



Corso Luigi Einaudi, 55 - Torino

Appunti universitari

Tesi di laurea

Cartoleria e cancelleria

Stampa file e fotocopie

Print on demand

Rilegature

NUMERO : 473

DATA : 18/02/2013

A P P U N T I

STUDENTE : Bruno

MATERIA : Macchine

Prof. Ferraro

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

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

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

Macchine 12BNINE- Prof. Ferraro - Esempi di domande di teoria

1. Massimo lavoro ottenibile da 1 kg. di carburante (p-19 → 23)
2. Caldaie a vapore: rendimento, perdite, evoluzione nel diagramma (i*-T), bilancio energetico
3. Problemi inerenti alle portate nelle turbine a vapore a inizio ed a fine espansione (p-40 → 44)
4. Turbine a salti di velocità a due stadi: disegnare i triangoli di velocità nelle condizioni ottimali, assumendo $\phi = \psi = 1$; dimostrare che quella individuata è la condizione di ottimo (p-44 → 47)
5. Funzionamento di una palettatura in condizioni diverse da quelle di progetto: postespansione, espansione di Prandtl-Meyer. (p-93 → 97)
6. Svergolamento delle palette a vortice libero: impostazione del problema e relativa soluzione con individuazione delle condizioni cui il vortice libero deve obbedire, triangoli delle velocità al centro alla punta e alla radice della palette e relativi gradi di reazione e forme delle palette. (p-40 → 54)
7. Descrivere il fenomeno del pompaggio nei turbocompressori (p-70 → 76)
8. Impianti di turbine a vapore: aumento del rendimento tramite surriscaldamenti ripetuti (p-116 → 121)
9. Impianti di turbine a vapore: aumento del rendimento tramite rigenerazione (esclusi gli spillamenti) (p-121 → 122)
10. Impianti di turbine a vapore: aumento del rendimento tramite spillamenti (supporre la rigenerazione già acquisita) (p-122 → 126)
11. Regolazione degli impianti a recupero totale, con individuazione del campo portate estratte- potenze (p-139 → 141)
12. Regolazione degli impianti a recupero parziale, con individuazione del campo portate estratte- potenze (p-141 → 147)
13. Rendimenti e lavori ideali negli impianti di turbine a gas (p-150 → 154)
14. Rendimenti e lavori reali negli impianti di turbine a gas (p-157 → 159)
15. Impianti di turbine a gas con compressione interrefrigerata (p-165 → 168)
16. Impianti di turbine a gas con surriscaldamenti ripetuti (p-168 → 171)
17. La rigenerazione negli impianti di turbine a gas (p-171 → 174)
18. Regolazione degli impianti di turbine a gas per sola variazione della portata di combustibile (p-184 → 187)
19. Regolazione degli impianti di turbine a gas con laminazione all'aspirazione del compressore (p-187 → 189)
20. Regolazione degli impianti di turbine a gas bialbero (p-193 → 197)

MACCHINE

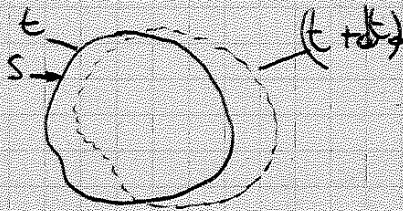
01/10/12

1° Principio della Termodinamica:

1° Metodo sostanziale o lagrangiano

2° " locale o Euleriano

Sostanziale: si individua 1 sist di masse continue S



si analizza lui e si ignora ciò che avviene sull'esterno

$$dQ = dW_{ps} + dU^* + dE_c + dE_w + dE_{gr}$$

↑
forse di superficie, laquale separa S dall'esterno

$$dQ = dQ_{condus} + dQ_{convex} + dQ_{irr}$$

↓ ↓
forme normali di trasmissione del calore
(o c'è l'1 o c'è l'altra)

2° E irraggiata che è assorbita e scritta cm se fosse calore ma non lo è proprio

$$dU^* = dU_t + dU_{ch}$$

↑
termico (associato all'agitaz° molecolare) ← chimica

$$dE_c = mc^2 \frac{v^2}{2}$$

↑
 $\Delta E_{cinetica}$

dE_w (vale qd la terza xy'z' ruota a ω e c'te)

↑
E potenziale associata al fatto che il sist di rif non sia inerziale

① dE_{gr} E gravitazionale

agiscono anche la forza peso

$$\vec{F} = m\vec{a}$$

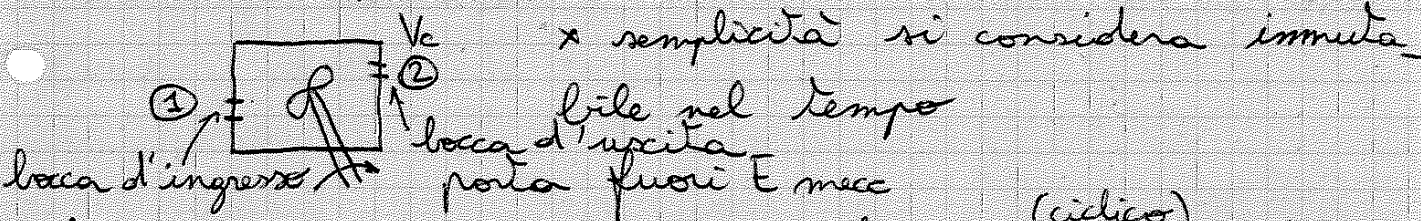
$$\vec{F} - \underbrace{m\vec{a}}_{\vec{F}_i} = 0$$

Si può dividere x la massa il se la cond è = x tti i pti

$$dQ = dL_{fs} + dL^* + dE_c + dE_w + dE_{gr} \quad \text{scritta x unità di massa}$$

$$dQ + dL_{w,mecc} = dL^* + \underbrace{pdv}_{\substack{\text{altra formula} \\ \geq 0 \text{ lavoro delle resistenze viscosi, e } \neq \text{dissipar}}}$$

Locale (si fa rif a 1 vol di controllo Vc)



(ciclico) ripetibili nel tempo in modo sempre ≠

o invariabili (permanenti)

Nota permanente o ciclico:

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

(formule scritte x unità di massa)

↳ se nn ci fosse qsta cond di moto la formula sarebbe errata

va bene x intero ciclo ma NN x pezzi di ciclo

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

↑ entalpia chimica

L_i = lavoro mecc su organi ^{mobili} solidi presenti all'interno del volume, è trasferibile all'esterno ed è 1 forma pregiata del lavoro

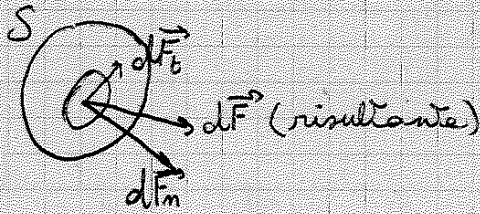
L_{fs} (possiamo avere il L_{fs})

↳ lavoro di fluido su fluido + lavoro mecc

$$L_{fs} = L_i + L_{fp}$$

③ Q è il calore fornito durante l'attraversamento di Vc

∃ 1 stato di tensione ^{dominato alle viscosità} e 1 di deformazione
 Le τ nm sn collegate alla deformazione bensì alla vel di deformazione.*



Sia dF_n che dF_t compiono lavoro
 + in generale lo stato di tensione del fluido è descritto dal
 "TENSORE DEGLI SFORZI" $\underline{\underline{\pi}}$

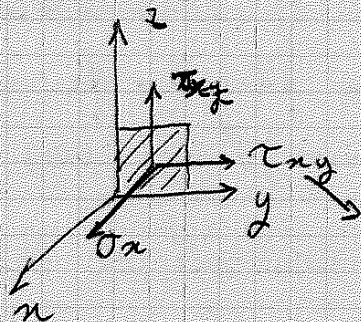
$\underline{\underline{\pi}}$ stato di tensione (è 1 tensore)

$$\underline{\underline{\pi}} = \begin{pmatrix} \sigma_x & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \sigma_y & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \sigma_z \end{pmatrix}$$

m sforzi ortogonali all'elementino sull'asse pedica

* Nei solidi elastici correlano tensioni e deformazione qui invece correla sforzi e vel delle deformazione. La vel di deformazione fa massima sforzi nei fluidi. La deformazione lenta fa massima sforzi trascurabili

τ_{xy} :



l'elemento è ortogonale all'asse x proiettata sull'asse y

$\tau_{ij} = \tau_{ji}$ reciprocità delle τ

$\tau_{xy} = \tau_{yx}$ (il tensore si riduce a 6 componenti)

$$d\vec{F} = \underline{\underline{\pi}} \cdot d\vec{A}$$

↑
 che agisce su 1 el dA

$$dL_{fp} = \int_S \underline{\underline{\pi}} \cdot d\vec{A} \times d\vec{s}$$

Nel caso + generale il tensore può essere scritto secondo

3 direz° principali:

$$\underline{\underline{\pi}}_p = \begin{pmatrix} \sigma_{xpr} & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{ypr} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zpr} \end{pmatrix}$$

