMPRESSORE MULTIALBERO (2 o 3 ALBERI) CASO BIALBERO
- PRIMO COMPRESSORE (1° STADIO) AD BASSA PRESSIONE (COLLEGATO A TURBINA BP) (GLI ESTERNI)
  - STALLO POSITIVO $\Rightarrow D > D_p$
  - IL MOTORE APPLICA UNA COPPIA C_p
  - IL COMPRESSORE SENTE UNA COPPIA FRENANTE $C_f > C_{fp}$ (POICHÉ DISSIPA PER LO STALLO)
  - ALLORA $\omega < \omega_p$, IL PRIMO STADIO RUOTA PIÙ LENTAMENTE
    - SE $\omega \downarrow \Rightarrow U \downarrow \Rightarrow W_1$ SI SPOSTA MENO A SX
- ULTIMI STADI AD ALTA PRESSIONE CON $D < D_p$ (COLLEGATO A TURBINA AP)
  - $C_f < C_{fp} \rightarrow \omega > \omega_p$, $U > U_p$
  - W_1 TENDE A RIALLINEARSI CON LA W_{1p}

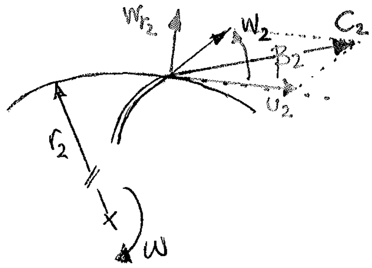


NB con $\omega < \omega_p$ nel primo albero, $C_a \uparrow$ più rapidamente e si stabilizza.
con $\omega > \omega_p$ nel secondo, $C_a \downarrow$ più rapidamente.

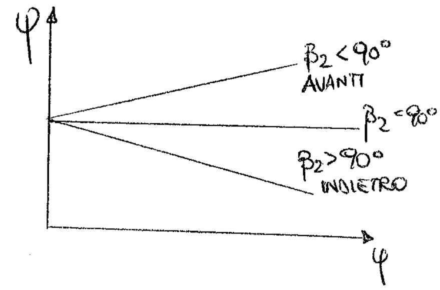
Solitamente sono impiegate tutte e tre le tecniche. Quella che fornisce risultati migliori è il calettamento variabile, anche se è molto dispendioso per il peso che comporta.

nb prima dell'inducer può esistere una pregirante. Svolge un ruolo simile alla IGV per gli assiali, devia il flusso a condizioni ottimali affinché la corrente fluida giunga all'inducer già con la componente tangenziale corretta. A parità di c_{a1}, posso avere U più grande con la pregirante.

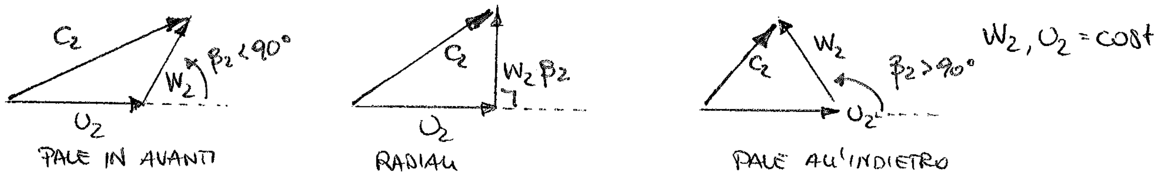
IMPELLER



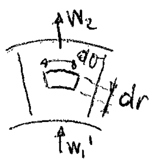
- PRENDE IL FLUSSO A W_1' E LO PORTA IN USCITA A W_2
  - W_2 // BORDO DI FUGA DELLA PALETTA
  - β_2 QUINDI È UN ANGOLO COSTRUTTIVO
  - LA VELOCITÀ RADIALE $W_{r2} = W_2 \operatorname{sen}\beta_2$, MENTRE $W_{U2} = W_2 \cos\beta_2$
- DEFINISCO IL LAVORO DI COMPRESSIONE
  - $L_c = U_2 C_{U2} - U_1 C_{U1}$. SENZA PREGIRANTE, $C_{U1} = \phi$
    - ALLORA $L_c = U_2 C_{U2} = U_2(U_2 + W_{U2}) = U_2(U_2 + W_2\cos\beta_2) = U_2(U_2 + W_{r2}\operatorname{cotg}\beta_2) = U_2^2\left(1 + \frac{W_{r2}}{U_2}\operatorname{cotg}\beta_2\right)$
- COME NELL'ASSIALE, DEFINISCO
  - $\varphi = \frac{W_{r2}}{U_2}$
  - $\psi = \frac{L_c}{U_2^2/2} = 2(1 + \varphi\operatorname{cotg}\beta_2)$ (COME L'ASSIALE CON $\alpha_1 = 0$)

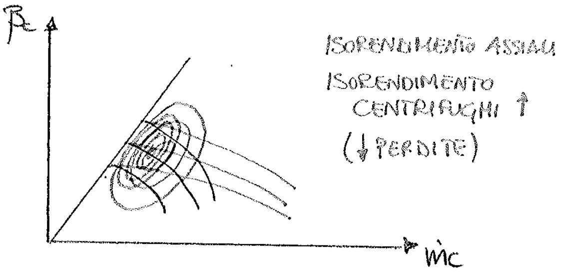


nb sembrerebbe che le pale in avanti convengono di più. In realtà, per $L_c \uparrow$ significa avere $C_{U2}\uparrow$, quindi $C_2 \uparrow \Rightarrow$ servirebbero diffuser molto grandi e le velocità di rotazione (e quindi le vibrazioni) sarebbero molto alte, e quindi $L_W > 0$. Inoltre, a parità di W_2 e U_2, $\uparrow\downarrow \beta_2$, C_2 varia di molto. Tipicamente $\beta_2 \simeq 120°$, cosicché ψ decresce ma più lentamente che in un compressore assiale.



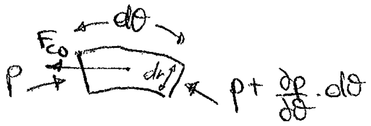
EQUAZIONE DI EQUILIBRIO RADIALE



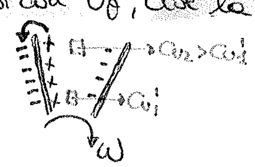


- NELL'IMPELLER $W_U = 0$, $W_a = 0$
  - Hp PALE RADIALI, $W_r = C_r = \text{cost}$
  - $C_U = U + W_U = U$
- ALLORA $\partial p/\partial r = \rho U^2/r = \rho \cdot a_N$, CON a_N = ACC. CENTRIFUGA
  - $\uparrow\downarrow p$ GRAZIE ALLA FORZA CENTRIFUGA

EQUAZIONE DI EQUILIBRIO TANGENZIALE



- f CORIOLIS $f_{co} = 2W\omega \cdot \rho dV$
  - $\rightarrow \left[p \operatorname{sen}\frac{d\theta}{2} - p\operatorname{sen}\frac{d\theta}{2} - p\operatorname{sen}\frac{d\theta}{2}\frac{\partial p}{\partial \theta}\right] dr dz = f_{co}$ ANGOLI PICCOLI
  - $-\frac{\partial p}{\partial \theta} \cdot \frac{d\theta}{2} dr dz = 2W\omega \rho r dr d\theta dz \rightarrow -\frac{\partial p}{\partial \theta} = 4W\omega\rho r \rightarrow$ la $p \downarrow$ spostandosi con $\vec{U_\theta}$, cioè la pressione cala man mano che ci si avvicina alla pala precedente che "tira".



Allora c'è un reflusso verso la parte anteriore

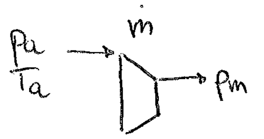
- ANGOLO DI BACKSLIP
  - $\beta_{2EFF} > \beta_{2costrutt}$ POICHÈ LA PARTICELLA È TIRATA INDIETRO DALL'EFFETTO BACKSLIP
  - RISOLVO O RIDUCENDO β_{2costr} A PROGETTO O $\uparrow$ n° PALE (+ PALE $\Rightarrow \downarrow \Delta p$ BACKSLIP)

Regolazione Industriale & Aeronautica Dei Turbocompressori

REGOLAZIONE: STUDIO DEI PARAMETRI DI FUNZIONAMENTO DI UNA MACCHINA PER CONDIZIONI DIVERSE DAL PROGETTO

- INDUSTRIALE
  - $p_{amb}, T_{amb} = cost$; $p_{MANDATA} = cost$
  - $\dot{m}$ VARIABILE (EROGATORI DI VERNICE, ES, UNO SI OTTURA)
- AERONAUTICA
  - p, T VARIABILI CON LA QUOTA
  - $\dot{m}, p_{MANDATA} = cost$

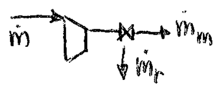
INDUSTRIALE



$p_a, p_m, T_a = cost$
$\dot{m}$ VARIABILE

1) REGOLAZIONE PER REFLUSSO

- LA $\dot{m}$ IN ECCESSO VIENE FATTA RITORNARE INDIETRO ($\dot{m}_r$)



- IL COMPRESSORE LAVORA SEMPRE NELLO STESSO PUNTO NELLA MAPPA $\rightarrow P = L_c \cdot \dot{m} = P^*$
  - PORTATA RICHIESTA $\dot{m}_m$
  - PORTATA GENERATA $\dot{m} > \dot{m}_m$
  - QUINDI $\frac{P^*}{\dot{m}_m} > L_c$, PRODUCO PIÙ DI CIÒ CHE MI SERVE

nb talvolta $\dot{m}$ è chiamata $\dot{m}_{el}$, portata elaborata

2) REGOLAZIONE PER TUTTO O NIENTE

- COMPRESSORE SEMPRE NELLO STESSO PUNTO DI FUNZIONAMENTO
- GIOCO SUL TEMPO DI ACCENSIONE
  - SE HO $\dot{m}_{el} > \dot{m}_m$, FACCIO FUNZIONARE PER UN CERTO t_{acceso} E POI SPENGO
  - AVRÒ UN SERBATOIO DI RACCOLTA DELLA PORTATA IN ECCESSO
  - REGOLAZIONE PIÙ EFFICIENTE POSSIBILE MA $p \neq cost$!
  - $t_{acc} \cdot \dot{m}_{el} = t \cdot \dot{m}_m \Rightarrow \mathcal{L} = P^* \cdot t_{acc} \rightarrow L_c = \mathcal{L} / (\dot{m}_m \cdot t_{acc})$

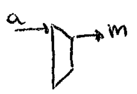
3) REGOLAZIONE PER VARIAZIONE DI CALETTAMENTO DELLE PALE

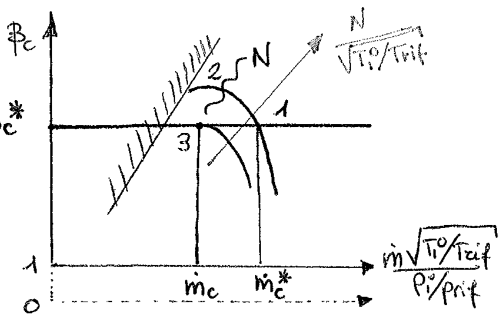
- LA REGOLAZIONE FATTA PER GLI STATORI NELL'AVVIAMENTO DEGLI ASSIALI.
- VARIO α_1 PER AGGIUSTARE I TRIANGOLI DELLE VELOCITÀ PER AVERE STESSI β_c CON DIVERSE $\dot{m}$

4) REGOLAZIONE PER VARIAZIONE DEL NUMERO DI GIRI

nb "$*$" = DI PROGETTO ; "Rif" MI RIFERISCO AD UN PRECISO COMPRESSORE IN ARIA

- $\beta_c^* = \frac{p_m^o}{p_a^o}$; $\dot{m}^* = \dot{m}_c^* \cdot \frac{p_a/p_{rif}}{\sqrt{T_a/T_{rif}}}$



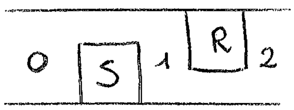


- $\beta_c = \frac{p_2^o}{p_1^o} = \frac{p_m^o}{p_a^o} = \beta_c^*$ IL β_c RESTA COSTANTE: LA MACCHINA (IL COMPRESSORE NELLO SPECIFICO) SI ADEGUA, CARATTERISTICA ESTERNA = RETTA ORIZZONTALE
  - SUPPONGO $\dot{m} < \dot{m}^* \Rightarrow \dot{m}_c = \dot{m} \frac{\sqrt{T_a/T_{rif}}}{p_a/p_{rif}} \rightarrow \frac{\dot{m}_c}{\dot{m}_c^*} = \frac{\dot{m}}{\dot{m}^*}$

es. mi trovo in 1 alle condizioni di progetto. La portata richiesta diminuisce. Mi sposto lungo l'isorendimento fino a 2. Allora abbasso il n° di giri per cadere in 3.