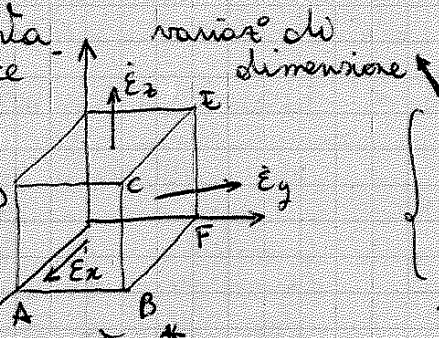
$j_{xy} = \frac{1}{2} (j_{xz} + j_{zx}) \rightarrow$ media aritmetica delle vel
 in cui variano gli angoli

$$\underline{\underline{\Delta}}_p = \begin{pmatrix} \dot{\epsilon}_{xp} & \dots \\ \dots & \dot{\epsilon}_{yp} \\ \dots & \dots & \dot{\epsilon}_{zp} \end{pmatrix}$$

ha 1 invariante che è la media
 di: $\dot{\epsilon}_m = \frac{\dot{\epsilon}_x + \dot{\epsilon}_y + \dot{\epsilon}_z}{3} = cte$

Se prendiamo 1 parallelepipedo

$\dot{\epsilon}_y$ vel in cui si allontana
 mano a mano le facce
 \perp ad y



$$\dot{\epsilon}_x = \frac{\partial v_x}{\partial x} \dots \dot{\epsilon}_z = \frac{\partial v_z}{\partial z}$$

$\dot{\epsilon}_m$ è collegato alla
 vel media di
 variaz del vel. Il
 vel varia nel tempo
 indipendentemente
 dalla terna di riferimento *

$\dot{\epsilon} \rightarrow$ segmenti che si
 allungano
 $j \rightarrow$ legato agli angoli
 \downarrow variaz di forma

degenera il tensore degli sforzi e tensore vel di deformazi

$$\underline{\underline{\Pi}} = \begin{pmatrix} \sigma_m & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_m & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_m \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} (\sigma_x - \sigma_m) & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & (\sigma_y - \sigma_m) & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & (\sigma_z - \sigma_m) \end{pmatrix}$$

si scrive in somma di 2 tensori

$\underline{\underline{\Pi}}_{iso}$ (isotropo)
 sfera.

$\underline{\underline{\Pi}}$ forma (che è associato
 agli effetti di forma)

$$\underline{\underline{\Delta}} = \begin{pmatrix} \dot{\epsilon}_m & 0 & 0 \\ 0 & \dot{\epsilon}_m & 0 \\ 0 & 0 & \dot{\epsilon}_m \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} (\dot{\epsilon}_x - \dot{\epsilon}_m) & j_{xy} & j_{xz} \\ j_{yx} & (\dot{\epsilon}_y - \dot{\epsilon}_m) & j_{yz} \\ j_{zx} & j_{zy} & (\dot{\epsilon}_z - \dot{\epsilon}_m) \end{pmatrix}$$

Il legame
 tra $\underline{\underline{\Pi}}$ e $\underline{\underline{\Delta}}$ non è
 completo, c'è il
 sulla parte destra, allora

$$\underline{\underline{\Pi}}_{forma} = -2\mu \underline{\underline{\Delta}}_{forma}$$

↑
viscosità

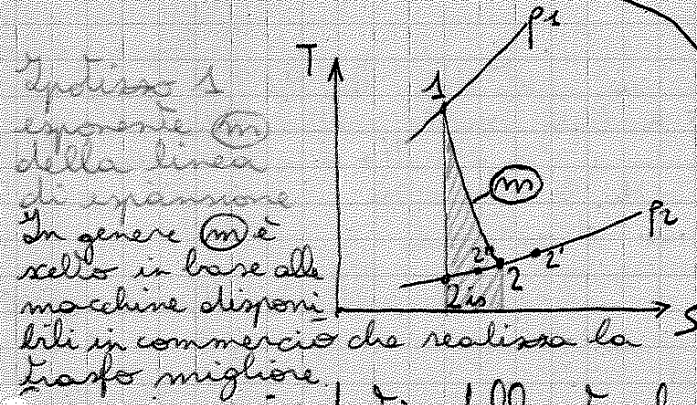
$$\underline{\underline{\Pi}} = \underline{\underline{\Pi}}_{iso} - 2\mu \underline{\underline{\Delta}}_{forma}$$

in D, nulle le j_{ij} , si conserva
 no gli angoli.
 In caso si ha nelle macchine
 volumetriche. Variaz di dimensione
 = lungo i 3 assi, si conserva la
 forma, stato di deformazi isotropo

⊕

In camera lo stantuffo ha velocità u_s . Il fluido mediamente ha velocità u confrontabile con u_s . $u = 20-25 m/s$
 u_s è \pm su $u = 10-15 m/s$
 u_s è \neq tipi di motore (\neq cilindrate)
 1) su u è dato dagli attriti stantuffo/canna d'orice
 In queste macchine in camera di combustione possiamo avere $\tau \approx 0$, $\rho = p$. Se nell'attraversamento valvole si va nei campi D e addirittura 3)
 2) La velocità inizia a farsi sentire, si può ancora usare la pressione tradizionale se si è disposti ad accettare l'errore (si trascura la viscosità). È il campo di transizione, Re è in base (la t può essere trascurata in senso Re è elevato)

3) Non è + legittimo trascurare la viscosità, bisogna per risolvere le eq di Navier Stokes. Tuttavia c'è 1 metodo alternativo

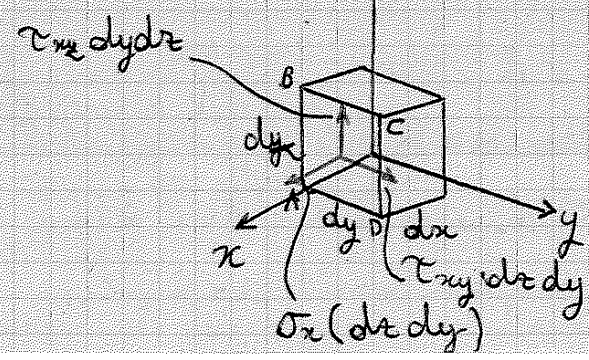


1-2 è 1 linea media, in realtà è 1 spessore σ di ordine \times σ . Gli sforzi viscosi non fanno avvenire la trasformazione isentropica, la trasformazione avviene a entropia crescente
 uso m oppure ipotizzo μ_{gt} , γ_{is} e m_{na} uso le eq di Navier Stokes

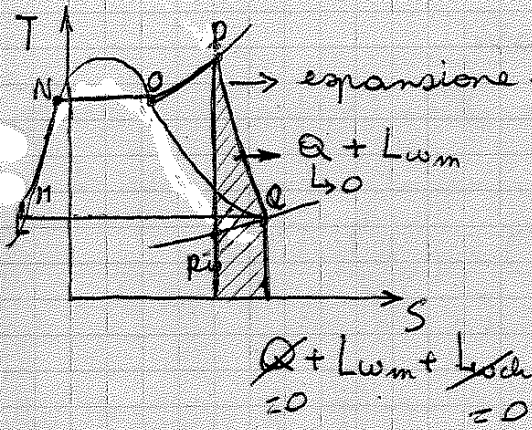
grazie ai dati delle turbine passate si ricava l'esponente della turbina migliore mai realizzata C_n^m si ipotizzano gli effetti della viscosità.

Facendo così si cerca di ottenere 1 turbina 1-2' δ principio in forma rotazionale:
 X passare da $dQ = dL_{ps} + dL_{\mu} + dL_{\tau} + dL_{\omega} + dL_{\sigma}$ lavoro delle resistenze viscosi

Calcolo di $L_{\omega m}$ e rotazione ω programma T-S; δ forze di superficie



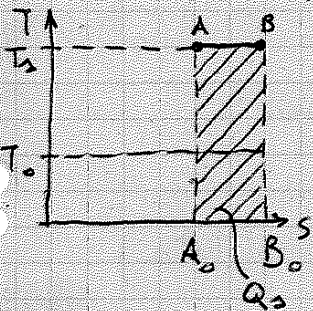
3



Il lavoro indicato è $L_i = Q_1 - Q_2$, il L_i non è però l'area del ciclo, ma è il ciclo ideale, c'è anche L_w

Mancanza di equivalenza tra L_{wm} e Q
(in equivalenti L_w è equivalente a L_{sch} ai fini di L_i di entropia)

$Q = L_i + \Delta i^* + \Delta E$
Quanto lavoro ottengo da Q_1 a T_1 ?