NB qualsiasi variazione dal progetto (che è a η_{cMAX}) comporta un $\eta \downarrow$ ed un $L_c \uparrow$ $\left(L_c = \frac{1}{\eta_c} c_p T_a \left(\beta_c^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1\right)\right)$

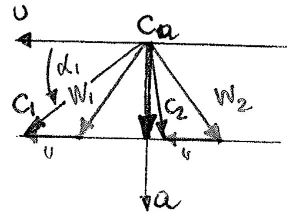
Turbine



- NELLO STATORE: $L_i = 0$
  - $p_1 < p_0$
  - $C_1 > C_0$
- NEL ROTORE: $L_i < 0$, $L_t = -L_i > 0$
  - $C_2 < C_1$ (NON NECESSARIAMENTE $C_2 = C_0$, ∄ LIMITAZIONI AERODINAMICHE)
  - DUE CASI A SECONDA DEL GRADO DI REAZIONE $R = \frac{p_2 - p_1}{p_1 - p_0}$
    - TURBINA AD AZIONE, $p_2 = p_1 \Rightarrow R = 0$ (NON VARIA p)
    - TURBINA A REAZIONE, $p_2 < p_1$, $R > 0$

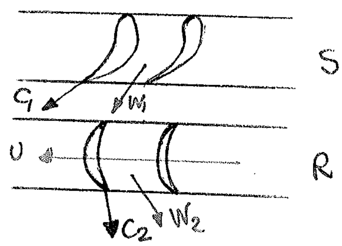
TURBINA AD AZIONE ASSIALE

- nb assiale in uso aeronautico; le centrifughe sono utilizzate solo per la sovralimentazione.
- TEOREMA DEL MOMENTO ANGOLARE
  - $L_t = U_1 C_{u1} - U_2 C_{u2} = U(C_{u1} - C_{u2})$ POICHÉ ASSIALE $\rightarrow U_1 = U_2 = U$
  - TURBINA IDEALE: $L_W = 0$, CON $p_1 = p_2$, ALLORA $\|W_1\| = \|W_2\|$
  - O W_1 COINCIDE CON W_2 O SONO SIMMETRICHE



- 1° PT MISTO SOLIDALE AL ROTORE
  - $0 = \underbrace{\int_1^2 v\,dp}_{p_1 = p_2} + \Delta E_c + \underbrace{\Delta E_{cf}}_{U_1 = U_2} + \underbrace{L_W}_{0} = \frac{W_2 - W_1}{2} \Rightarrow W_1 = W_2$

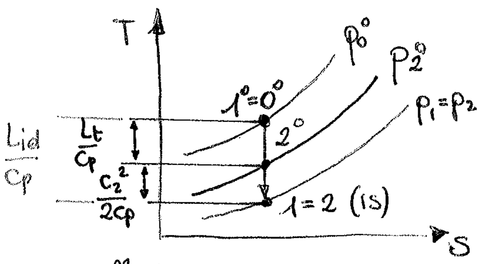
- CON L'IPOTESI $C_a = \text{cost}$, CONOSCENDO U E α_1 (COSTRUTTIVO), IL TRIANGOLO DELLE VELOCITÀ È COMPLETO
  - NB LA "U" DEV'ESSERE A SX POICHÉ, SE $L_t > 0$, $C_{u1} > C_{u2} \Rightarrow W_1$ È A SX DI W_2
  - α_1, TIPICAMENTE, $10 \div 30°$
- C_1 È SOLITAMENTE SUPERSONICA (STATORE ≃ DE LAVAL)
  - LE PALE DEL ROTORE SONO AGUZZE PER QUESTO MOTIVO AL BORDO D'ATTACCO



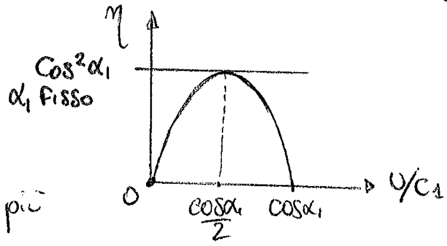
- LAVORO $L_t = U(C_{u1} - C_{u2})$
  - $C_{u1} = C_1 \cos\alpha_1$
  - $C_{u2} = W_{u2} + U = -W_{u1} + U = -(C_{u1} - U) + U = 2U - C_1\cos\alpha_1$
  - $L_t = U(C_1\cos\alpha_1 - 2U + C_1\cos\alpha_1) = 2U(\cos\alpha_1 \cdot C_1 - U)$

nb condizioni ottimali: $\alpha_1 \downarrow$ (più piccolo possibile, ma non zero, sennò "tappo"), C_1 ed U grandi. U, però, è limitata da questioni meccaniche. Le turbine operano ad alte T, il materiale è più fragile e non resisterebbe ad elevatissime forze centrifughe

PUNTO DI VISTA TOTAL TO STATIC TTS (CASO IDEALE)



- 1° P.T. PER STATORE $0 \rightarrow 1$ $\quad 0 = c_p(T_1^\circ - T_0^\circ) \Rightarrow T_1^\circ = T_0^\circ$
  - LO STATORE È A TUTTI GLI EFFETTI UN UGELLO, CONVERTE p IN E_c
- 1° PT PER ROTORE $1 \rightarrow 2$ $\quad L_t = c_p(T_1^\circ - T_2^\circ)$
  - MA $L_{id} = c_p(T_0^\circ - T_2) = c_p(T_1^\circ - T_2) = C_1^2/2$
  - CONVERTE E_c IN LAVORO CON PERDITE ($C_2 \neq 0$)
- RENDIMENTO $\eta = \frac{L_t}{L_{id}} = \frac{2U(C_1\cos\alpha_1 - U)}{C_1^2/2} = \frac{4U}{C_1}\left(\cos\alpha_1 - \frac{U}{C_1}\right)$
- $\eta\Big|_{\frac{U}{C_1} = \frac{\cos\alpha_1}{2}} = 4\frac{\cos\alpha_1}{2}\left(\cos\alpha_1 - \frac{\cos\alpha_1}{2}\right) = \cos^2\alpha_1 = \eta_{MAX}$



  - ERGO IL MASSIMO SI HA PER C_2 ASSIALE (DAL GRAFICO TS)

posso pure $\uparrow C_1$ ma così facendo sposto W_1 a SX $\rightarrow W_2$ simmetrico va più a dx ⇒ "trascina" C_2 a dx. η_{MAX} per C_2 assiale

- $L_t\big|_{\eta_{MAX}} = U C_1 \cos\alpha_1 = U\cos\alpha_1 \cdot \frac{U \cdot 2}{\cos\alpha_1} = 2U^2$

il solo limite è il valore strutturale di "U". Uno stadio di turbina fa ~10 volte il lavoro di uno del compressore.

nb tipicamente $R\uparrow$ da r_h ad r_t

se scelgo $R=0$ per r_m, a r_t ho $R<0 \Rightarrow$ la pressione sale $\rightarrow c\downarrow$ RISCHIO DI STALLO!

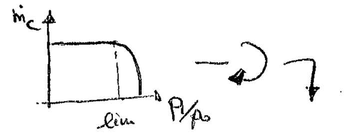
Ecco perché si scelgono per uso aeronautico solo pale a Reazione $(R>0)$ tali per cui $R|_{r=r_t}=0$

nb$_2$ nelle turbine aeronautiche c'è un po' d'espansione anche nel rotore

Mappa Della Turbina

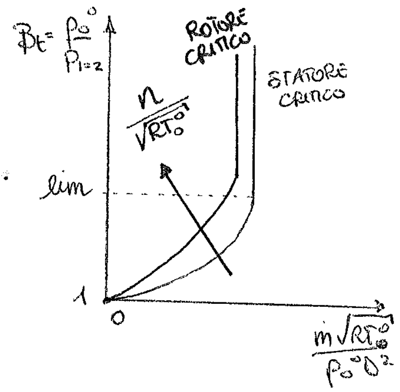
PER SEMPLICITÀ USO LA AZIONE → $p_1 = p_2$

- A MENO DI ATTRITI, $1 \to 2$ $\Delta p = 0$
- LO STATORE È UN UGELLO TIPO SEMPLICEMENTE CONVERGENTE



VALUTO IL β_t TTS

- CAPOVOLGO GLI ASSI DEL GRAFICO
  - ↑↓ n° GIRI → FUORI PROGETTO PER IL ROTORE, NELLO STATORE NON SUCCEDE NIENTE
  - IL ROTORE DIVIENE CRITICO PRIMA DELLO STATORE SECONDO $\dot{m}_c$
  - LA PORTATA (CURVA NERA) È NOTA PER IL COMPORTAMENTO DA UGELLO DELLO ST.



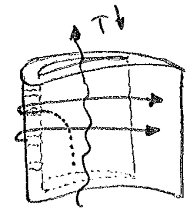
- ↑↓ n° GIRI → w_1 ↓ NEL ROTORE POICHÈ ↑n ⇒ ↑u
  - SE p_1 È FISSA, È FISSO IL FUNZIONAMENTO DI (5), CIOÈ $\dot{m}$ E C_1
  - VALORE DI p_2 : NEL ROTORE $\dot{m}$ = cost (sopra lim)
    - $\dot{m}_{rotore} = \dfrac{p^\circ_{1rel} A_{2rot}}{\sqrt{RT^\circ_1}} \cdot f\left(\dfrac{p_2}{p^\circ_{1rel}}\right)$
    - $f(p_2/p^\circ_{1rel})$ È UNA SORTA DI $f(M_{2rel})$
    - $n\uparrow \to u\uparrow \to w_1\downarrow \to p^\circ_{1rel}\downarrow \to$ per garantire $\dot{m}$=cost p_2 DOVRÀ ↓ → MI SPOSTO IN ALTO
- PER ALTI n IL ROTORE PUÒ DIVENIRE CRITICO PRIMA DELLO STATORE (p_2 PUÒ ↓ TANTO DA RENDERE SONICO)
  - IN REALTÀ ↑↓ n ↑↓ MOLTO POCO LA PORTATA (↑↓ n È LIMITATA)
  - POSSO APPROSSIMARE IL TUTTO AD UN'UNICA CURVA (NERA)

STESSO GRAFICO PER β_{tTT}, cambia quantitativamente ($\sim M_2$) ma non qualitativamente

Raffreddamento Delle Palette In Turbina

↑η → ↑T, MA ↑T ⇒ DANNEGGIAMENTI DELLE PALETTE

- RAFFREDDATE CON ARIA RELATIVAMENTE FRESCA SPILLATA DAL COMPRESSORE
  - PALETTE CAVE
  - FORI FINO A SUPERFICIE
  - CREO UN "FILM" PROTETTIVO CHE LAMBISCE LA PALETTA



Fenomeno Della Cavitazione

non avendo compressibilità ed onde d'urto, trovo nella cavitazione il fenomeno pericoloso delle turbop.

CAVITAZIONE: FORMAZIONE DI BOLLE DI VAPORE NEL LIQUIDO SE $p_{fl} < p_{vap}$

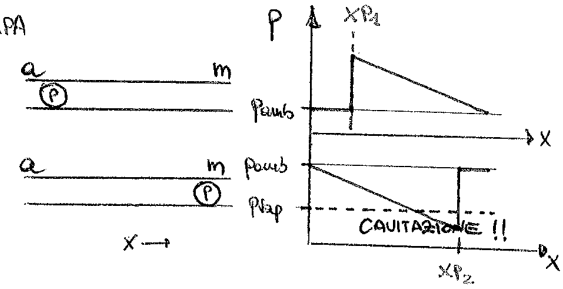
- FORMAZIONE DELLA BOLLA
  - $p < p_{vap}$ SI CREA LA BOLLA
  - LA BOLLA OSTRUISCE IL PASSAGGIO DI FLUIDO
  - CONTINUANDO A COMPRIMERE, p DIVENTERÀ $p > p_{vap}$
  - LA BOLLA IMPLODE E RIPETE IL PROCESSO n VOLTE CREANDO ONDE DI PRESSIONE DISTRUTTIVE
- SOLUZIONE: È NECESSARIO CHE LA p_{min} DI FUNZIONAMENTO SIA $p_{min} > p_{vap}$ (NELLA GIRANTE)
  - SIA $C_{p_{min}} = \frac{p_{min} - p_1}{1/2 \rho w_1^2} < 0 \rightarrow p_{min} = p_1 - |C_{p_{min}}| \frac{1}{2}\rho w_1^2 = p_1 - \lambda \frac{1}{2} \rho w_1^2$
  - SI VUOLE QUINDI CHE $p_1 - \frac{1}{2}\lambda \rho w_1^2 > p_{vap}$, con $\lambda = f(\varphi$, triangolo velocità, incidenze paletta$)$
- C'È CAVITAZIONE? PER SAPERLO DEVO CONOSCERE p_1 E w_1
  - 1° PT TRA $a \rightarrow 1$ $\quad 0 = \frac{p_1 - p_a}{\rho} + \frac{c_1^2 - c_a^2}{2} + g(z_1 - z_a) + L_{wc_a}$ $\rightarrow$ ESPLICITO $p_1 = p_a - \frac{c_1^2}{2}\rho - \rho g \Delta z - \rho L_{wca}$
  - $c_a \simeq \emptyset$ (IL FLUIDO È FERMO NEL SERBATOIO)
  - DIVIDO PER $\rho g \rightarrow \frac{p_1}{\rho g} - \frac{1}{2g} w_1^2 \lambda > \frac{p_{vap}}{\rho g}$, POI SOSTITUISCO p_1
  - SE $\frac{p_a - p_{vap}}{\rho g} - (z_1 - z_a) - \frac{L_{wca}}{g} \geq \frac{c_1^2}{\rho g} + \lambda \frac{w_1^2}{2g}$ NON C'È CAVITAZIONE
    - IL PRIMO TERMINE INDICA LE GRANDEZZE DEL CIRCUITO, $NPSH_c$
    - IL SECONDO MEMBRO LE GRANDEZZE CARATTERISTICHE DELLA POMPA, $NPSH_p$

NET POSITIVE SUCTION HEAD, ∄ CAVITAZIONE PER $NPSH_c \geq NPSH_p$
dove $NPSH_p$ indica le perdite della pompa (o comunque dovute alla sua presenza)

- DEF. NUMERO DI THOMA $\sigma = \frac{NPSH_p}{H_u} = f(\varphi)$
  - IN CONDIZIONI DI SIMILITUDINE FLUIDODINAMICA, $\sigma = cost$
  - $\sigma = cost \rightarrow NPSH_p \propto H_u \propto n^2$
  - $NPSH_p$ QUINDI DIPENDE SOLO DAL PUNTO DI FUNZIONAMENTO
  - $NPSH_c$ DIPENDE INVECE DA DOVE ASPIRO, COME È STRUTTURATO IL CIRCUITO E DALLA T

nb L_{cw_a} DIPENDE DAGLI ATTRITI DOVUTI AGLI IMPROVVISI CAMBI DI SEZIONE (STRIZIONI, GOMITI, ...)