Ciclo di Carnot

Si riesce in parte a trasformare il calore in lavoro
 $\eta_c \rightarrow \eta$ del ciclo di Carnot

$$\eta_c = 1 - \frac{T_{min}}{T_{max}} = \left(1 - \frac{T_0}{T_1}\right)$$

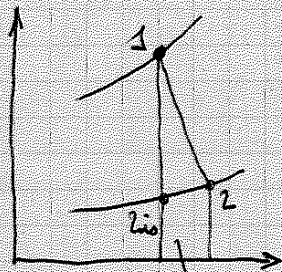
$L_i = \eta_c Q_1 = Q_1 \left(1 - \frac{T_0}{T_1}\right) \rightarrow$ quanto posso ottenere nel caso migliore possibile sapendo che il η di Carnot è molto alto

L'ENERGIA relativa al livello di qualità del calore, tanto più alto, tanto più alta sarà l'energia nulla

Exergia (è la frazione di Q_1 , a T_1 è alta e si può ottenere lavoro) + T_1 è alta e disponibile il calore, il calore a T_0 ha

I lavori degli effetti viscosi non sono equivalenti agli altri lavori

Es:



$$L_{wm} = 10 \text{ kJ/kg}$$

$$L_{i-20} = 90 \text{ kJ/kg}$$

$$L_{i-2} = L_{i-20} - L_{wm} = 90 - 10 \text{ ? NO!}$$

in mot (si è in equilibrio ch) l'eqch prevede sempre l'esistenza di reagenti e di prodotti

Non si va tt a dx o tt a sx l'Hp 3 è ideale

Caso ideale → l'equilibrio ch non lo permette, consideriamo tt spostato a dx

Sopra i 1850 K la r° arca di resistere ma 1 parte di CO_2 si dissocia in $O + O_2$. Fino a 1850 K questa r° è completamente spostata verso dx

Altra cosa da avere è l'idealità d' > d'ct voglio avere + aria di qllo che serve x essere sicuri che la comb avvenga tt.

Hiv (potere calorifico) → $\frac{Hiv_{r1}}{1+d} = C_v (T_{sid} - T_2)$?

Ess abbiamo scelto sbig di miscela x la comb, la quantità di massa è indf deve essere fella t° T_2 di combustione ferente, T_{in} vera. X i lavori invece cambiare la massa ⇒ variaz di C_v

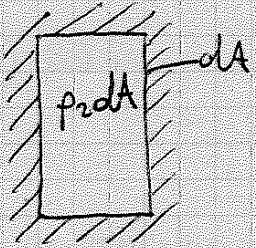
$Q = Lfs + \Delta U^* + \Delta E_{c,w,gr}$ (si usax unità di massa)

1) Scegliere il principio da usare (si scrive il 1° principio della Termodinamica in formulaz° sostanziale → il moto in è né permanente né ciclico)

2) Scegliere la trasformaz°

da p_2, T_2, v_2 a $p_3, T_{sid}, v_3 = v_2$; $Q=0$
 $\Delta E_{c,w,gr}=0$

$Lfs + \Delta U^* = 0$



$Lfs = 0$ xché non ci son spostamenti corrispondenti, le superfici son rigide, le forze che agiscono su di esse non compiono lavoro

$\Rightarrow \Delta U^* = 0$ $\left\{ \begin{array}{l} Q=0 \\ \Delta E_{c,w,gr}=0 \\ v=cte \end{array} \right.$

$\Delta U^* = 0$ (1)

$U^* = cte$ (2)

$U_c + U_{ch} = cte$ (3)

↓ l' U_{ch} e U_c in la comb

} in equivalenti e valide x $\left\{ \begin{array}{l} Q=0 \\ \Delta E_{c,w,gr}=0 \\ v=cte \end{array} \right.$

⇒ a fine combustione U^* è lo stesso

$U^* = U_c + U_{ch} = cte$, i Δ son nulli, l'E termica e ch si bilanciano.

Se avrà $T_{int} < T_{3id}$, potere calorifico inferiore (H.C. in vapore)

$H_{iv} = |Q'| + |Q''|$ se $\Delta < 0$ che sottratti
 è in f° della t

T_{int} è simile a T di fine comb, non ideale, non che si dipende Q
 Sist: $\Delta + 2kg$ (mn è + la massa unitaria)

$Q = L_{ps} + \Delta U^* + \Delta Q_{\text{comb}}$ (1° principio grandezze in masse)

Transformare da $p_2 V_2 T_2$ a $p_3 V_3 T_3$, $T_2 = T_3$
 $L_{ps} = 0$

$Q = \Delta U^*$

$Q = -H_{iv} T_2$ il calore sottratti che uscenti dal sist

$\Delta U^* = U_{2'}^* - U_2^*$ indica che 2' è sulla linea dei gas
 combusti

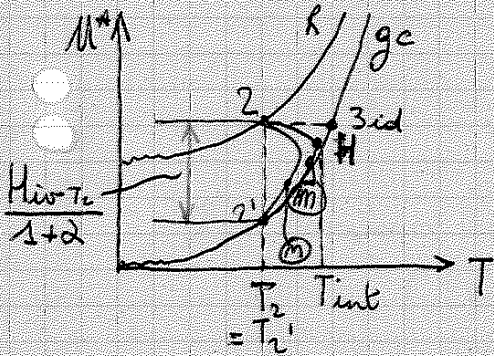
$\Delta U^* = (1+\alpha) (U_{2'}^* - U_2^*)$

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

$\frac{H_{iv} T_2}{1+\alpha} = (U_2^* - U_{2'}^*)$ (1) è il segmento 2-2'

Il pto 2 potrebbe essere a grado di scillar°
 intermedio

$2-H \rightarrow Q'$ $Q' + Q'' = \Delta U^* = Q$
 $H-2' \rightarrow Q''$



poiché si scambia calore si va in
 discesa

Minore il unico potere calorifico in tale
 posto calcolare qualsiasi

2 e 2' su pti fissi mentre m e n su linee a v° de
 il calore mn è 1 f° di stato.

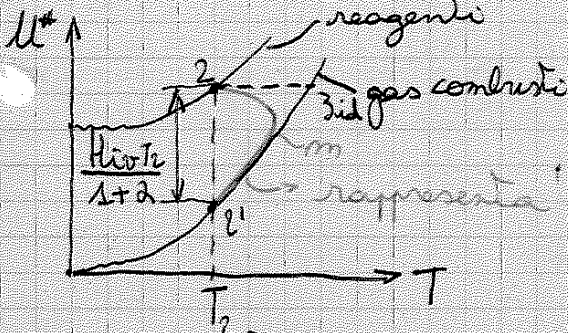
$U_{3id}^* = U_2^*$

$\frac{H_{iv} T_2}{1+\alpha} = U_{3id}^* - U_{2'}^*$ (2)

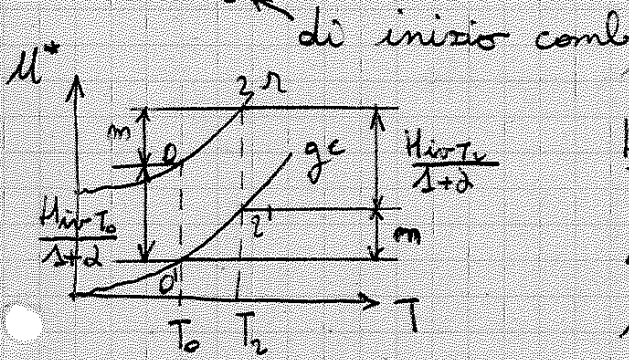
Se anziché considerare —,
 considero —, si scrive sempre
 $\frac{H_{iv} T_2}{1+\alpha} = U_2^* - U_{2'}^*$. Il calore sottratto

nn è f° di stato, dipende dalla curva seguita, Hiv sembra
 indipendente dalla linea seguita, ma deve essere 1 linea
 a $V=CTE$

4/10/12 La misura di H_{ir} comincia in 2 e finisce in 2' lungo la linea



... rappresenta il potere calorifico → è la prop. intrinseca che possiamo usare qd vogliamo



m, m li posso calcolare

$$\frac{H_{ir} T_0}{1+d} + m = \frac{H_{ir} T_2}{1+d} + m$$

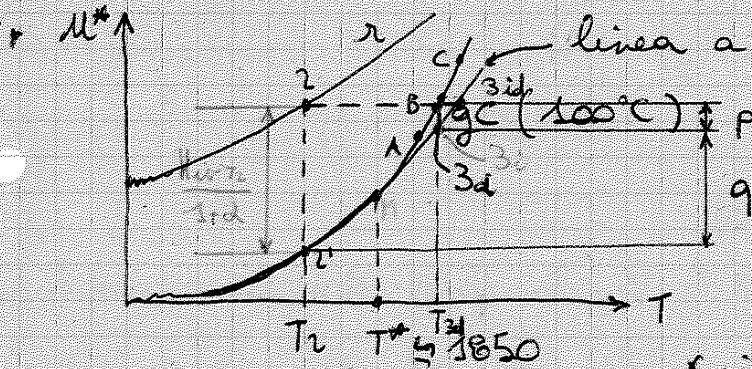
$$m = u_{2'}^* - u_{0'}^* = c_{v,m}(T_2 - T_0)$$

$$m = u_{2'}^* - u_{0'}^* = c'_{v,m}(T_2 - T_0)$$

$$\frac{H_{ir} T_2}{1+d} = c'_{v,m}(T_{3'id} - T_2)$$

Introduciamo ora le modifiche a partire dal caso ideale
 • Abbandoniamo l'hp di comb ideale;

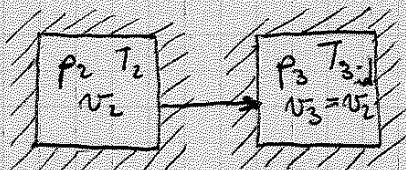
Combustione con dissociaz^o (ancora in equilibri ch)



che H_{ir} va a curve in grado di ossidat^o sempre + basso
 $\Rightarrow \frac{H_{ir} T_2}{1+d} = p+q$

$\Delta u^* = 0$, mi muovo a $u^* = cte$
 e picco \uparrow dot^o c'è la dissociaz^o
 che \uparrow la T^o + cresce

A, B, C hanno 1 coeff direttore sempre + alto

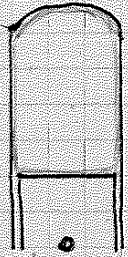


Q = 0
 $\Delta E_{c.w.gr} = 0$

$Q = L_{P3} + \Delta U^* + \Delta E_{c.w.gr}$
 $\Delta U^* = 0$ vale qualunque grado di ossidat^o.