DUE CONFIGURAZIONI POSSIBILI PER IL POSIZIONAMENTO DELLA POMPA

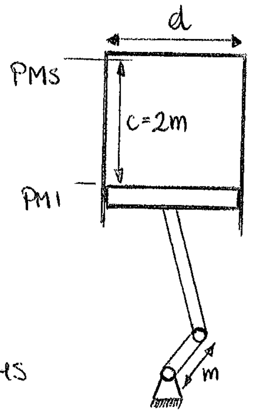


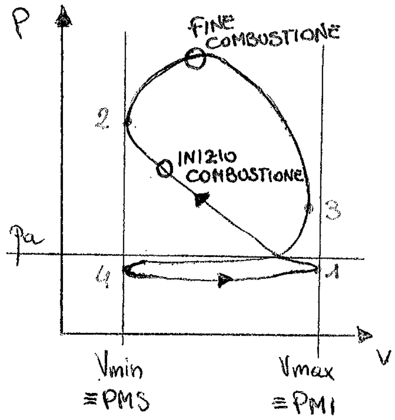
- POMPA "AVANTI", VERSO a
  - LA DISCESA È DOVUTA ALLE PERDITE NEI TUBI
- POMPA "INDIETRO", VERSO m
  - PRIMA DECRESCE, POI È RIPRISTINATA
  - C'È IL RISCHIO CHE, DECRESCENDO, $p < p_{vap}$! NON VA BENE
- ANCHE L'ALTEZZA È IMPORTANTE
  - POMPA DI SOLITO AVANTI E SOTTO IL PELO D'ACQUA CON $p_1 > p_{amb}$ (PER STEVINO)

in campo aeronautico si ↑ p_a con una pompa a propellente liquido chiamata PREBUST

Motori Alternativi

FASI
- 4 → 1 ASPIRAZIONE
- 1 → 2 COMPRESSIONE
- 2 → 3 ESPANSIONE
- 3 → 4 SCARICO

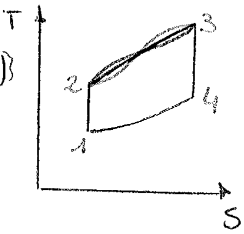


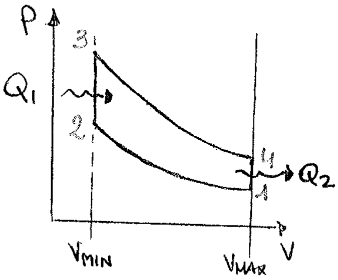


- PMI ⇒ VOLUME MASSIMO
- PMS ⇒ VOLUME MINIMO
- DEFINIZIONI
  - d: ALESAGGIO
  - $C = 2m$ CORSA DEL PISTONE FRA PMI E PMS
  - CILINDRATA $V = V_{MAX} - V_{MIN} = V_{PMI} - V_{PMS}$
    - A n CILINDRI, $V_{tot} = nV$

CICLO OTTO IDEALE

- DESCRIVE IL FUNZIONAMENTO TEORICO DEL MOTORE TERMICO AD ACCENSIONE COMANDATA
- CICLO IDEALE (FLUIDO E MACCHINA IDEALI)
  - 1 → 2 COMPRESSIONE ISENTROPICA ADIABATICA
  - 2 → 3 FORNITURA DI CALORE (ISOCORA) (ISOBARA)
  - 3 → 4 ESPANSIONE ISENTROPICA
  - 4 → 1 SOTTRAZIONE ADIABATICA DI CALORE

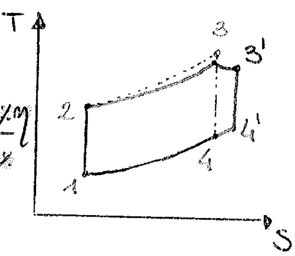




- DUE MODI PER CALCOLARE IL LAVORO
  - $L = Q_1 - Q_2 = m c_v (T_3 - T_2) - m c_v (T_4 - T_1)$
  - $L = L_{esp} - L_{compr}$
    - 1° PT MISTO $L_{compr} = \int_2^1 p\,dv + \underbrace{\Delta E_{c,g,c}}_{=0}$; $L_{esp} = \int_3^4 p\,dv \rightarrow L = \int_3^4 p\,dv - \int_2^1 p\,dv$
    - POICHÉ SONO ISENTROPICI, $p = \frac{p_i v_i^\gamma}{v^\gamma}$
    - ALLORA $L = \int_3^4 p_3 \frac{V_3^\gamma}{V^\gamma} dv - \int_2^1 p_2 \frac{V_2^\gamma}{V^\gamma} dv = \frac{p_3 V_3}{\gamma - 1}\left[1 - \frac{1}{(V_4/V_3)^{\gamma-1}}\right] - \frac{p_2 V_2}{\gamma - 1}\left[1 - \frac{1}{(V_1/V_2)^{\gamma-1}}\right]$
  - POICHÉ $V_1 = V_4$, $V_3 = V_2$ E $R/_{\gamma-1} = C_v$, DEFINENDO ρ = RAPPORTO VOLUMETRICO DI COMPRESSIONE = $V_{MAX}/V_{MIN} = V_1/V_2 = V_4/V_3$
    - $L = m c_v (T_3 - T_2)\left(1 - \frac{1}{\rho^{\gamma-1}}\right)$
- DEFINISCO IL RENDIMENTO IDEALE $\eta_{id} = \frac{L}{Q_1} = 1 - \frac{1}{\rho^{\gamma-1}}$ ($\rho_{MAX} \simeq 10$ POICHÉ $\rho \propto p_2$, $p_2 \uparrow\uparrow \Rightarrow$ DETONAZIONE)

CICLO OTTO LIMITE

- FLUIDO REALE E MACCHINA IDEALE
  - FLUIDO REALE → ↑↓ CALORI SPECIFICI CON T, DISSOCIAZIONE PRODOTTI IN COMBUSTIONE, MIX CON ARIA (↑↓ NATURA)
- RENDIMENTO LIMITE $\eta_{lim} = \frac{L_{lim}}{\dot{m}_b H_i}$, CON $\dot{m}_b$ = PORTATA COMBUSTIBILE E H_i = POTERE CALORIFICO INFERIORE
- EFFETTI ($c_v = R/_{\gamma-1} \Rightarrow T\uparrow \Rightarrow \rho\uparrow \rightarrow c_v\uparrow$)
  - c_v ↑ ALL' ↑ DI T ⇒ CURVA MENO RIPIDA → Q_2 ↑ A PARITÀ DI Q_1 → PERDO 10÷15% η
  - ↑↓ NATURA CON ARIA → CON ARIA IN PIÙ HO $p_3 V_3 = R' T_3$ CON $R' > R_{sol.comb}$ ⇒ $p_3' > p_3$ → +5÷10% η
  - DISSOCIAZIONE ⇒ COMBUSTIONE INCOMPLETA (VAPORI RESIDUI INCOMBUSTI) → $\eta_{lim} = 85\%$



CICLO OTTO INDICATO

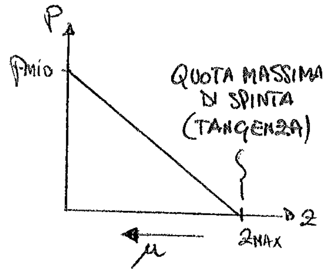
- FLUIDO E MACCHINA REALE

Prestazioni Vs Quota Di Volo

- PRESTAZIONI : CARATTERISTICHE DEL MOTORE @ GIRI E DOSATURA COSTANTE
  - P_u POTENZA FORNITA $P_u = p_{me} \cdot iV \cdot \frac{n}{coeff.}$
    - $p_{me} = p_{mi} - p_r$ = PRESSIONE MEDIA EFFETTIVA
    - $p_{mi} = \eta_{\ell im} \eta_{\theta i} \cdot \frac{\lambda_v H_i}{\alpha v}$, v = VOLUME ARIA AMBIENTE, $\eta_{\theta i}$ = REND. FLUIDODINAMICO INTERNO = $\frac{L_i}{L_{LIM}}$
  - C COPPIA $\propto P_u, n$
  - q_s CONSUMO SPECIFICO
- IN PRIMA APPROSSIMAZIONE, CON LA QUOTA VARIANO v E λ_v
  - $\eta_{\ell im}$ E $\eta_{\theta i}$ CAMBIANO POCHISSIMO → TRASCURABILE
  - H_p: α E H_i = cost
- QUINDI $\frac{p_{mi}}{p_{mi0}} = \frac{m_a}{m_{a0}} = \frac{\lambda_v}{\lambda_{v0}} \cdot \frac{v_0}{v}$ CON $\frac{v_0}{v} = \frac{p}{p_0} \cdot \frac{T_0}{T}$
  - L'UNICO VALORE CHE CAMBIA PER λ_v È LO SCAMBIO TERMICO $\propto \Delta T$
  - PIÙ L'ARIA È FREDDA PIÙ ΔT È GRANDE ⇒ PIÙ λ_v PEGGIORA
    - SPERIMENTALMENTE $\frac{\lambda_v}{\lambda_{v0}} = \sqrt{\frac{T}{T_0}}$ $z\uparrow \rightarrow T\downarrow \rightarrow \lambda_v \downarrow$ (ANCHE SE $T\downarrow \rightarrow \rho\uparrow \rightarrow m_{H}\uparrow$)
- $\uparrow\downarrow p$? $\frac{p_{mi}}{p_{mi0}} = \frac{\lambda_v}{\lambda_{v0}} \frac{v_0}{v} = \frac{p}{p_0} \frac{T_0}{T} \cdot \frac{\lambda_v}{\lambda_{v0}} = \frac{p}{p_0} \sqrt{\frac{T_0}{T}}$, $\uparrow p \rightarrow \uparrow \lambda_v$ SE $\uparrow z$, $p\downarrow$, $\lambda_v \downarrow$
- $\uparrow\downarrow T$? FANNO CALARE P_u ALL'$\uparrow$ DI T MA $\lambda_v \uparrow$ UN POCO

DEF. RAPPORTO DENSITÀ CORRETTE $\mu = \frac{p}{p_0} \sqrt{\frac{T_0}{T}}$

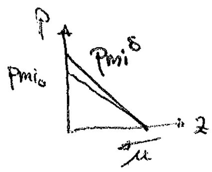
- $p_r = A + B \frac{p_{mi}}{p_{m0}}$ $(A = A_1 K_1 + A_2 K_2,\ B = B_1 k_3 + B_2 k_4)$
- $\uparrow z$, $A \simeq$ cost MENTRE B AVRÀ MENO PERDITE
  - $p_{me} = p_{mi0}\mu - A - B\mu \underset{\pm A\mu}{=} \mu(p_{mi0} - A - B) - A(1-\mu) = p_{mi0}\mu - A(1-\mu)$ $B \simeq 0$



- $\uparrow z \rightarrow \downarrow$ RENDIMENTO ORGANICO $\eta_o = 1 - \frac{p_r}{p_{mi}} = 1 - \frac{A}{p_{mi0}\mu} - \frac{B}{p_{mi0}}$

TRE MODI PER CONTRASTARE LE PERDITE DI PRESTAZIONI IN QUOTA

1) SOVRALIMENTAZIONE
   - FACCIO IN MODO CHE LA p_{asp} SIA COSTANTE AL $\uparrow\downarrow z$ CON UN COMPRESSORE A MONTE
2) MOTORI ALLEGGERITI (STESSE SOLLECITAZIONI $\forall z$)
   - FACCIO UN MOTORE PROGETTATO PER IL VOLO IN QUOTA DIRETTAMENTE CON $m_{alterne}\downarrow$ ⇒ RIDUCO $A\downarrow$
   - PER IL VOLO A BASSA QUOTA LO FORNISCO DI UNA VALVOLA CHE STROZZA IL FLUSSO (@ $z = z_{ad}$)
3) MOTORI SURCOMPRESSI
   - p_2 HA LIMITE SUPERIORE PER PREVENIRE LA DETONAZIONE SPONTANEA $p_2 = p_1 \rho^{\gamma}$, $\rho \simeq 10$
   - UN MOTORE SURCOMPRESSO HA $\rho' > \rho$ RIDUCENDO V_{min} E V_{MAX} ("INGROSSO" LA TESTATA)
     - ALLORA $\frac{p_{mi}^{SR}}{p_{mi}} = \frac{\eta_{\ell im}^{S}}{\eta_{\ell im}} = \frac{\eta_{id}^{S}}{\eta_{id}} = \frac{1 - 1/\rho^{s\gamma-1}}{1 - 1/\rho^{\gamma-1}} \rightarrow \rho\uparrow \rightarrow p_{mi}\uparrow \rightarrow p_{me}\uparrow$

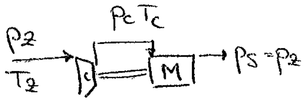


Sovralimentazione

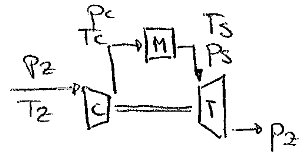
SISTEMA ATTO A COMPENSARE I CALI DI PRESTAZIONE IN QUOTA

- SO CHE SE LA $p_{in}\downarrow$ (CHE AVVIENE CON $\uparrow z$) LA POTENZA DIMINUISCE
  - RISTABILISCO UNA p IDONEA CON UN COMPRESSORE A MONTE DEL MOTORE

- SOVRALIMENTAZIONE A COMANDO MECCANICO
  - COMPRESSORE MOSSO DA ALBERO COLLEGATO A $\boxed{M}$

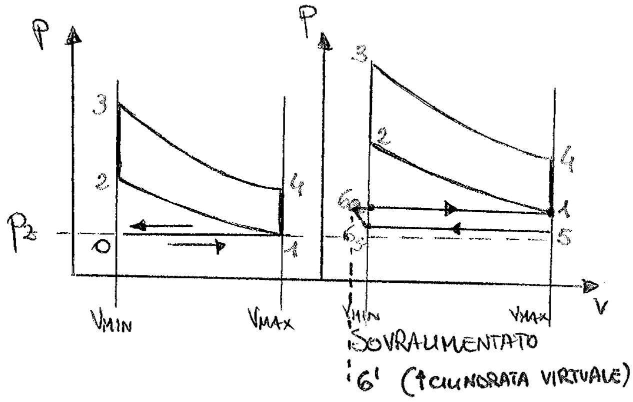


- SOVRALIMENTAZIONE CON TURBINA A GAS DI SCARICO
  - IL LAVORO ASSORBITO DALLA TURBINA MUOVE IL COMPRESSORE



COME VARIANO p_{me} ED η_u AL VARIARE DELLA SOVRALIMENTAZIONE?

- SOVRALIMENTAZIONE = $p_{compressore}$
- CALCOLO p_{mi}: CONSIDERO 3 EFFETTI
  - 1) $\frac{\lambda_v}{\alpha}\propto\mu\uparrow$ EFFETTO MOLTO IMPORTANTE (PREDOMINANTE μ)
  - 2) $\uparrow$ CIL VIRTUALE (CONTRARIO DELLA LAMINAZIONE)
    - POICHÉ $p_a > p_s$ I GAS DI SCARICO SI COMPRIMONO UN PO'
    - DUNQUE $\frac{\lambda_v^{6'}}{\lambda_v} > 1$
  - 3) LAVORO DI RICAMBIO DEL FLUIDO POSITIVO (CARICO)
    - $L_{RIC} = (p_c - p_s)\, iV$



- ALLORA $p_{mi} = \eta_{lim}\eta_{\theta i}\frac{\lambda_v H_i}{\alpha v}$ AVRÒ λ_v' E v'
  - $p_{mi_c} = p_{mio}\cdot\frac{p_c}{p_0}\sqrt{\frac{T_0}{T_c}}\cdot\frac{\lambda_v'}{\lambda_v} + (p_c - p_s)$
  - nb $\frac{\lambda_v'}{\lambda_v} = \frac{V_{MAX}-V_{6'}}{V_{MAX}-V_{MIN}} \longrightarrow V_{6'} = V_{min}\left(\frac{p_s}{p_c}\right)^{1/m}$, $m \simeq 1{,}6$; $V_{MAX} = \rho V_{MIN}$

    inoltre $\frac{\lambda_v'}{\lambda_v} = \frac{\rho-(p_s/p_c)^{1/m}}{\rho-1} = 1+\frac{1}{\rho-1}\left[1-\left(\frac{p_s}{p_c}\right)^{1/m}\right]$

- CALCOLO $p_v = A + B\mu\frac{\lambda_v'}{\lambda_v} + C$, CON C = PERDITE DI TRASCINAMENTO DEL COMPRESSORE ($C=0$ TURB, $C\neq0$ COM MECC.)
  - ALLORA $p_{me} = p_{mio}\chi - A - B\chi - C + p_c - p_s$

CASO COMANDO MECCANICO ($p_s = p_2$) QUANTO VALE C?

- $C = \frac{\mathcal{L}_c}{CIL} = \frac{m_a L_c}{iV}$, MA SO CHE $m_a = \frac{\lambda_v'}{\lambda_v}\cdot\frac{\lambda_v}{\lambda_{v_0}}\cdot\frac{v_0}{v_c}\cdot m_{a0} = m_{a0}\cdot\chi = \chi\cdot\lambda_{v_0}\frac{iV}{v_0}$

  $L_c = \frac{1}{\eta_c}c_p T_2\left[\left(\frac{p_c}{p_s}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}-1\right]$

Sostituendo in C trovo il suo valore

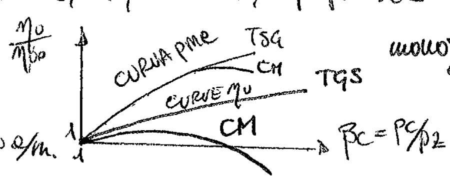
CASO TURBINA A GAS DI SCARICO, QUANTO VALE p_s?

- UGUAGLIO POTENZA TURBINA A POTENZA COMPRESSORE
  - $\dot m_a L_c = (\dot m_a + \dot m_b)L_t = \dot m_b\left(\frac{1+\alpha}{\alpha}\right)L_t$
  - $\frac{1}{\eta_c}T_2 c_p\left(\left(\frac{p_c}{p_s}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}-1\right) = \eta_t c_p' T_s\left[1-\left(\frac{p_2}{p_s}\right)^{\frac{\gamma'-1}{\gamma'}}\right]\cdot\frac{1+\alpha}{\alpha} = \eta_t c_p T_{ext}\left[\left(\frac{p_c}{p_{ext}}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}-1\right]\frac{1+\alpha}{\alpha}$
  - T_E NON SI CONOSCE ($T_E = T_0$ USCITA TURBINA) MA POICHÉ SICURAMENTE $T_e > T_2 \Rightarrow p_s < p_c$

nb nella TGS recupero parte del lavoro ceduto dai gas caldi e in pressione "4".
Per far ciò ho bisogno di una camera di raccolta che, in questo caso, è proprio la turbina.

- $\eta_u \propto \eta_0 = \frac{p_{me}}{p_{me0}}$ POICHÉ $\eta_{lim}, \eta_{\theta i}$ = cost

conviene TGS: sia poiché rende η migliorabile sia perché per grosse potenze serve la turbina. CM per piccole e/m.



monotona crescente grazie ai gas recuperati in turbina

Fondamenti Di Macchine

PORTATA CORRETTA

Voglio trovare due espressioni di $\dot{m}$ in funzione di grandezze totali.

La portata corretta è una $f(M) = \frac{\dot{m}\sqrt{RT^o}}{p^o A}$ oppure $\frac{\dot{m}\sqrt{p^o/\rho^o}}{p^o A}$

esprimo il 1° PT in forma mista $L_i = 0 = \int v dp + \Delta E_c \rightarrow \int_p^{p^o} v dp - \frac{c^2}{2} = 0$

sostituisco con $\rho = P/RT$, inoltre da $p v^\gamma = p^o v^{o\gamma} \rightarrow \rho = \rho^o (P/p^o)^{1/\gamma}$

sostituendo $\frac{c^2}{2} = \int_p^{p^o} \frac{dp}{\rho^o (P/p^o)^{1/\gamma}} = \frac{p^{o\,1/\gamma}}{\rho^o} \cdot \frac{\gamma}{\gamma-1} \left[p^{o\frac{\gamma-1}{\gamma}} - p^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] = \frac{p^o}{\rho^o} \frac{\gamma}{\gamma-1} \left[1 - (P/p^o)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]$

dunque $c = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{p^o}{\rho^o} \left[1 - (P/p^o)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]}$

esplicito $\dot{m} = \rho c A = A\rho \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{p^o}{\rho^o} \left[1 - (P/p^o)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]} \overset{\rho = \rho^o (P/p^o)^{1/\gamma}}{=} A \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{p^o}{\rho^o} \cdot \rho^{o2} \left(\frac{P}{p^o}\right)^{2/\gamma} \left[1 - (P/p^o)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]} =$

$$= p^o A \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \cdot \frac{\rho^o}{p^o} \left[(P/p^o)^{2/\gamma} - (P/p^o)^{\frac{\gamma+1}{\gamma}} \right]} = \frac{p^o A}{\sqrt{p^o/\rho^o}} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \left[(P/p^o)^{2/\gamma} - (P/p^o)^{\frac{\gamma+1}{\gamma}} \right]}$$

$\Rightarrow f(M) = \dot{m}\sqrt{p^o/\rho^o} / p^o A = \frac{\dot{m}\sqrt{RT^o}}{p^o A}$

Il secondo metodo in funzione del Mach $c = M \cdot c_s = M\sqrt{\gamma RT}$

uso le grandezze totali $T^o = T\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)$

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

$$\dot{m} = \rho c A \overset{\rho = P/RT}{=} \frac{P}{RT} cA = \frac{p^o}{\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M^2\right)^{\gamma/\gamma-1}} \cdot \frac{1}{RT} \cdot cA \overset{T = T^o/\ldots}{=} \frac{p^o}{\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M^2\right)^{\gamma/\gamma-1}} \cdot \frac{1}{R} \cdot \frac{\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M^2\right)}{T^o} \cdot c \cdot A =$$

$$\overset{c = Mc_s}{=} \frac{p^o}{\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M^2\right)^{\gamma/\gamma-1}} \cdot \frac{1}{R} \cdot \frac{\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M^2\right)}{T^o} \cdot A \cdot M\sqrt{\gamma R} \sqrt{\frac{T^o}{1+\frac{\gamma-1}{2}M^2}} = p^o A M \sqrt{\frac{\cancel{T^o}\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M^2\right)^2 \gamma R}{R^2 T^{o\cancel{2}} \cancel{\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M^2\right)} \left(1+\frac{\gamma-1}{2}M^2\right)^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}}}} =$$

$$= \frac{p^o M A}{\sqrt{RT^o}} \sqrt{\gamma \left(1+\frac{\gamma-1}{2}M^2\right)^{1-\frac{2\gamma}{\gamma-1}}} = \frac{p^o M A \sqrt{\gamma}}{\sqrt{RT^o}} \sqrt{\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M^2\right)^{\frac{\gamma+1}{1-\gamma}}} = \frac{p^o A}{\sqrt{RT^o}} \cdot \frac{\sqrt{\gamma} \cdot M}{\sqrt{\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M^2\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}}} =$$

$$= \frac{p^o A}{\sqrt{RT^o}} \cdot f(M) \quad \text{con } f(M) = \sqrt{\gamma} M \frac{1}{\sqrt{\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}}}$$

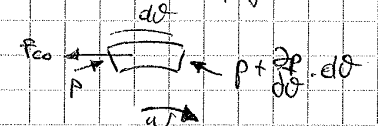
PORTATA CRITICA $\Rightarrow$ PRESSIONE CRITICA $M = 1$, $f(M=1) \rightarrow$ DALLA POLITROPICA $p^o_{cr} = p\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M^2\right)^{\gamma/\gamma-1}$

$(P/p^o)_{cr} \Rightarrow \frac{1}{\left(\frac{\gamma+1}{2}\right)^{\gamma/\gamma-1}} = \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\gamma/\gamma-1} \Longleftrightarrow M = 1$ (curve $f(M), P/p^o|_{cr}$) $f(M), M$)

EQUAZIONE DI EQUILIBRIO RADIALE DEI COMPRESSORI CENTRIFUGHI

Riscrivo l'equazione già trovata $\frac{\partial p}{\partial r} \cdot \frac{1}{\rho} = \frac{c_u^2}{r}$ come $\frac{\partial p}{\partial r} = \rho \frac{c_u^2}{r} = \rho \cdot a_N$ e comprendo che la ↑ di pressione deriva dall'accelerazione centrifuga.

esiste la forza complementare di Coriolis



$F_{co} = 2 w \omega \rho dV$

→) Hp angolo piccolo $p \frac{d\vartheta}{2} dr dz - p \frac{d\vartheta}{2} dr dz - \frac{\partial p}{\partial \vartheta} \cdot \frac{d\vartheta^2}{2} dr dz - 2 w \omega \rho dr d\vartheta dz r = 0$

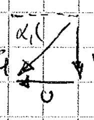
→) $-\frac{\partial p}{\partial \vartheta} = 4 w \omega \rho r$ $\quad$ p↓ allo spostamento con $\vec{\omega}$, cioè verso il verso di rotazione.

Ciò causa l'effetto backslip, motivo per il quale β_2 è maggiore di quello costruttivo di qualche grado (è tirato indietro).

RENDIMENTO MASSIMO PER LE TURBINE A REAZIONE

$$\eta = \frac{L_t}{L_{t10}} = \frac{u(2c_1\cos\alpha_1 - u)}{\frac{c_1^2}{2} + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2}} = \frac{u(2c_1\cos\alpha_1 - u)}{\frac{c_1^2}{2} + \frac{c_1^2}{2} - \frac{c_1^2 + u^2 - 2c_1 u\cos\alpha_1}{2}} = \frac{u(2c_1\cos\alpha_1 - u)}{\frac{c_1^2}{2} - \frac{u^2}{2} + c_1 u \cos\alpha_1}$$

$w_2^2 = c_1^2$



carnot: $w_1^2 = c_1^2 + u^2 - 2u c_1 \cos\alpha_1$

il rendimento è massimo per $\frac{u}{c_1} = \cos\alpha_1$, quindi

$$\eta_{MAX} = \frac{2uc_1\cos\alpha_1 - u^2}{c_1^2 - u^2 + 2uc_1\cos\alpha_1} \cdot 2 = \frac{2c_1^2\left(2\frac{u}{c_1}\cos\alpha_1 - \frac{u^2}{c_1^2}\right)}{c_1^2\left(1 - \frac{u^2}{c_1^2} + 2\frac{u}{c_1}\cos\alpha_1\right)} = \frac{2\cos^2\alpha_1}{1+\cos^2\alpha_1} \Rightarrow \eta_{MAXR} > \eta_{A2} = \cos^2\alpha_1$$

LAVORO NEI MOTORI ALTERNATIVI

Ciclo otto ideale, due modalità: 1) $L = Q_1 - Q_2 = mc_v(T_3 - T_2) - mc_v(T_4 - T_1)$

2) $L = L_{esp} - L_{compr}$ con $L_{compr} = \int_2^1 p dv + \cancel{\Delta E_{cgcf}}$; $L_{esp} = \int_3^4 p dv$

ricordando $pv^\gamma = p_i v_i^\gamma$, $L = \int_3^4 p dv - \int_2^1 p dv = \int_3^4 p_3 v_3^\gamma \frac{dv}{v^\gamma} - \int_2^1 p_2 v_2^\gamma \frac{dv}{v^\gamma} =$

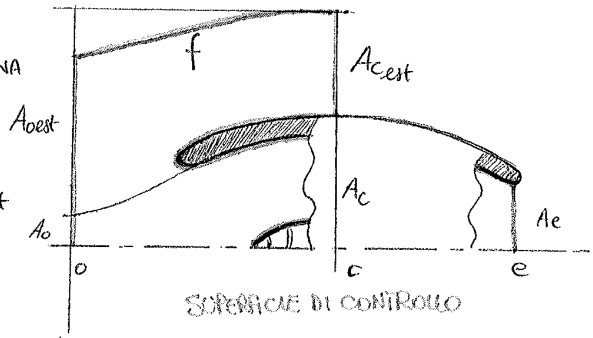
$$= \frac{p_3 v_3^\gamma}{\gamma - 1}\left[v_4^{\gamma-1} - v_3^{\gamma-1}\right] - \frac{p_2 v_2^\gamma}{\gamma-1}\left[v_1^{\gamma-1} - v_2^{\gamma-1}\right] = \frac{p_3 v_3}{\gamma-1}\left[1 - \frac{1}{\left(\frac{v_4}{v_3}\right)^{\gamma-1}}\right] - \frac{p_2 v_2}{\gamma-1}\left[1 - \frac{1}{\left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{\gamma-1}}\right]$$

$\rho = \frac{V_{MAX}}{V_{MIN}}$

poiché $\frac{p}{\gamma-1} = c_v$ e $v_1 = v_4$ e $v_2 = v_3$, allora $L = c_v v_3\left[1 - \frac{1}{\rho^{\gamma-1}}\right] - c_v v_2\left[1 - \frac{1}{\rho^{\gamma-1}}\right] = mc_v(T_3 - T_2)\left[1 - \frac{1}{\rho^{\gamma-1}}\right]$