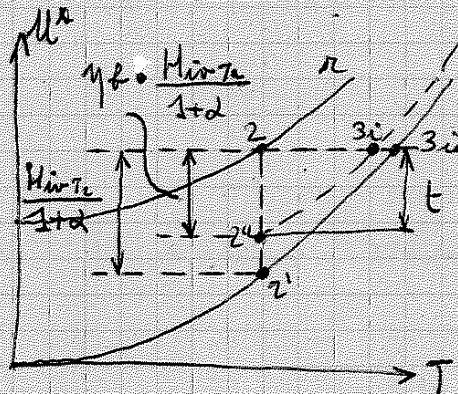
(17)

Caso in cui ci siano degli incombrusti (incompletezza di comb)



All'interno della camera aria carburante
 un bruciatore c'è 1 strato finissimo
 sulle pareti (che su troppo fredde) che
 segna a parete un bruciatore. ciò che non è bruciato prima
 non può bruciare di più.

L'eq è $\Delta U^* = 0$, vale x ossidar° qualsiasi



linea di ossidar° corrispondente
 alla fine comb, ha 1 grado di
 ossidar° < ai gas comb, max
 ossidar° ha presenza di incombrusti
 porta a considerare 1 curva
 in grado di ossidar° un max.
 η_b è 1 rendimento di combustione

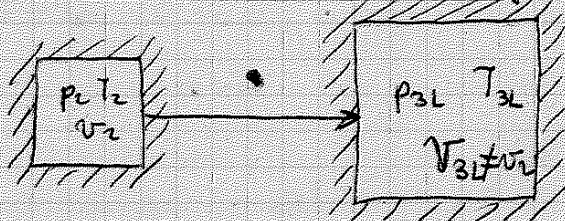
$$\eta_b \frac{H_{iO_2}}{1+d} = t = C_{v,vm}'' (T_{3i} - T_2) = U_{3i}^* - U_2^*$$

→ posso mettere $C_{v,vm}$ ritoccando η_b

$$\eta_b' \cdot \frac{H_{iO_2}}{1+d} = C_{v,vm}' (T_{3i} - T_2)$$

↳ l'errore che si commette è minimo

Caso in cui c'è lavoro (lavoro delle forze di superficie) $v \neq v_2$



Caso completamente nuovo

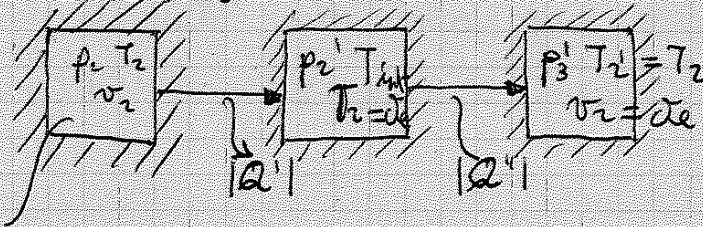
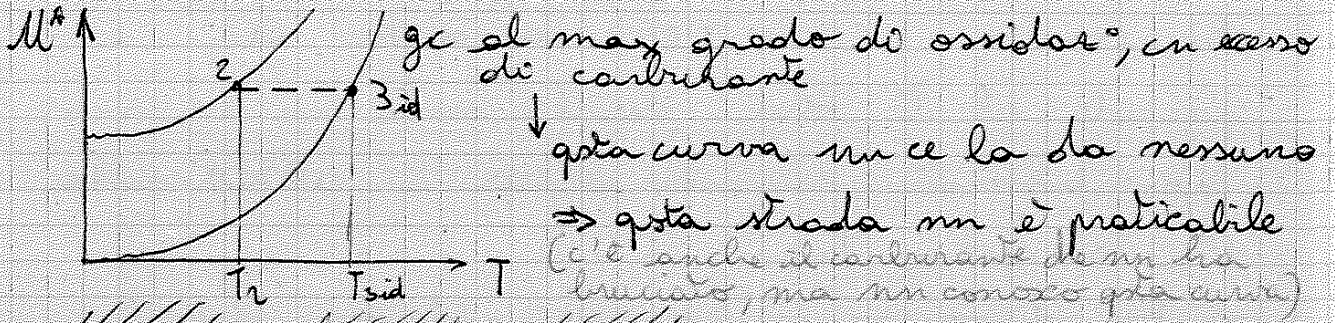
1 kg di miscela in dosatura 2 evolve da 2 a 3L
 1° principio in forma sostanziale

$$Q = L p_s + \Delta U^* + \Delta E_{cwg}$$

$$L p_s + \Delta U^* = 0$$

$$L p_s = -\Delta U^* \Rightarrow \Delta U^* = -L p_s$$

eq che regge il fenomeno $L p_s > 0$
 si sta dando qualcosa all'esterno,
 rende U^* del sist ($\Delta U^* < 0$),
 perché parte del suo patrimonio
 energetico



← Misura del potere calorifico sul ricco

L'intuito dice che brucia il carburante che ha l'aria necessaria + reagisce. Suppongo $\alpha = \frac{1}{2} \alpha_{st}$, brucia $\frac{1}{2}$ kg ⇒ devo sottrarre la metà del calore

1 kg di carburante + α kg aria
 $\alpha = 0.5 \alpha_{st}$

$$M_{irr T_2} (\alpha < \alpha_{st}) = |Q^{\dot{}} I| + |Q^{\dot{}} II|$$

In eccesso d'aria, brucia il carburante

$$M_{irr T_2} (\alpha > \alpha_{st})$$

Ci si aspetta che il potere calorifico sia la metà (dal pto di vista pratico l'intuis° è giusta)

8/10/12

$$v = c_e, \alpha < \alpha_{st}$$

$$\frac{\alpha}{\alpha_{st}} = 0.5$$

$$M_{irr T_2} 0.5 \neq M_{irr T_2} \cdot 0.5$$

* Il carburante in eccesso n° rimane inerte, ma partecipa alla r°, si formano composti intermedi di brucia, ma la buona parte brucia in modo incompleto, si formano CO nella cond intermedia ad alta T. La cond finale è $x_{CO} \neq 0$. Se non lo T, gli equilibri si spostano in nuovo, l'imperf° (risultato intuitivo → il

colore come c'è, ma numericamente si misura $\frac{\alpha}{\alpha_{st}} M_{irr T_2}$

carburante in eccesso resta in disparte, mentre l'altra metà brucia)

Sperimentalmente l'intuito si è verificato corretto da T_2 a T_{int} c'è 1 aumento di t° importante.

* C'è 1 dissociar° notevole > di qle dov abbiamo carburante in difetto risp all'aria

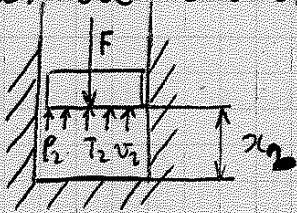
Si può usare l'equivalenza tra H_{ir} e H_{ch} ma sapendo che c'è un errore (ha sl)

2) Combustione a pressione cte

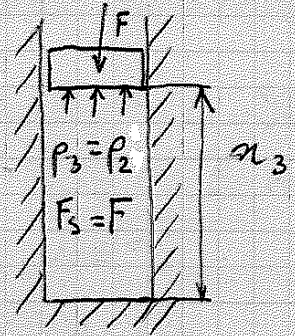
↳ caso particolare della *
shg di miscela

Calcolo del lavoro

Cilindro chiuso con 1 stantuffo mobile



Durante la comb il pistone sale



$F = p_2 A_s$ per l'equilibrio; A_s : area stantuffo

$$L_{fs} = \int_{x_2}^{x_3} F_3 dx$$

$$L_{fs} = F_3 (x_3 - x_2)$$

↑
Tra inizio e fine trasfo

F_3 : forza applicata sullo stantuffo

$$L_{fs} = p_2 A_s (x_3 - x_2)$$

$$L_{fs} = p_2 A_s \underbrace{x_3}_{v_3} - p_2 A_s \underbrace{x_2}_{v_2}$$

$$p_2 = p_3$$

$$= p_3 v_3 - p_2 v_2$$

$$= \Delta(pv) \quad \text{L'Uch si trasforma in parte in lavoro, ma se in E termica } \Rightarrow T_3 \text{ divm sarà molto alta.}$$

1° Principio in forma sodansiale:

$$Q = L_{fs} + \Delta U^* + \Delta E_{c,w,gr} \quad (\text{valida sempre})$$

$$Q = \Delta(pv) + \Delta U^* + \Delta E_{c,w,gr} \quad (p = cte; \text{valida SL x qst caso})$$

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

$$i = U_t + pv$$

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

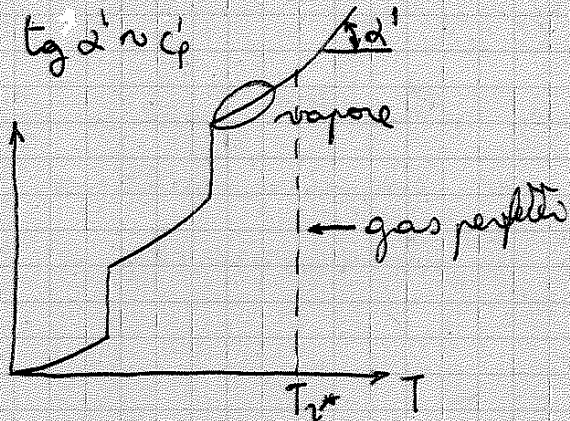
23) $\Rightarrow \Delta U^* + \Delta(pv) = \Delta i^*$

$$p v = R T$$

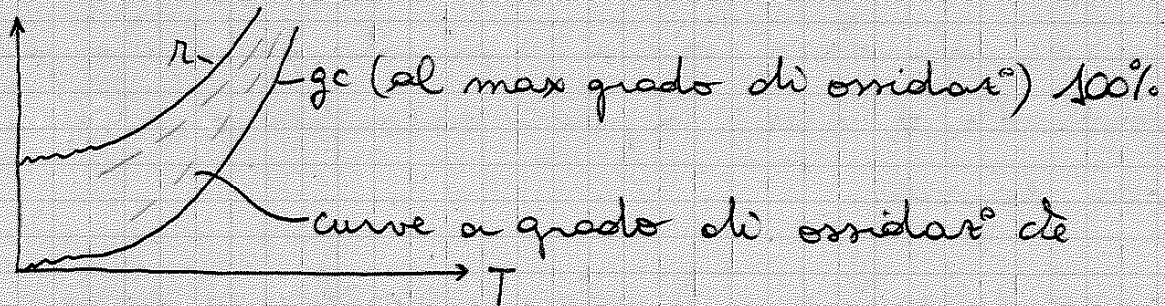
$$R = c_p - c_v$$

$$\left. \begin{aligned} c_p &= \varphi(T) \\ c_v &= c_v(T) \end{aligned} \right\} c_p - c_v = c_e$$

$$d i^* = c_p d T$$



$t_g \alpha \sim c_p'$
 le 2 curve si convergono,
 $c_p' > c_p$



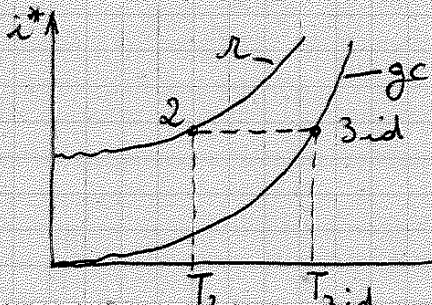
$$\Delta u^* = 0$$

$$\Delta i^* = 0$$

$$c_v \rightarrow c_p$$

$$c_v' \rightarrow c_p'$$

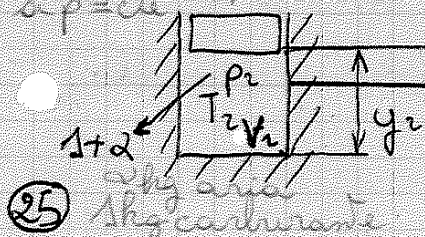
Noti i diagrammi, trovo subito T_{3id} , altrimenti uso il potere calorifico



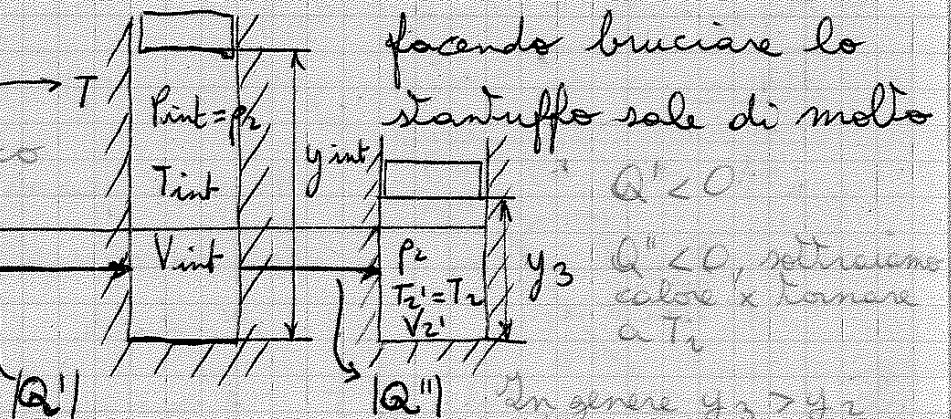
$$\Delta i^* = 0$$

$$i^* = c_e$$

Misura del potere calorifico
 $c_p = c_e$

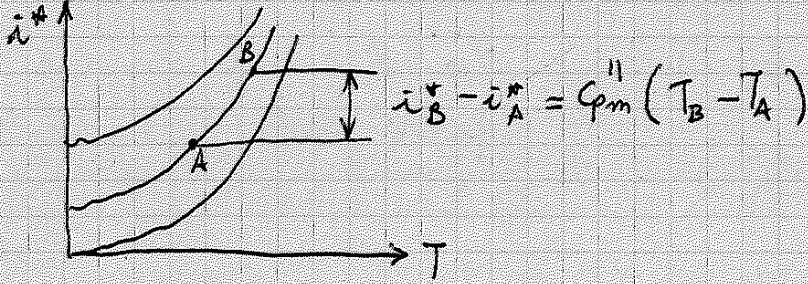


25



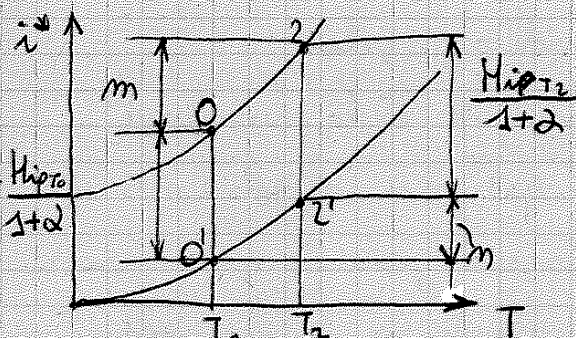
$$\lambda_2^* = \lambda_{3id}^*$$

$$\frac{H_{ipT_2}}{\Delta+d} = (i_{3id}^* - i_2^*)$$



$$\frac{H_{ipT_2}}{\Delta+d} = c_{pm}' (T_{3id} - T_2)$$

$$\frac{H_{ivT_2}}{\Delta+d} = c_{vpm}' (T_{3idv} - T_2)$$



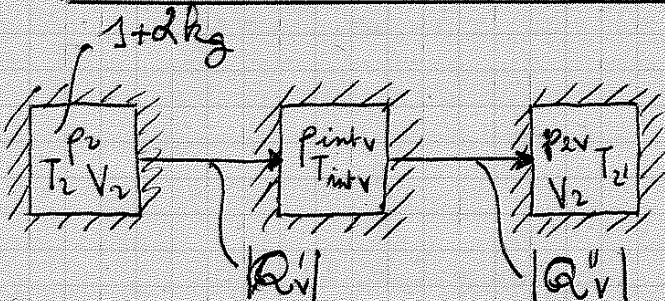
$c_m \times H_{iv}$, noto il valore ad $1 \text{ } ^\circ$ si può calcolare a qualsiasi d di $^\circ$

$$\frac{H_{ipT_2}}{\Delta+d} + c_{pm}' (T_2 - T_0) = \frac{H_{ipT_2}}{\Delta+d} + c_{pm}' (T_2 - T_0)$$

Il termine $K(T_3 - T^*)$ si introduce se $T > T^* \Rightarrow$ se c'è DISSOCIAZ°

MISCELA POVERA • $m_0 \frac{H_{ipT_2}}{\Delta+d} = c_{pm}' (T_3 - T_2) + K (T_3 - T^*)^2 - Q$ $\begin{cases} d \geq d_{st} \\ \rho = \rho_e \end{cases}$

MISCELA RICCA • $m_0 \left(\frac{d}{d_{st}} \right) \frac{H_{ipT_2}}{\Delta+d} = c_{pm}' (T_3 - T_2) + K (T_3 - T^*)^2 - Q$ $\begin{cases} d \leq d_{st} \\ \rho < \rho_e \end{cases}$



$$-H_{ivT_2} = (\Delta+d) \Delta u^* \rightarrow (i_2^* - i_2^*) \quad (1)$$

$$-H_{ipT_2} = (\Delta+d) \Delta i^*$$

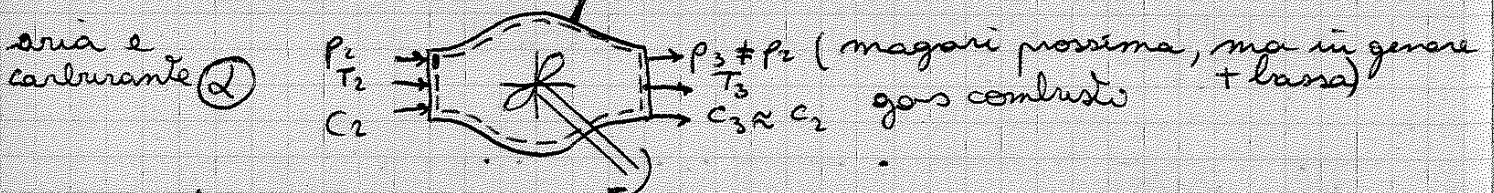
$i^* = u + pv$

(27)