RESISTENZA ADDIZIONALE

- SIA $D_a = Sf_i - Sf_0 = \int_{A_0}^{A_i} (p - p_0)\, dA_x$, CON dA_x UNA GENERICA PROIEZIONE DEL TUBO DI FLUSSO ENTRANTE
- STUDIO UNA NUOVA SUPERFICIE DI CONTROLLO
  - C'È L'AGGIUNTA DEL TUBO DI FLUSSO f CHE INCLUDE LA CARENA ESTERNA



- Hp: CAMPO DI MOTO ESTERNO
  - INFINITO, REGOLARE E REVERSIBILE
  - AD UNA CERTA SEZIONE c È NUOVAMENTE INDISTURBATO $Sf_{cext} = Sf_{oext}$
- APPLICO IL TH. DELLA QDM
  - finale - iniziale $= Sf_e + Sf_{cext} - Sf_0 - Sf_{oext} = Sf_e - Sf_0 = S$

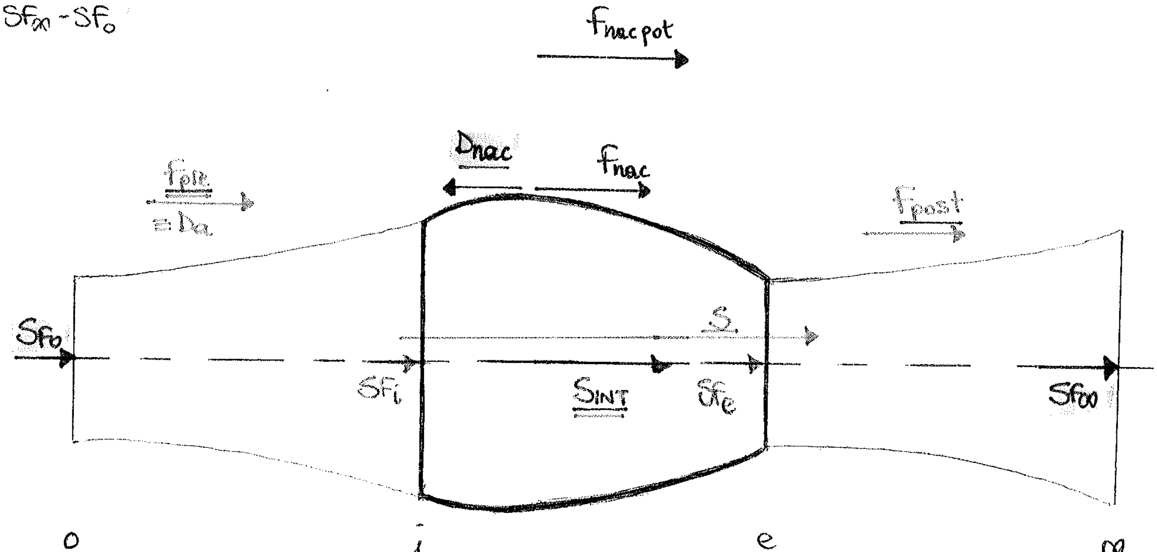
nb Quindi la resistenza addizionale viene recuperata dalla carenatura. Ciò è vero se scelgo il tubo di flusso f arbitrariamente lontano tanto da avere $p \simeq p_0 \Rightarrow \int (p-p_0)\, dA_x = \emptyset$.

FORZA PROPULSIVA NETTA F_N

- È LA SPINTA INTERNA S_{INT} A MENO DELLA FORZA AGENTE SULLA CARENATURA f_{nac}
  - $F_N = S_{INT} - f_{nac}$
- UN FLUSSO POTENZIALE È INVECE DELLA FORMA $f_{pre} + f_{nacpot} + f_{post} = 0$
- SOMMANDO SI OTTIENE $F_N = S_{INT} - f_{nac} + f_{pre} + f_{nacpot} + f_{post} = (S_{INT} + D_a) + f_{post} + (f_{nacpot} - f_{nac})$; $f_{pre} \equiv D_a$
  - $S_{INT} + D_a = S$
  - RESISTENZA DELLA CARENATURA $D_{nac} = f_{nac} - f_{nacpot}$

  poiché la resistenza è la differenza fra ciò che si ottiene con un fluido reale rispetto a quello potenziale

- ERGO $F_N = S + f_{post} - D_{nac}$
  - $S + f_{post} = Sf_\infty - Sf_0$



$\longrightarrow F_N = (Sf_\infty - Sf_0) - D_{nac}$
$= (S + f_{post}) - D_{nac}$

$S = S_{INT} + f_{pre} = S_{INT} + D_a$

$F_N = S_{INT} + f_{pre} + f_{post} - D_{nac}$

$$\eta_p = \frac{P_S}{P_S + P_d} \qquad \text{con } P_d = \frac{1}{2}\dot m_e (w_e - u)^2$$
$$P_S = S \cdot u = (\dot m_e w_e - \dot m u)\, u$$

$$\eta_p = \frac{(\dot m_e w_e - \dot m u)u}{(\dot m_e w_e - \dot m u)u + \frac{1}{2}\dot m_e (w_e - u)^2} = \frac{(\dot m_e w_e - \dot m u)u}{\cancel{\dot m_e w_e u} - \dot m u^2 + \frac{1}{2}\dot m_e w_e^2 + \frac{1}{2}\dot m_e u^2 - \cancel{\dot m_e w_e u}} =$$

$$= \frac{(\dot m_e w_e - \dot m u)u}{\frac{1}{2}(\dot m_e w_e^2 - \dot m_e u^2) - \frac{1}{2}\dot m u^2 + \frac{1}{2}\dot m_e u^2} = \frac{(\dot m_e w_e - \dot m u)u}{\frac{1}{2}\underbrace{(\dot m_e w_e^2 - \dot m u^2)}_{P_c} + \frac{1}{2}\underbrace{(\dot m_e - \dot m)}_{\dot m_b} u^2} = \frac{(\dot m_e w_e - \dot m u)u}{P_c + \frac{1}{2}\dot m_b u^2}$$

SE $\dot m_b = 0$ (ESOREATTORE PURO) $\rightarrow \dot m_e = \dot m$

$$\hookrightarrow \frac{\dot m_e w_e u - \dot m u^2}{\frac{1}{2}(\dot m_e w_e^2 - \dot m u^2) + \emptyset} = \frac{2u(\dot m_e w_e - \dot m u)}{(\dot m_e w_e \cdot w_e - \dot m u \cdot u)} = \frac{2u\,\cancel{(\dot m_e w_e - \dot m u)}}{(w_e + u)\cancel{(\dot m_e w_e - \dot m u)}} = \frac{2u}{w_e + u}$$

SE $\dot m = 0$ (ENDOREATTORE PURO) $\rightarrow \dot m_e = \dot m_b$

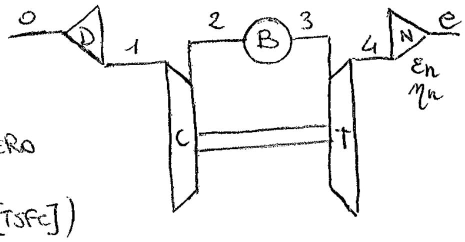
$$\hookrightarrow \frac{\dot m_b w_e u}{\frac{1}{2}(\dot m_e w_e^2) + \frac{1}{2}\dot m_b u^2} = \frac{\cancel{\dot m_b} w_e u}{\frac{1}{2}\cancel{\dot m_b}(w_e^2 + u^2)} = \frac{2 w_e u}{w_e^2 + u^2}$$

nb RENDIMENTO GLOBALE $\eta_g = \eta_\theta \cdot \eta_p$ $\qquad P_d = \frac{1}{2}\dot m_e (w_e^2 + u^2) - \dot m_e w_e u$

$$\eta_g = \eta_\theta \cdot \eta_p = \frac{\frac{1}{2}\dot m_e w_e^2 - \frac{1}{2}\dot m u^2}{\dot m_b H_i} \cdot \frac{P_s}{P_c + \frac{1}{2}\dot m_b u^2} =$$

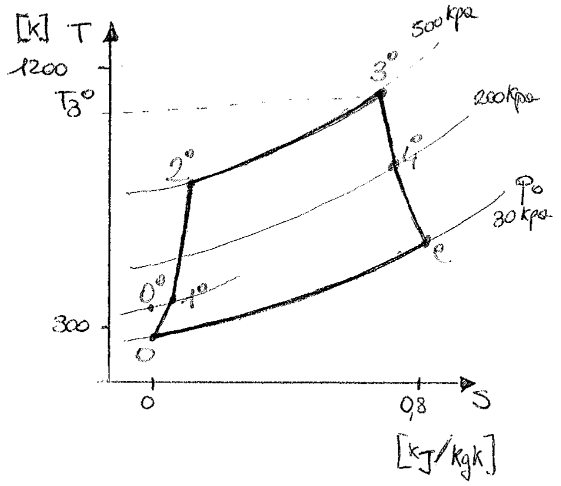
$$= \frac{P_c}{\dot m_b H_i} \cdot \frac{P_s}{P_s + P_d} = \frac{P_c P_s}{\dot m_b H_i P_s + \dot m_b H_i P_d} = \frac{(P_c P_s)}{\underbrace{(P_c + \frac{1}{2}\dot m_b u^2)}_{\simeq P_c} \dot m_b H_i} = \frac{P_s}{\dot m_b H_i}$$

TurboJet



FORNISCE SPINTA E NON POTENZA
- DIFATTI P È SOSTITUITO DA UN UGELLO (NOZZLE)
  - LA TURBINA FORNISCE SOLO POTENZA AL COMPRESSORE ($\Rightarrow$ TIT)
  - DIFATTI $\beta_t = p_3^o/p_4^o$ SI TROVA FACENDO IL BILANCIO DI POTENZA ALL'ALBERO

CALCOLO DELLE PRESTAZIONI SPECIFICHE A PROGETTO (I_a, q_s [TSFC])



- CONDIZIONI DI VOLO $z \to T_0, p_0$; M_0
- PARAMETRI DI PROGETTO
  - OPR $\beta_c = p_2^o/p_1^o$
  - TIT T_3^o
- PROPRIETÀ DEI FLUIDI
  - ARIA : $\gamma, R \Rightarrow c_p = \frac{R\gamma}{\gamma-1}$ CON $c_p = \text{cost}$
  - COMBUSTI : $\gamma', R' \Rightarrow c_p' = R'\gamma'/\gamma'-1$ $\quad c_p' = \text{cost}$
  - FUEL : H_i
- RENDIMENTI DEI COMPONENTI
  - RENDIMENTO ADIABATICO COMPRESSORE $\eta_c = L_{cis}/L_c$
  - RENDIMENTO ADIABATICO TURBINA $\eta_t = L_t/L_{tis}$
  - RENDIMENTO MECCANICO COMPRESSORE η_{mc}
  - RENDIMENTO MECCANICO TURBINA η_{mt}
  - RENDIMENTO COMBUSTORE η_b
  - RENDIMENTO PNEUMATICO DIFFUSER $\varepsilon_d = p_1^o/p_0^o$
  - RENDIMENTO PNEUMATICO COMBUSTORE ε_b
  - RENDIMENTO PNEUMATICO UGELLO ε_n
    - OPPURE RENDIMENTO ADIABATICO DI ESPANSIONE η_n

- $0 \to 1$ COME TURBOSHAFT
$$\begin{cases} U = M_0\sqrt{\gamma R T_0} \\ T_0^o = T_1^o = T_0\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M_0^2\right) \\ p_0^o = p_0\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M_0^2\right)^{\gamma/\gamma-1} \\ p_1^o = \varepsilon_d\, p_0^o \end{cases}$$

- $1 \to 2$
$$\begin{cases} p_2^o = \beta_c p_1^o \quad ; \quad \eta_c = \frac{L_{cis}}{L_c} \\ T_{2is}^o = T_1^o \beta_c^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \\ T_2^o = T_1^o + \frac{L_c}{c_p} \quad ; \quad L_c = \frac{1}{\eta_c} T_1^o c_p \left(\beta_c^{\gamma-1/\gamma} - 1\right) \end{cases}$$

- $2 \to 3$ COME TURBOSHAFT, si fa il bilancio al combustore con $f = \dot m_b$; $\alpha = 1/f$

- $3 \to 4$ TIT

BILANCIO DI POTENZA ALL'ALBERO $P_t = P_c$
$$\eta_{mt} L_t (\dot m + \dot m_b) = \frac{L_c \cdot \dot m}{\eta_{mc}}$$

ALLORA $L_t = \frac{1}{\eta_{mc}\eta_{mt}}\left(\frac{\alpha}{\alpha+1}\right) L_c = c_p'\left(T_3^o - T_4^o\right) \Rightarrow T_4^o = T_3^o - \frac{L_t}{c_p'}$

$$T_{4is}^o = T_3^o - \frac{L_t}{c_p' \eta_t}$$

$$\beta_t = \frac{p_3^o}{p_4^o} = \frac{p_3^o}{p_{4is}^o} = \left(\frac{T_3}{T_{4is}^o}\right)^{\gamma'/\gamma'-1}$$

$$p_4^o = \frac{p_3^o}{\beta_t} \Rightarrow \frac{p_4^o}{p_0} = \frac{1}{\beta_t}\frac{p_3^o}{p_0} = \beta_n$$

non adattato $\frac{S}{\dot m} = I_a = \frac{\dot m_e w_e}{\dot m} + \overbrace{\left(\frac{A_e(p_e - p_0)}{\dot m}\right)}^{N} - \frac{\dot m u}{\dot m}$

$N = \frac{A_e(p_e - p_0)}{\dot m} \cdot \frac{\dot m_e w_e}{\dot m_e w_e}$; $\frac{\dot m_e}{\dot m} = \frac{\alpha+1}{\alpha}$

$\dot m_e w_e = \rho_e A_e w_e^2 = \rho_e A_e M_e^2 \gamma' R T_e$; $\rho_e \gamma' R T_e = p_e$

$\Rightarrow N = A_e(p_e - p_0)\left(\frac{\alpha+1}{\alpha}\right) \cdot \frac{w_e}{\cancel{A_e} p_e M_e^2 \gamma'} = \left(\frac{\alpha+1}{\alpha}\right) \cdot w_e \left(\frac{1 - p_0/p_e}{\gamma M_e^2}\right)$