A pari cond. il rapporto dei salti di t° è del 30%, m è trascurabile. ^{3 poteri calorifici m^3 - C'è solo il lavoro fornito all'esterno nella comb a p cost, $\dot{Q}_{est} = \dot{Q}_{int}$. Il 30% dell'ch serve in lavoro, $q_{ch} T_{sp} \leq T_{sv}$}

3) Combustione in flusso permanente

Vol di controllo V_c (combustore)



La variaz^o di $E_{cinetica}$ è trascurabile
Calcolare la t° di fine combustione

1° principio della termodinamica in forma locale

(ché il moto è permanente):

$$Q = \dot{L} + \Delta i^* + \Delta E_{c,w,gr}$$

$= 0$

$$Q = \Delta i^* + \Delta E_{c,w,gr} \text{ (valida sempre x flusso permanente)}$$

Consideriamo il caso ideale

$$Q = 0$$

$$\Delta E_{c,w,gr} = 0$$

Comb ideale

$$Q = \Delta i^* + \Delta E_{c,w,gr}$$

$$\Delta i^* = 0 \rightarrow \text{vale x flusso permanente, x } Q = 0, \text{ x}$$

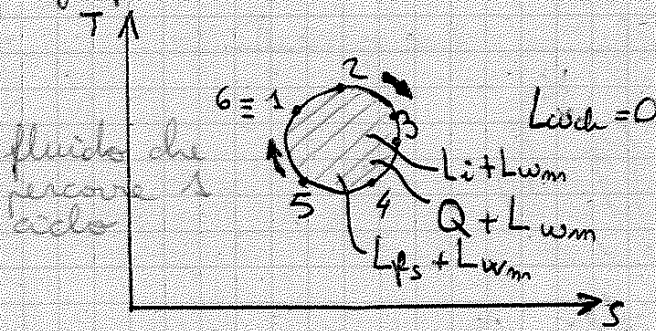
eg di comb, formalmente simile alla comb a p cost $\Delta E_{c,w,gr} = 0$, vale anche x grado di ossidat^o intermedio

L'eq che regge la comb a flusso permanente è la stessa che regge la comb a $p = cte$

Tolto il vincolo della $p = cte$, c'è il vincolo del flusso permanente

11/10/12

Significato delle aree nel TS



Qst'area può assumere vari significati (3)

$$\oint TS = \oint (dQ + dL_{wm} + dL_{wch})$$

$$\int TS = \int (dQ + dL_{wm} + dL_{wch}) = Q + L_{wm} + L_{wch}$$

$$L_{wch} = 0$$

$$\boxed{\oint TdS = Q + L_{wm}} \quad [1] \quad \text{area del ciclo}$$

possiamo cmq applicare il 1° P. in forma sostanziale ad 1kg di fluido:

$$Q = L_{ps} + \underbrace{\Delta U^*}_{=0} + \underbrace{\Delta E_c}_{=0} + \underbrace{\Delta E_w}_{=0} + \underbrace{\Delta E_{gr}}_{=0}$$

↑
fra 1 e 6

Il fluido percorre 1 ciclo e torna nelle cond iniziali. Suppongo il ciclo sia ripetuto infinite volte, diventa ciclico. Il fluido è ciclico, non la macchina.

$$\boxed{Q = L_{ps}} \quad [2]$$

1° P. in forma locale:

$$Q = L_i + \underbrace{\Delta c^*}_{=0} + \underbrace{\Delta E_c}_{=0} + \underbrace{\Delta E_{gr}}_{=0}$$

$$\boxed{Q = L_i} \quad [3] \Rightarrow \text{1 fluido che percorre 1 ciclo } Q = L_{ps} = L_i$$

$$\oint TdS = Q + L_{wm} = L_{ps} + L_{wm} = L_i + L_{wm} \quad [4]$$

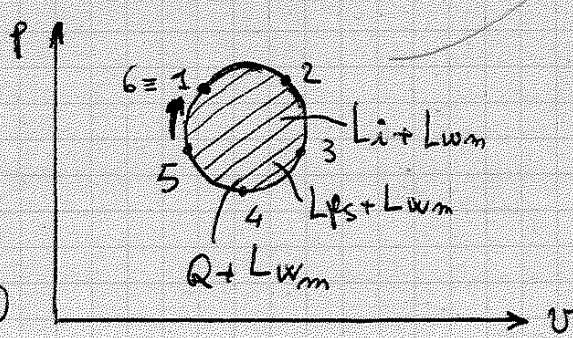
$$\boxed{Q = L_{ps} = L_i} \quad [5]$$

Il fluido torna alle cond iniziali, l'area nel T-S e nel p-v son equivalenti (le aree si esprimono in J/kg)

$$Q + L_{wm} = \Delta U^* + \int p dv$$

$$\int p dv = Q + L_{wm} - \Delta U^*$$

$$\oint p dv = Q + L_{wm} - \underbrace{\Delta U^*}_{=0} \quad (L_{wch} = 0)$$



31

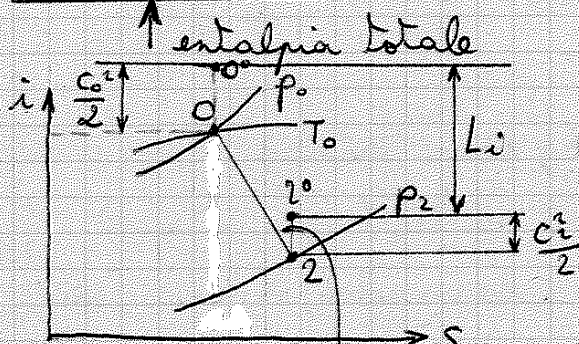
$$Q = \frac{\dot{Q}}{m} \approx 0$$

$$L_i = -\Delta i - \Delta E_c$$

$$L_i = (i_0 - i_2) + \frac{C_0^2}{2} - \frac{C_2^2}{2}$$

$$i^0 = i + \frac{C^2}{2}$$

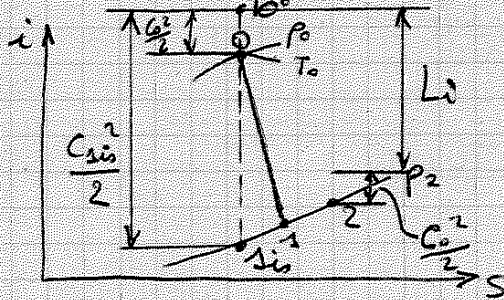
$$L_i = i_0^0 - i_2^0 = -\Delta i^0$$



potrebbe essere 1 seghettata

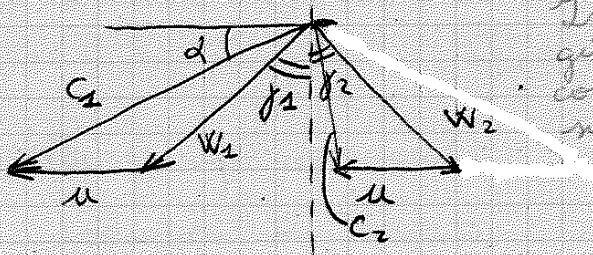
Turbine ad as:

Sen turbine particolari



L'espansione avviene in
nel distributore

Si può disegnare il triangolo usuale della vel della macchina



In genere le palette delle
giranti in simmetriche e cioè
compresa da w_1 e w_2 siano
simmetriche

$$W_2 = \psi W_1$$

$$\frac{C_{1s1}^2}{2} = (i_0 - i_{s1s}) + \frac{C_0^2}{2} \Rightarrow C_{1s1} = \sqrt{2(i_0 - i_{s1s}) + C_0^2}$$

(33)

$$\alpha_A = \frac{c_1 \cos \alpha_1}{2}$$

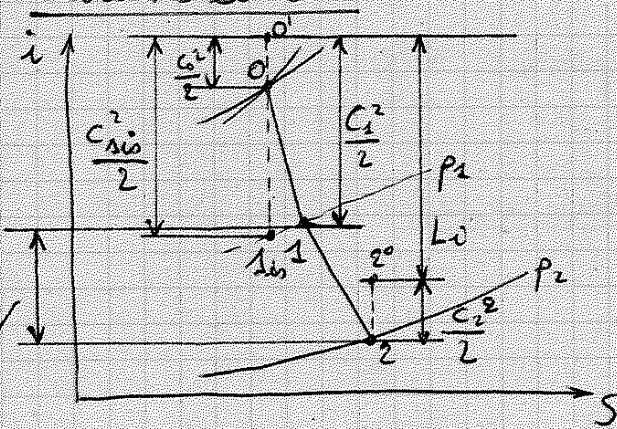
$$\frac{u}{c_1} = \frac{\cos \alpha_1}{2}$$

$$\alpha_B = c_1 \cos \alpha_1 \Rightarrow \frac{u}{c_1} = \cos \alpha_1$$

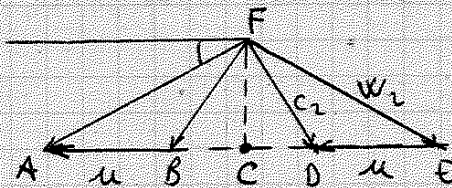
In O e B, $\eta = 0$

$c_2 \neq 0$

Turbine a r° :



$$\frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2} + \frac{u^2}{2} - \frac{u^2}{2}$$



$$|c_1| = |w_2|$$

$$|w_1| = |c_2|$$

Gradi di r° :