© Proprietà riservata dell'autore - Digitalizzazione e distribuzione a cura del CENTRO APPUNTI - Corso Luigi Einaudi, 55 - Torino / Pagina 57 di 76

TurboGetto – Variazioni Del Ciclo Per Aumentare Le Prestazioni

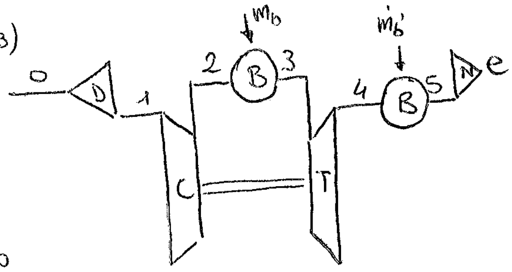
VARIAZIONE AL CICLO $\Rightarrow \Delta L$ E ΔQ_1

- SIA η IL RENDIMENTO DEL CICLO BRAYTON
- SIA η' IL RENDIMENTO DEL CICLO MODIFICATO

$$\eta' = \frac{L+\Delta L}{Q_1+\Delta Q_1} = \frac{L+\Delta L}{1+\frac{\Delta Q_1}{Q_1}} \cdot Q_1^{-1} = \frac{L/Q_1 + \Delta L/Q_1}{1+\Delta Q_1/Q_1} = \frac{L/Q_1 + \Delta L/\Delta Q_1 \cdot \frac{\Delta Q_1}{Q_1}}{1+\Delta Q_1/Q_1} = \frac{\eta\left(1+\frac{\Delta L/\Delta Q_1}{\eta}\frac{\Delta Q_1}{Q_1}\right)}{1+\Delta Q_1/Q_1}$$

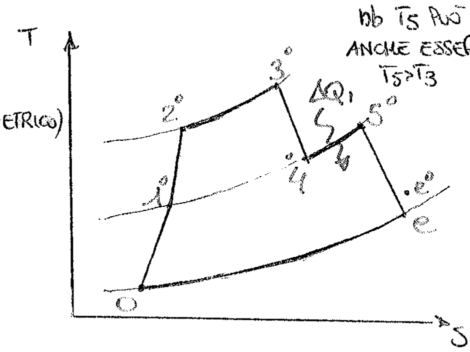
- NOTO CHE SE $\frac{\Delta L}{\Delta Q_1} > \eta$, ALLORA $\eta' > \eta$
- CHIAMO QUESTO TERMINE $\frac{\Delta L}{\Delta Q_1} = \eta_{dis}$ = RENDIMENTO DISCRIMINANTE
- SIA INOLTRE $Q_1 = cost$ IL CALORE FORNITO AL CICLO
  - IN BASE ALLA p ALLA QUALE VIENE FORNITO Q_1, $Q_2 \uparrow\downarrow$
  - $A\ p \downarrow\ Q_2 \uparrow \Rightarrow \frac{Q_2}{Q_1} \uparrow \Rightarrow \eta = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} \downarrow$
    (difatti col postcombustore ΔQ_1 fra 4 e 5 è $\downarrow$ efficace che fra 2-3)

POSTCOMBUSTIONE $\left(L^* = L_t^* - L_c^*\ ;\ \text{QUI} \uparrow L_t^*\right)$

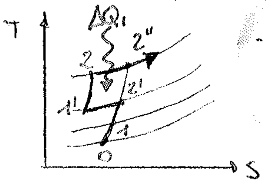


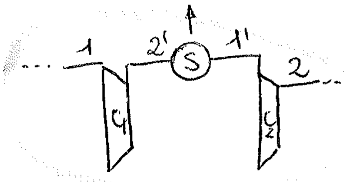
- N FORNISCE UN CONTRIBUTO NEGATIVO ALLA SPINTA
  - $p_e < p_5 \Rightarrow v_e > w_5 \Rightarrow$ "N" "FRENA" IL MOTORE
  - $\dot m = \rho v A = cost$
    - PER $\uparrow$ SPINTA DEVO $\uparrow$ SEZIONE DI GOLA PER $\downarrow$ CONTRIBUTO NEGATIVO
    - AFFINCHÉ $\dot m = cost$, SE $A \uparrow \rho \downarrow$
- SI OTTIENE $\downarrow \rho$ A UGUALE DI T CON UN SECONDO BURNER
  - POSSIBILE POICHÉ IN B_1 α MOLTO ELEVATO (È RIMASTA ARIA, SUB-STECHIOMETRICO)
  - $T_5 \uparrow \Rightarrow M_5 \uparrow \Rightarrow p_5 \downarrow \Rightarrow (p_5 - p_e)$ È MENO GRANDE

nb T_5 può anche essere $T_5 > T_3$



- QDM. COSA FA L'AFTERBURNER?
  - $\uparrow T_t^\circ = T_e^\circ$
  - $\uparrow p_t^\circ, \dot m_e$ (TRASCURO, $\dot m_b' \ll 1$; ANALOGO AUMENTO DI p_t°)
  - VARIO LEGGERMENTE γ, c_p (TRASCURO ANCHE QUESTO)
    - SENZA AFTERBURNER $w_e = \sqrt{2 c_p' T_e^\circ \left(1 - 1/\beta_n^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right)} \propto \sqrt{T_4^\circ}$, $S_J = \dot m_e w_e + A_e \Delta p$
    - CON AFTERBURNER $w_e' = \sqrt{2 c_p' T_e^\circ \left(1 - 1/\beta_n^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right)} \propto \sqrt{T_5^\circ} > \sqrt{T_4^\circ}$, $S_J' = \dot m_e w_e' + A_e \Delta p$ $\Rightarrow S_J' > S_J$
- INOLTRE LA SEZIONE DI GOLA A_t, POICHÉ $\dot m = \frac{p_4^\circ A_t}{\sqrt{R T_4^\circ}} \cdot f(M)$, $\dot m' = \dot m$, $p_4^\circ \cong p_5^\circ \Rightarrow \frac{A_t}{\sqrt{T_4^\circ}} = \frac{A_t'}{\sqrt{T_5^\circ}} \Rightarrow \frac{A_t'}{A_t} = \sqrt{\frac{T_5^\circ}{T_4^\circ}}$
- $\uparrow\downarrow q_s$? BILANCIO 4-5 $\quad i_n = \dot m_b' \eta_b H_i = c_p' (\dot m + \dot m_b + \dot m_b')(T_4^\circ - T_5^\circ)$
  - POICHÉ $q_s = \frac{\dot m_b}{S}$, $q_s' > q_s$ (QUASI DOPPIO, SE $\dot m_b' = \dot m_b$ È DOPPIO)
  - LA SPINTA $\uparrow$ POICHÉ $L_t^* = L_t + \frac{w_e^2}{2}$

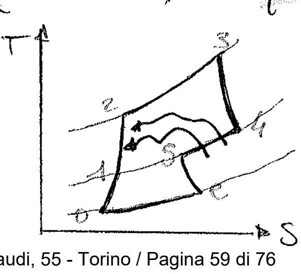




INTERCOOLING (INTERREFRIGERAZIONE) $(\downarrow L_c^*)$

- $\uparrow L^*$ voglio $\downarrow L_c^*$
  - $L_c^* = L_c + \frac{u^2}{2} \Rightarrow \downarrow L_c = \frac{1}{\eta_c} c_p T_1^\circ \left(\beta_c^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1\right)$
  - $\Rightarrow \downarrow T_1^\circ$
  - PERÒ AL COMBUSTORE $(2 \to 3)$ ARRIVA $T_2 < T_2''$ (QUELLA CHE AVREI AVUTO SENZA INTERCOOLER)
  - ERGO, IL CALORE DA FORNIRE PER ARRIVARE A 3 È $Q_{int} = Q_1 + \Delta Q_1 > Q_1$ ($\Rightarrow \uparrow$CONSUMI) POICHÉ $\eta_{dis} = \frac{\Delta L}{\Delta Q_1}$)

RIGENERAZIONE



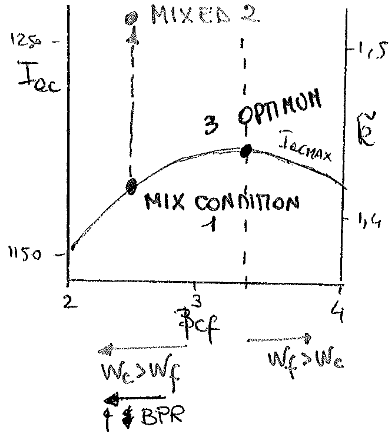
- RECUPERO DAI GAS DI SCARICO: RIGENERAZIONE TOTALE O FINALE
- RECUPERO DAI GAS DELLA TURBINA
  - RISCALDO COSÌ I GAS CHE ENTRANO NEL COMPRESSORE
  - $L^* \downarrow$ POICHÉ $\downarrow L_t$ E $\downarrow$ TSFC ($\uparrow$RENDIMENTO) $\downarrow$ CONSUMO

Influenza Dei Parametri Di Progetto Sulle Prestazioni Del Turbofan

EFFETTO DEL $\beta_{cf} = p_{2f}^{\circ}/p_1^{\circ}$

- RICORDO $I_{ac} = S/\dot{m}_c$
- DEFINISCO $\tilde{k} = \frac{I_{ac}}{I_{aTJ}} = \frac{S_{TF}/\dot{m}_c}{S_{TJ}/\dot{m}_{TJ}}$ (quanto guadagno in SPINTA SPECIFICA Rispetto ad un Turbojet)

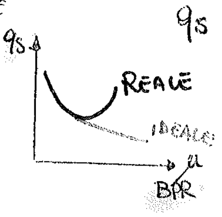
- FISSATE CERTE CONDIZIONI PER z, M_0, β_c, TIT, OPR, BPR
  - TROVO LA CURVA DI MASSIMIZZAZIONE DI I_{ac}
  - MAX $I_{ac} \Rightarrow q_{s\,min}$

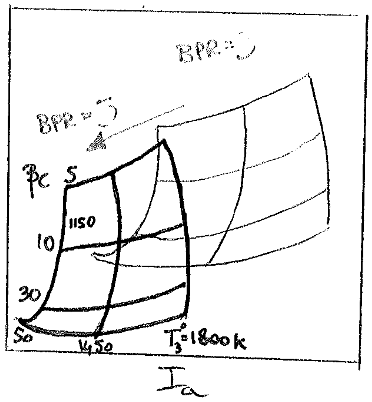


- 1) MIXING CONDITIONS
  - CONDIZIONE DI PRESTAZIONE CON FLUSSI MISCELABILI MA NON ANCORA MISCELATI
- 2) WITH MIXING
  - CONDIZIONE DI PRESTAZIONI CON MISCELAZIONE ($\uparrow\uparrow I_{ac} \Rightarrow \uparrow\uparrow \tilde{k}$) ($W_c > W_f$)
- OPTIMUM 3)
  - PRESTAZIONE DI OTTIMO A FLUSSI SEPARATI
  - FLUSSO FREDDO $W_f = W_c$ FLUSSO CALDO
    - ERGO, $\beta_{cf\,optimum} > \beta_{cf\,MIX}$

EFFETTO DEL BPR

- FISSATE T_3° E β_c
  - BPR $\uparrow \Rightarrow \downarrow q_s \downarrow I_a \rightarrow \uparrow$ DIMENSIONI MOTORE
  - OLTRE UN CERTO μ IL PEGGIORAMENTO DI PESO E RESISTENZA È > DELLA RIDUZIONE DI q_s

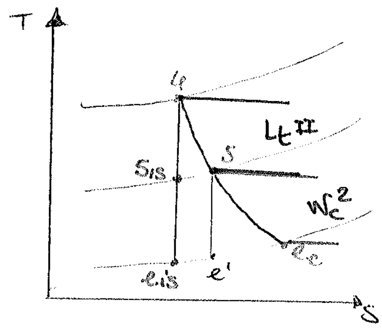




CONVENIENZA DELLA MISCELAZIONE

- Hp: CONDIZIONI DI MISCIBILITÀ, CIOÈ $p_{2f}^{\circ} = p_4^{\circ} \Rightarrow \beta_{cf}$ FISSO. inoltre sicuro $f = f'$, $c_p = c_p'$
- CONFRONTO CON E SENZA MISCELAZIONE SU OPR, TIT, BPR, q_s GIÀ DETERMINATI
- POICHÉ $\dot{m}_u$ È FISSATO NEI DUE CASI, CONFRONTO LE SPINTE LORDE
  - CON BYPASS (BP) $S_{JBP} = W_e(\dot{m}_c + \dot{m}_f)$
  - DISTINGUISHIBLE FLUID $S_{JDF} = \dot{m}_c W_c + \dot{m}_f W_f$
- TRASCURO PERDITE IN UGELLI E MIXING $\Rightarrow$ TUTTE ESPANSIONI SONO UGUALI: $\beta_n = \underset{\text{DOPO TURBINE}}{\frac{p_4^{\circ}}{p_0}} = \underset{\text{DOPO 1° COMPRESSORE}}{\frac{p_{2f}^{\circ}}{p_0}} = \underset{\text{DOPO MIXER}}{\frac{p_5^{\circ}}{p_0}}$
  - DEFINISCO $B = \sqrt{2c_p\left(1 - \frac{1}{\beta_n^{(\gamma-1)/\gamma}}\right)}$
    - $W_f = B \cdot \sqrt{T_{2f}^{\circ}} \propto \sqrt{T_{2f}^{\circ}}$; $W_c = B\sqrt{T_4^{\circ}} \propto \sqrt{T_4^{\circ}}$; $W_e = B\sqrt{T_5^{\circ}} \propto \sqrt{T_5^{\circ}}$
    - BILANCIO ENTALPICO AL MIXER $\dot{m}_c c_p T_4^{\circ} + \dot{m}_f c_p T_{2f}^{\circ} = (\dot{m}_f + \dot{m}_c) T_5^{\circ} c_p \Rightarrow \dot{m}_c W_c^2 + \dot{m}_f W_f^2 = (\dot{m}_f + \dot{m}_c) W_e^2$
- CONFRONTO $S_{JBP}^2 - S_{JDF}^2 = W_e^2(\dot{m}_f + \dot{m}_c)^2 - (\dot{m}_c W_c + \dot{m}_f W_f)^2$
  - SOSTITUENDO LA PRECEDENTE $\Rightarrow S_{JBP}^2 - S_{JDF}^2 = \dot{m}_c \dot{m}_f (W_c^2 + W_f^2 - 2W_c W_f) = \dot{m}_c \dot{m}_f (W_c - W_f)^2 > 0$
  - ERGO, $S_{JBP}^2 > S_{JDF}^2$ (RETRO DIMOSTRAZIONE)

Bfc FLUSSI SEPARATI – CONFIGURAZIONE OTTIMALE



• STESSE IPOTESI DEL PUNTO PRECEDENTE

· $T_4^0 - T_{eis} \simeq (T_4^0 - T_{5is}) + (T_5 - T_{e'}) = \frac{\bar{w}^2}{2c_p\eta_n}$

· ALLORA $\frac{\bar w^2}{2c_p\eta_n} = \frac{L_{tII}}{c_p\eta_t} + \frac{w_c^2}{2c_p\eta_n}$ con $L_{tII} = \mu\frac{(w_f^2-u^2)}{2\eta_f}$

• DIFFERENZIANDO CON $\bar w = cost$, $\frac{dL_{tII}}{\eta_t} + \frac{w_c\,dw_c}{\eta_n} = 0 \Rightarrow \frac{dL_{tII}}{dw_c} = -\frac{\eta_t}{\eta_n} w_c$

• DIFFERENZIO L'EQUAZIONE DI $S = \dot m_f w_f + \dot m_c w_c - u(\dot m_f + \dot m_c)$ con u-cost

↳ $dS = \dot m_f\,dw_f + \dot m_c\,dw_c = 0 \Rightarrow \left.\frac{dw_c}{dw_f}\right|_{ottimo} = -\frac{\dot m_f}{\dot m_c} = -\mu$

• RIPRENDO L'EQUAZIONE DEL $\bar w$ E SOSTITUISCO L_{tII}

· $\frac{\bar w^2}{2\eta_n} = \frac{\mu(w_f^2-u^2)}{2\eta_f} + \frac{w_c^2}{2\eta_n}$ DEFINISCO $\eta = \frac{\eta_f\eta_t}{\eta_n} \Rightarrow \bar w^2 = \frac{\mu}{\eta}(w_f^2-u^2)+w_c^2$

· DIFFERENZIO NUOVAMENTE $\frac{\mu}{\eta} w_f\,dw_f + w_c\,dw_c = 0 \Rightarrow \frac{dw_c}{dw_f} = -\frac{\mu}{\eta}\frac{w_f}{w_c}$

• HO QUINDI 2 EQUAZIONI $\frac{dw_c}{dw_f}$

· SOSTITUENDO LA PRIMA NELLA SECONDA HO $\mu = \frac{\mu}{\eta}\frac{w_f}{w_c} \Rightarrow w_f|_{ottimo} = \eta\, w_c|_{ottimo}$

· SOSTITUENDO NELLA PENULTIMA $\bar w^2 = \frac{\mu}{\eta}(w_f^2-u^2)+w_c^2 = \frac{\mu}{\eta}(\eta^2 w_c^2 - u^2) + w_c^2$

· RICAVO $w_c|_{ott} \Rightarrow \bar w^2\eta = \mu\eta^2 w_c^2 - \mu u^2 + w_c^2\eta$

· ALLORA $w_c^2(\mu\eta^2+\eta) = \bar w^2\eta + u^2\mu \Rightarrow w_c|_{ott} = \sqrt{\frac{\bar w^2\eta+u^2\mu}{\mu\eta^2+\eta}} = \sqrt{\frac{\eta\bar w^2+\mu u^2}{\eta(1+\mu\eta)}}$

nb più u più $w_c \to \bar w$

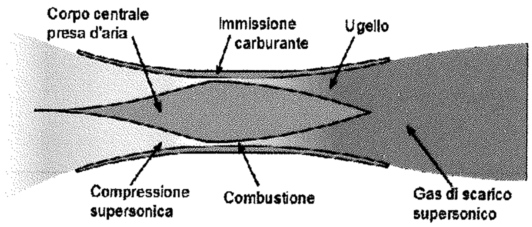
per $u = \eta\bar w \Rightarrow w_c = \sqrt{\frac{\eta\bar w^2+\mu\eta^2\bar w^2}{\eta+\mu\eta^2}} = \sqrt{\bar w_c^2} \Rightarrow w_{c\,ott} = \bar w_c$ (non conviene più TF, meglio TJ)

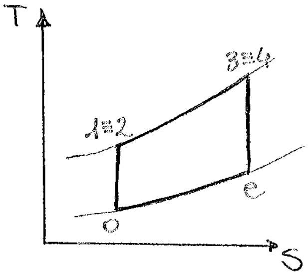
convenienza turbofan: quando $u \ll w_e$, VELOCITÀ DI USCITA

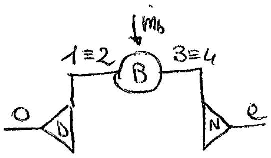
Autoreattore

IN BASE A COME È COSTRUITA LA STROZZATURA PER LA COMPRESSIONE, IL MACH IN COMPRESSIONE PUÒ ESSERE
- $M<1$, COMBUSTORE SUBSONICO $\Rightarrow$ RAMJET
- $M>1$ (>5 MIGLIORE) SUPERSONICO $\Rightarrow$ SCRAMJET

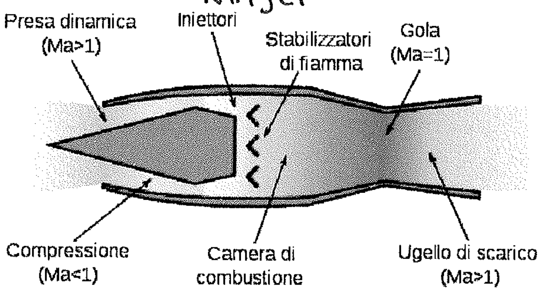
SCRAMJET (FUNZIONA DA $M \geq 4,5$)







RAMJET



AUTOREATTORE = CASO LIMITE DEL TJ CON OPR = 1
- $\exists$ SOLO 1 PARAMETRO DI PROGETTO: T_3°
  - DIFATTI $\beta_c = 1$, $\varepsilon_b = 1$, $\varepsilon_n = 1$

VALORI DI

$$T_2^\circ = T_0^\circ = T_0\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M_0^2\right)$$

$$p_2^\circ = p_0^\circ = p_0\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M_0^2\right)^{\gamma/\gamma-1}$$

$$p_3^\circ = p_4^\circ = p_2^\circ = p_e\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M_e^2\right)^{\gamma/\gamma-1} \Big\}\ p_e = p_0 \Rightarrow M_0 = M_e$$

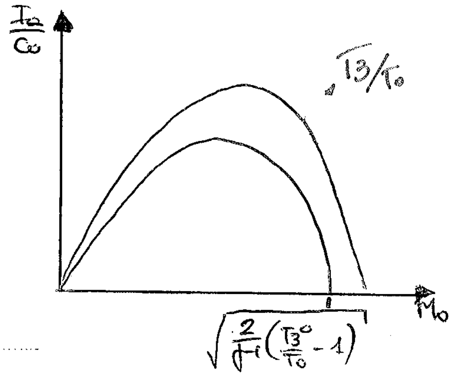
nb C_0 = VELOCITÀ DEL SUONO

COME GENERO LA SPINTA ALLORA?

$$\frac{W_e}{U} = \frac{M_e\sqrt{\gamma R T_e}}{M_0\sqrt{\gamma R T_0}} = \sqrt{\frac{T_e}{T_0}} = \sqrt{\frac{T_e^\circ}{T_0^\circ}} = \sqrt{\frac{T_3^\circ}{T_4^\circ}}$$

- CON L'UGELLO ADATTATO (QUINDI RAMJET) E $\dot m_b \ll \dot m \rightarrow I_a = \frac{S}{\dot m} = (W_e - U) = U\left(\frac{W_e}{U}-1\right)$
  - QUINDI $I_a = M_0\sqrt{\gamma R T_0}\left[\sqrt{\frac{T_3^\circ}{T_0^\circ}}-1\right]$
    - SOSTITUENDO $I_a = M_0\sqrt{\gamma R T_0}\left[\sqrt{\frac{T_3^\circ}{T_0\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M_0^2\right)}}-1\right]$

  - SI ANNULLA PER $M_0 = \emptyset$
    OPPURE PER $M_0 = \sqrt{\frac{2}{\gamma-1}\left(\frac{T_3^\circ}{T_0}-1\right)}$

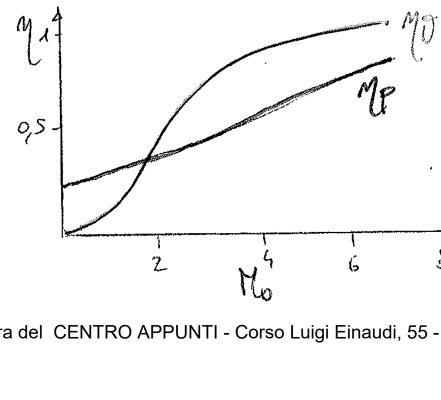


- PARAMETRO $q_\delta = \frac{W_e+U}{2\eta_0 H_i} = \frac{I_a+2U}{2\eta_0 H_i} \Rightarrow \frac{q_\delta H_i}{C_0} = \frac{\frac{I_a}{C_0}+2M_0}{2\eta_\theta}$

$$\eta_\theta = \frac{W_e^2-U^2}{2c_p(T_3^\circ - T_0^\circ)} = 1-\frac{1}{\beta^{*\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \quad \text{RETRO PER DIM.}$$

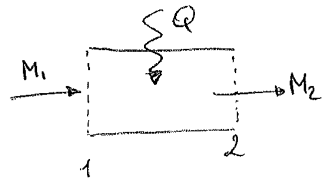
$$\eta_p = \frac{2U}{W_e+U} = \frac{2M_0C_0}{M_0C_e+M_0C_0} = \frac{2}{1+\frac{C_e}{C_0}} = \frac{2}{1+\frac{W_e}{U}} =$$

$$= \frac{2}{1+\left[\sqrt{\frac{T_3^\circ}{T_0\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M_0^2\right)}}-1\right]}$$



Flusso Di Rayleigh

FORNITURA DI CALORE A FLUSSO STAZIONARIO DI GAS A SEZ COSTANTE $L_W=0$



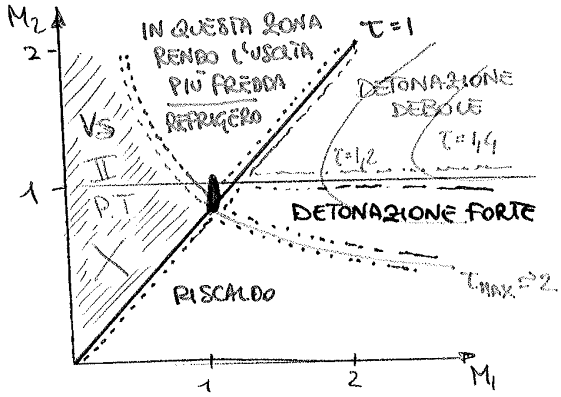
- FORZA NULLA SUL CONDOTTO $\Rightarrow \tilde{p}$ SI CONSERVA (DINAMPIA) $= \frac{\dot{m}w}{A} \Rightarrow \tilde{p}_2 = \tilde{p}_1$

- $\frac{p_2}{p_1} = \frac{1+\gamma M_1^2}{1+\gamma M_2^2}$

- CONSERVANDOSI $\dot{m}$, $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2 M_2}{p_1 M_1}\right)^2 = \left(\frac{\frac{1}{M_1}+\gamma M_1}{\frac{1}{M_2}+\gamma M_2}\right)^2$ POICHÉ $\rho w A = cost$, $A\,cost$, $\rho w = cost \Rightarrow \frac{p}{RT} w = \frac{p}{RT}\sqrt{\gamma R T}\, M = cost$

- SOSTITUENDO LA PRIMA NELL'ULTIMA, $\frac{M_2^2\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M_2^2\right)}{(1+\gamma M_2^2)^2} = \frac{M_1^2\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M_1^2\right)}{(1+\gamma M_1^2)^2} \cdot \frac{T_2^o}{T_1^o}$

- CON $\frac{T_2^o}{T_1^o} = 1 + \frac{Q}{c_p T_1^o} = \tau$



deduco che il riscaldamento massimo si ha per $M_2=1$
- dato τ $\exists M_1 : M_2=1$
- dato M_1 $\exists \tau : M_2=1$

inoltre, $\forall M$, al $\uparrow$ DI τ $\uparrow$ LA PERDITA % DI p_{tot}

Fondamenti Di Propulsione

TEOREMA DELLA QUANTITÀ DI MOTO

$\vec{\varphi}'$ forza esercitata dalla parete sul fluido, $\vec{F}'$ forza dal fluido sulle parete.

$QDM_{uscente} = \vec{\varphi}_1' + \vec{\varphi}_2' + \oint p_o \bar{n} dA$ con $\oint p_o \bar{n} dA = \int_1 p_o \bar{n} dA + \int_2 p_o \bar{n} dA$

$\vec{\varphi}_2' = -\int_2 p \bar{n} dA$

Sostituendo $QDM_o = \vec{\varphi}_1' + \int_2 (p_o - p) n dA + \int_1 p_o \bar{n} dA$

per trovare F non ci servono le forze lungo le pareti impermeabili "2", se perpendicolari ad esse.