*
$$\chi = \frac{\Delta_{sig}}{\Delta_{sig} + \Delta_{gg}}$$

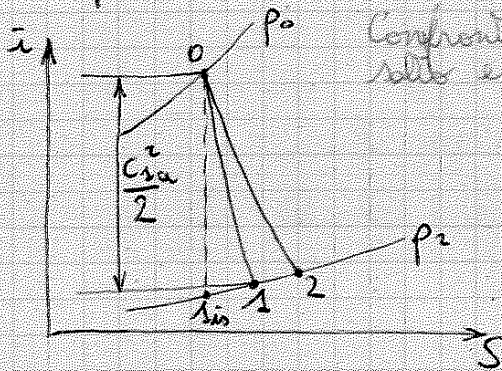
\rightarrow tende a 0 x le turbine ad α° dov'è l'espansione nel distributore
 } g: girante
 } d: distributore

$$0 < \chi < 1$$

$\chi \approx 0.5$ (si espande metà nella girante e metà nel distributore) x le turbine a r°

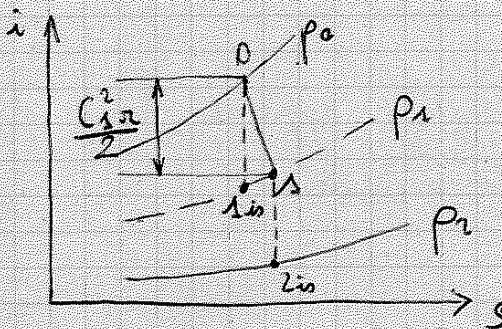
15/10/12

Confronto delle turbine ad α° e delle turbine a r°



Confronto di 1 turbina ad α° e 1 a r° in pari
 allo entalpico

Turbina ad α° :
 Supponiamo che $C_0 \approx 0$



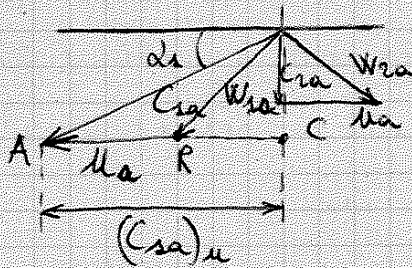
Turbina a r°

Hp: $C_0 \approx 0$

$$\frac{C_{1r}^2}{2} \approx \frac{1}{2} \frac{C_{1a}^2}{2} \Rightarrow C_{1r} \approx 0.7 C_{1a}$$

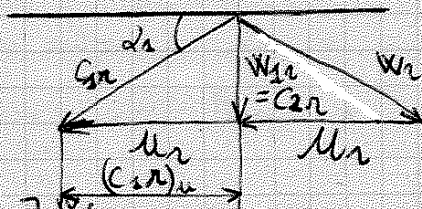
Vediamo i triangoli di vel:

T.A.



C_{1a} è quasi assiale, in qst modo è la + piccola possibile (enti nel successivo distributore)

T.R.



Anche qui C_r è il + piccolo possibile, è assiale

$$W_{1r} \approx 0.7 W_{1a}$$

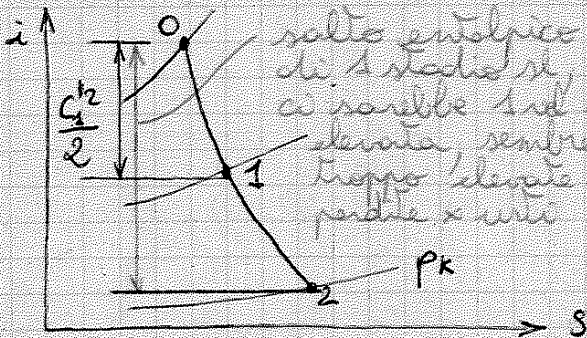
$$C_{1r} \approx 0.7 C_{1a}$$

La u non si riduce, ma aumenta.

$$u_a = \frac{1}{2} \frac{C_{1a} \cos \alpha}{(C_{1a})_u}$$

Meglio + stadi o 1 singolo stadio?

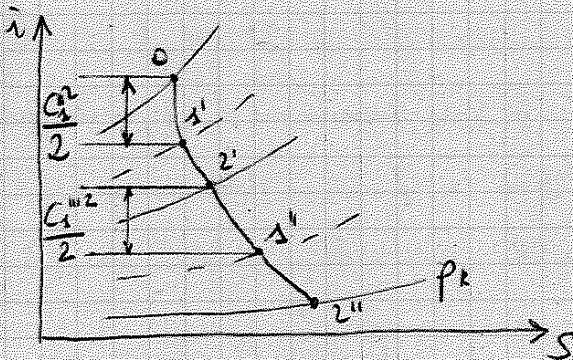
Erasionamento dell'espansione in + stadi
 Caso di 1 st stadio.



salto entalpico di 1 stadio
 ci sarebbe un troppo elevata, sembrerebbe troppo elevate le perdite x urto

$C_0 \approx 0$ la $\frac{C_1^{12}}{2}$ è dimezzata risp ad 1 stadio singolo, ma c'è 1

Si divide ora il salto in 4 parti (2 stadi)



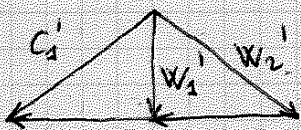
Ogni salto è circa la metà di qlo della macchina ad ar°

* la $\frac{C_1^{12}}{2}$ è dimezzata risp ad 1 stadio singolo, ma c'è 1 $\frac{C_1^{12}}{2}$ anche nell'°

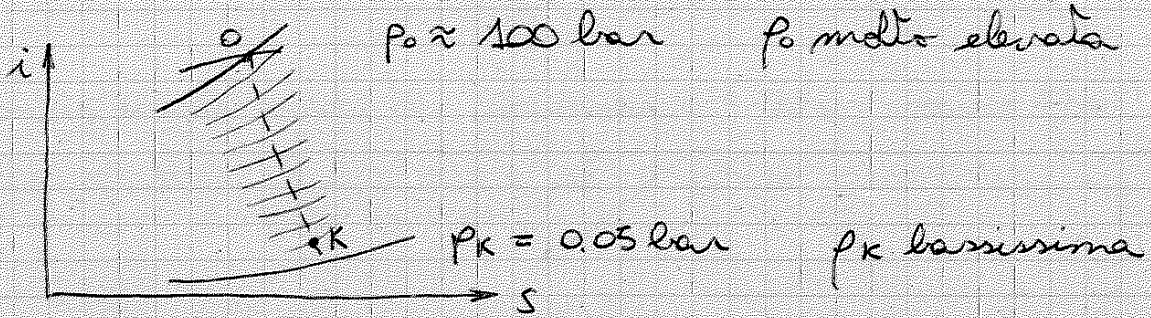
stadio x urto, perché le perdite x urto in proporzionali alle $\frac{C^2}{2}$, le perdite x urto in ingresso alla girante in v equivale. Analogia discorso x l'ingresso di distribuzione

$$\frac{C_1^{12}}{2} \approx \frac{C_1^{12}}{2} \approx \frac{1}{2} \frac{C_1^{12}}{2}$$

perdite all'imbocco girante $\sim \frac{W_1^2}{2}$

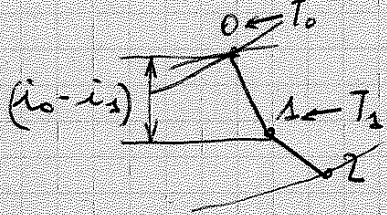


Nella stadio singolo c'è 1 certa perdita all'imbocco della girante, mentre nella TR le perdite in la metà. * Tuttavia in generale le perdite su le stesse xché da 1 parte ho 1 girante \Rightarrow delle perdite, dall'altra parte ho 2 " ognuna metà perdite, ma le perdite si sommano \Rightarrow = perdite x urto



Ci si va volentieri al moto assoluto che le perdite in lassa.

X questioni strutturali, $i_0 - i_1$ deve essere il + alto possibile x abbassare la t° da T_0 a T_1



Il 1° stadio è + sollecitato del 2° che le t° sn + alte \Rightarrow si cerca di far

espandere il + possibile affinché la t° sia + bassa.

$i_0 - i_1 = \frac{c_1^2}{2}$ \Rightarrow il l è dato dalle palette della girante sollecitate a caldo o forza centrifuga. Si mette T_0 alta, si espande molto nel distributore, con nel pto 1 (1a girante) si digi.