Allora $\vec{\varphi}_1 = \vec{\varphi}_1' + \int_1 p_o \bar{n} dA$ Poiché $\dot{m} = \rho w A$, introduco tale valore in $\vec{\varphi}_1'$ tenendo presente che deve avere le dimensioni di una forza, quindi $\dot{m} \cdot w$

Deduco $\vec{\varphi}_1' = \int_1 \rho(\bar{w} \cdot \bar{n}) \cdot w dA + \int_1 p_o \bar{n} dA \rightarrow -\vec{F} = \vec{\varphi}_1 = \int \rho(\bar{w} \cdot \bar{n}) w dA + \int p_o \bar{n} dA$

Nel caso unidimensionale, dette "b" le condizioni d'uscita ed "a" d'ingresso,

$$F = \dot{m}(w_b - w_a) + A_b(p_b - p_o) + A_a(p_a - p_o)$$

DINALPIA

Somma di pressione statica e dinamica $\tilde{p} = p + \rho w^2 = p + \frac{\dot{m} w^2}{WA} = p\left(1 + \frac{\rho w^2}{p}\right) = p\left(1 + \frac{w^2}{RT}\right) =$

$$= p\left(1 + \frac{w^2}{RT}\right) \underset{\circlearrowleft M}{=} p(1 + \gamma M^2)$$

($\circlearrowleft \dot{m}$, $\circlearrowleft pv = \dots$)

SPINTA MASSIMA PER UGELLO ADATTATO

Sottoespanso: p maggiore di quella che avrei adattandolo. C'è $p > p_o$, tolgo un $\Delta p > 0 \rightarrow$ Riduco S

Sovraespanso: p minore di quella che avrei adattandolo. C'è $p < p_o$, aggiungo $\Delta p < 0 \rightarrow$ Riduco S

Analisi quantitativa analitica

Al variare dell'Area d'uscita, $\dot{m}$ ed u non variano, ergo $S = S_J$ differenziando

Derivo $dS_J = \dot{m}_e dw_e + A_e dp_e + dA_e(p_e - p_o) = \rho w_e A_e dw_e + A_e dp_e + dA_e(p_e - p_o)$

Applico il 1°PT misto con $\rho = cost$, $L_i = 0 = \int v dp + \frac{dw^2}{2} \Rightarrow \frac{dp}{\rho} = -w dw$

Sostituisco la 2° nella 1° $\Rightarrow dS_J = \rho w_e A_e dw_e + A_e \rho(-w_e dw_e) + dA_e(p_e - p_o) = dA_e(p_e - p_o) \overset{!}{=} 0$ per $p_e = p_o$

Trovo che è anche un massimo studiando la derivata seconda

$$\frac{d^2 S_J}{dp_e^2} = \frac{d}{dp_e}\left(dA_e(p_e - p_o)\right) = \frac{d^2 A_e}{dp_e^2}(p_e - p_o) + \frac{dA_e}{dp_e}\frac{dp_e}{dp_e} - \frac{dA_e}{dp_e}\underbrace{\cancel{\frac{dp_o}{dp_e}}}_{\rightarrow 0} \overset{p_e = p_o}{=} \frac{d^2 A_e}{dp_e^2}\underbrace{\cancel{(p_e - p_o)}}_{\rightarrow 0} + \frac{dA_e}{dp_e}$$

Ma $\frac{dA_e}{dp_e} < 0$ in supersonico (poiché se $A \uparrow$ $p \downarrow$) ergo $p_e = p_o$ è anche massimo.

TURBOSHAFT (PSP: L, q_p)

$M_0 = \frac{c}{c_s}$ con $c=0$; allora v = velocità di volo $= M_0 c_s = M_0\sqrt{\gamma R T_0}$

Relazione $T_1^0 = T_0^0$ con T_0

Dal grafico noto che in ordinate $T_0^0 = T_0 + \frac{c^2}{2c_p} = T_0 + \frac{M_0^2 \gamma R T_0}{2c_p} = T_0\left(1+\frac{\gamma R T_0}{2c_p}M_0^2\right)$

Dalla relazione di Mayer $c_p = \frac{\gamma}{\gamma-1}R$, allora $T_0^0 = T_0\left(1+\frac{\gamma R}{2\left(\frac{\gamma}{\gamma-1}\right)R}M_0^2\right) = T_0\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M_0^2\right)$

Dalla politropica $\left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\gamma/\gamma-1} = \frac{p_2}{p_1}$ trovo $p_0^0 = p_0\left(\frac{T_0^0}{T_0}\right)^{\gamma/\gamma-1} = p_0\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M_0^2\right)^{\gamma/\gamma-1}$

Bilancio al burner di potenza. $\dot m_b H_i \cdot \eta_b = (\dot m + \dot m_b)\, c_p'(T_3^0 - T_2^0)$

Ricavo quindi il carburante ottimale da immettere $f = \frac{c_p'(T_3^0-T_2^0)(\dot m + \dot m_b)}{\eta_b H_i}$

$\Rightarrow \dot m_b + \dot m = 1+f \Rightarrow c_p'(T_3^0-T_2^0) + f c_p'(T_3^0-T_2^0) \Rightarrow f = \frac{c_p'(T_3^0-T_2^0)}{\eta_b H_i - c_p'(T_3^0-T_2^0)}$

Potenza della turbina $P_t = \eta_{mt} L_t (\dot m + \dot m_b)$

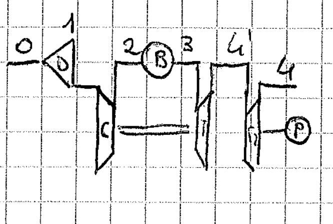
Potenza del compressore $P_c = L_c(\dot m\ \ )/\eta_{mc}$

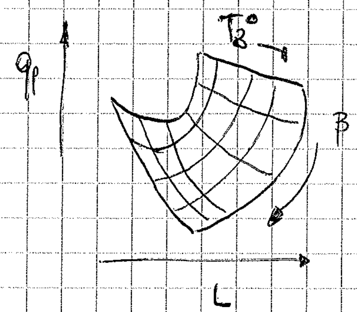
POTENZA SPECIFICA $L = \frac{P_{tot}}{\dot m} = \frac{P_t - P_c}{\dot m}$

sia $\alpha = 1/f$, $L = \frac{\eta_{mt}(\dot m + \dot m_b)L_t - L_c \dot m/\eta_{mc}}{\dot m} = L_t \eta_{mt}\left(\frac{\dot m + \dot m_b}{\dot m}\right) - \frac{L_c}{\eta_{mc}}$ ma $\dot m + \dot m_b = f+1 = \frac{1+1/f}{1/f} = \frac{1+\alpha}{\alpha}$

ergo, $L = \left(\frac{1+\alpha}{\alpha}\right) L_t \eta_{mt} - \frac{L_c}{\eta_{mc}}$ (ma α è inoltre la dosatura, $\dot m/\dot m_b$)

CONSUMO SPECIFICO DI POTENZA $q_p = \frac{\dot m_b}{P} = \frac{\dot m_b}{\dot m}\cdot\frac{\dot m}{P} = \frac{1}{\alpha}\cdot\frac{1}{L}$





TORBOFAN

Parametro di compressione del flusso freddo $\beta_{cf} = \frac{p_{2f}^0}{p_i^0}$

Bypass Ratio BPR $\mu = \frac{\dot{m}_f}{\dot{m}_c}$

come esplicitare $\dot{m}$? $\dot{m} = \dot{m}_c + \dot{m}_f = \dot{m}_c \left(1 + \frac{\dot{m}_f}{\dot{m}_c}\right) = \dot{m}_c (1+\mu)$

allora la spinta specifica del flusso caldo è $I_{ac} = \frac{S}{\dot{m}_c} = \frac{S(1+\mu)}{\dot{m}} = I_a (1+\mu)$

in questo motore $\alpha = \frac{\dot{m}_c}{\dot{m}_b}$, quindi $q_s = \frac{\dot{m}_b}{S} = \frac{\dot{m}_b}{\dot{m}_c} \cdot \frac{\dot{m}_c}{S} = \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{1}{I_a}$

CASO UGELLO ADATTATO FLUSSI SEPARATI $S_{DF} = \dot{m}_f w_f + \dot{m}_c w_c - \dot{m} v = \dot{m}_f w_f + \dot{m}_c w_c - (1+\mu)\dot{m}_c v$

la velocità d'efflusso equivalente è $W_{eq} = w_f \mu + w_c$

CONFRONTO FRA TF_{DF} E TF_{MF} (Detached/mixed)

Spinta lorda TF_{DF} ADATTATO $S_{JDF} = \dot{m}_c w_c + \dot{m}_f w_f = W_{eq} \left(\dot{m}_c + \frac{\dot{m}_f}{\mu}\right)$

Spinta lorda TF_{MF} ADATTATO $S_{JMF} = W_e (\dot{m}_c + \dot{m}_f)$

confronto $S_{JBP} - S_{JDF} = W_e^2 (\dot{m}_c + \dot{m}_f)^2 - (\dot{m}_c w_c + \dot{m}_f w_f)^2 = W_e^2 (\dot{m}_c^2 + \dot{m}_f^2 + 2\dot{m}_c\dot{m}_f) +$
$- (\dot{m}_c^2 w_c^2 + \dot{m}_f^2 w_f^2 + 2\dot{m}_c\dot{m}_f w_c w_f) =$

$= W_e^2 \dot{m}_c^2 + W_e^2 \dot{m}_f^2 + 2W_e^2 \dot{m}_c\dot{m}_f - \dot{m}_c^2 w_c^2 - \dot{m}_f^2 w_f^2 - 2\dot{m}_c\dot{m}_f w_c w_f =$ W_e di $\dot{m}_c$ è w_c, tale per w_f

$= \cancel{w_c^2 \dot{m}_c^2} + \cancel{w_f^2 \dot{m}_f^2} - \cancel{\dot{m}_c^2 w_c^2} - \cancel{\dot{m}_f^2 w_f^2} + 2W_e^2 \dot{m}_c\dot{m}_f - 2\dot{m}_c\dot{m}_f w_c w_f =$ qui $W_e^2 = \frac{w_f^2}{2} + \frac{w_c^2}{2}$ (BP)

$= \frac{2 w_c^2}{2} \dot{m}_c\dot{m}_f + \frac{2 w_f^2}{2} \dot{m}_c\dot{m}_f - 2\dot{m}_c\dot{m}_f w_c w_f = \dot{m}_c\dot{m}_f (w_c^2 + w_f^2 - 2w_c w_f) = \dot{m}_c\dot{m}_f (w_c - w_f)^2 > 0$

ergo, BP è migliore del DF.

Sia $\frac{\overline{W}^2}{2c_p}$ il salto entalpico complessivo fra 4° e l'uscita isentropica.

Allora $T_4^0 - T_{eis} \cong T_4^0 - T_{5is} + T_5 - T_{eis} = \frac{\overline{W}^2}{2c_p \eta_n}$ con η_n rendimento dell'ugello

Dal grafico vedo che $\frac{\overline{W}^2}{2c_p\eta_n} = \frac{W_c^2}{2c_p\eta_n} + \frac{L_{t11}}{c_p \eta_t}$ con $L_{t11} = \frac{\mu}{2\eta_f}(w_f^2 - v^2)$

TURBOELICA - TURBOPROP

Sia $L_{tu} = \frac{P}{\dot m}$. Il rendimento dell'elica è detto η_E oppure $\left(\frac{S}{P}\right)_E$

la spinta complessiva del turboelica adattato è quindi $S = S_E + \dot m (W_e - u)$ con $S_E = \left(\frac{S}{P}\right)_E P_E$

Voglio trovare la condizione di ottimo, cioè quanto debba essere grande il contributo dell'elica rispetto al totale.

Mi servono 3 equazioni $\frac{dP/\dot m}{dW_e}$ e l'equazione di $\bar W$.

1) differenzio S, $\overset{u = cost}{dS} = \left.\frac{S}{P}\right|_E dP_E + \dot m\, dW_e = 0 \Rightarrow dP_E = -\frac{\dot m\, dW_e}{(S/P)_E} \Rightarrow \frac{dP/\dot m}{dW_e} = -\frac{1}{(S/P)_E}$

2) differenzio $L_{tu} = \frac{P}{\dot m}$; $\frac{dL_{tu}}{dW_e} = -\frac{\eta_t W_e}{\eta_n}$ (come nel TF)

poiché $L_{tu} = \frac{P}{\dot m} \Rightarrow \frac{dL_{tu}}{dW_e} = \frac{dP/\dot m}{dW_e} = -\frac{\eta_t W_e}{\eta_n}$

3) pongo $S_E = P_E \cdot \frac{\eta_E}{u}$ (II modo) e differenzio S, $dS = \frac{\eta_E}{u} dP_E + \dot m\, dW_e = 0 \Rightarrow \frac{dP/\dot m}{dW_e} = -\frac{u}{\eta_E}$

sostituisco 3 in 2 e 2 in 1

1) $\frac{dP/\dot m}{dW_e} = -\frac{1}{(S/P)_E} \overset{2}{=} -\frac{\eta_t W_e}{\eta_n} \Rightarrow W_e|_{ott} = \frac{\eta_n}{\eta_t (S/P)_E} = 4)$

2) $\frac{dP/\dot m}{dW_e} = -\frac{\eta_t W_e}{\eta_n} \overset{3}{=} -\frac{u}{\eta_E} \Rightarrow W_e|_{ott} = \frac{\eta_n u}{\eta_t \eta_E} = \frac{u}{\eta} = 5)$ con $\eta = \frac{\eta_t \eta_E}{\eta_n}$ *

noto che 4) e 5) sono uguali dato che $\left(\frac{S}{P}\right)_E = \frac{\eta_E}{u}$

ora sostituisco la 5) nell'eq. di $\bar W$

$$\frac{\bar W^2}{2\eta_n} = \frac{L_{tu}}{\eta_t} + \frac{W_e^2}{2\eta_n} \overset{5}{=} \frac{\bar W^2}{2\eta_n} = \frac{L_{tu}}{2\eta_n} + \frac{u^2}{2\eta^2\eta_n} \overset{L_{tu} = P/\dot m}{=} \frac{P/\dot m}{2\eta_n} + \frac{u^2}{2\eta^2\eta_n}$$

ricavo $\frac{P}{\dot m} = \frac{\bar W^2}{2\eta_n}\eta_t - \frac{u^2 \eta_t}{2\eta^2 \eta_n} \overset{5)}{=} \frac{\eta_t}{2\eta_n}\left(\bar W^2 - W_e^2\right)$

Dunque il contributo dell'elica è $\frac{S_E}{\dot m} = \left(\frac{S}{P}\right)_E \cdot \frac{P}{\dot m} = \frac{\eta_E}{u}\frac{P}{\dot m}$ dove $\frac{P}{\dot m}$ è quella appena trovata

cioè $\frac{S_E}{\dot m} = \frac{\eta_E \eta_t}{2u\eta_n}\left(\bar W^2 - W_e^2\right) = \frac{\eta}{2u}\left(\bar W^2 - W_e^2\right)$ se $u \neq 0$ posso ricavare un'eq. equivalente sostituendo 5)