$c_1 \approx 600 \div 700 \text{ m/s}$ (vel anche supersoniche in uscita dal 1° distributore)

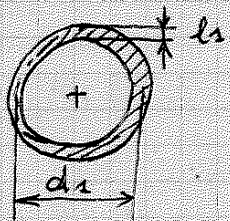
sonica

X avere T bassa si alza c_1 , nel 1° distributore si mole v molto

Eq di portata x turbine a r° :

$$\dot{m}_1 = \xi \pi d_1 l_1 \cdot c_1 \sin \alpha_1 \cdot \rho_1$$

↑ in ingresso alla 1° girante



$\rho_1 \rightarrow$ in testa è ancora molto alta, anche se ho espanso molto

Se $\frac{l_1}{d_1} \ll 1 \Rightarrow \text{area} = \pi d_1 l_1$

$l_1 \rightarrow$ lunghezza palette

ξ : coeff d'ingombro delle pale (0.96 ÷ 0.95)

Cn p_1 alta e c_1 alta, $\pi d_1 l_1$ deve essere molto

piccola fatti i calcoli, x soddisfare in,

(41)

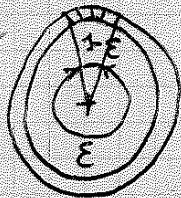
$$d_{1a} \approx \frac{1}{2} d_{1r}$$

$$l_{1a} = 2 \div 4 \text{ mm}$$

A parità di gioco l_{1a} è il doppio \Rightarrow le perdite si m. dimezzate

da macchina ad az° può essere parzializzata

il 3° lavoro



Si possono avere palette su 1 certo angolo ma nn sul successivo \Rightarrow la macchina è

parzializzabile.

L'eq di portata è: \rightarrow qui c'è la parzializzaz°

$$\dot{m} = \underbrace{\xi \pi d_1 l_1 (1-\varepsilon)}_{\text{area utile}} \cdot c_1 \cdot \sin \alpha_1 \cdot \rho_1$$

$$\varepsilon = 0.9$$

Si pensa a 1 parzializzaz° 9/10: $(1-\varepsilon) = 0.1$

$\Rightarrow l_1$ aumenta 10 volte $\Rightarrow l_1 = 20 \div 40 \text{ mm}$

(la questione del vapore che sfugge è quasi insignificante).

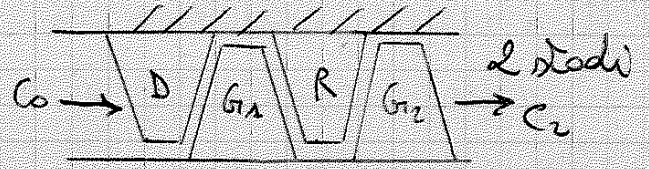
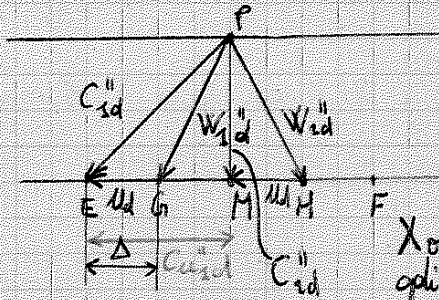
M.A.: $\eta \downarrow$, ma la questione di portata di inizio espansione nn la peggiora, mentre la M.R. sulla carta è migliore ma se si analizza la portata le sue caratteristiche degradano

Problemi di fine espansione:

$$\dot{m} = \xi \pi d_k l_k c_k \sin \alpha_k \rho_k$$

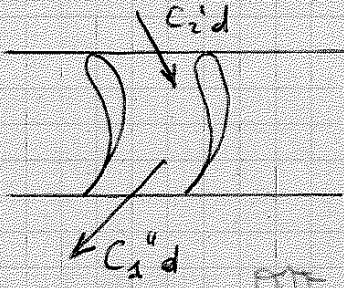
In coda ρ_k è molto bassa, \rightarrow la densità può cambiare anche di 1000 volte. occorre \uparrow ma d'che l'che c_k (ma c_k nn troppo \times nn \uparrow le perdite nell'ultimo stadio)

$\pi d_k l_k$ deve essere molto alta, ma la turbina



Nota su in perdita
 op. il raddobbiatore ribalta C_{1d} in C_{2d}''
 (introduce)

In R si cambia sl la dir della vel



$$|C_{1d}''| = |C_{2d}''| \text{ con } \varphi = 1$$

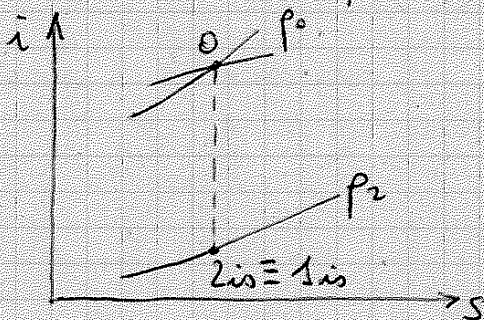
$$\varphi = 1$$

Stengo lo stesso lavoro di 1 stadio singolo, a par C_{1d} e C_{2d} .

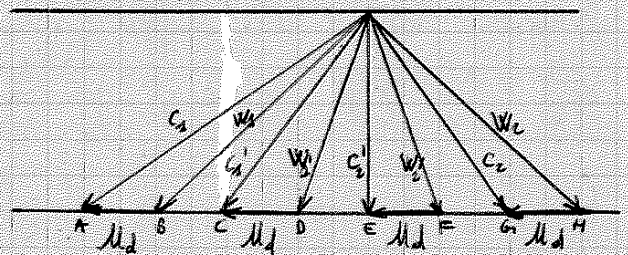
La macchina ha 2 stadi che sn perfetti tranne l'Ec di scarico.*

Cu le ip fatte, la macchina è equivalente a qlla a 1 sl stadio. Edse stengono lo stesso lavoro.

Ad la macchina è a stadio singolo l'espansione è identico a qlla di stadio doppio.



* 2° STADIO:



L' unica perdita della macchina singola è $\frac{C_{2s}^2}{2}$

Doppia: perdita = $\frac{(C_{1d}'')^2}{2} = \frac{C_{2s}^2}{2}$

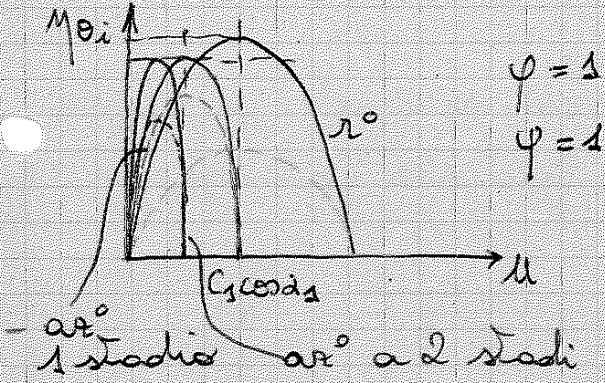
Le 2 macchine hanno perdite = \Rightarrow stesso lavoro.

$L_i = cte$

$\eta_{0i} = cte$

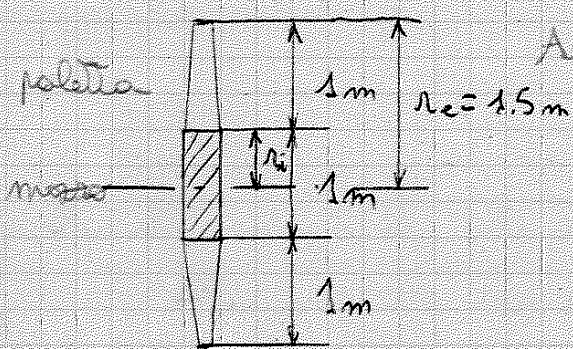
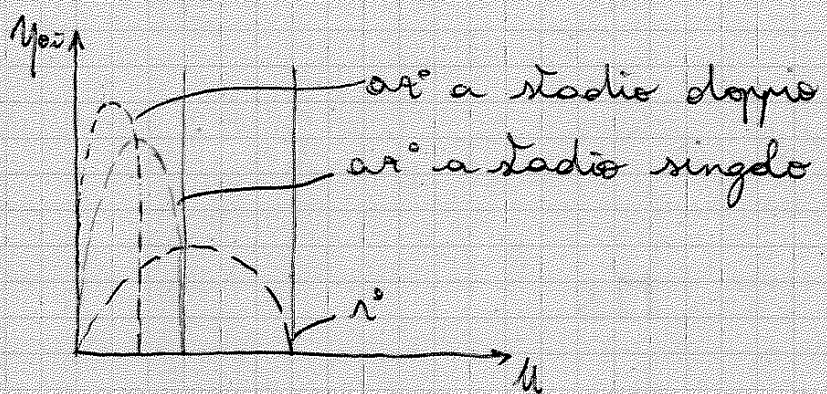
Dall'esterno i 2 casi sn presentano differenze, hanno lo stesso lavoro.

(45)



Il max di η_{p_i} a la turbina ad ar^0 è leggermente + basso di qlla a r^0 . Tale in generale, anche in $\psi \neq 1$.
 Vale se si considera il tur di scarico pava, a macchina ad 2 stadi (in genere si si fanno + stadi, fino a 15-20) tale sempre.

Nel mmt in cui si tiene conto delle perdite e fughe al 1° stadio la MR diventa

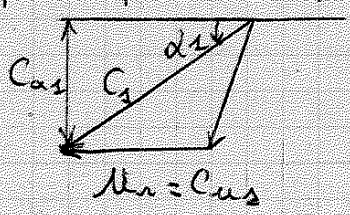


Arrivati a qste dimensioni, c'è il di resistere alle l' delle palette, soggette a F centrifuga (tirare) e anche flessione).
 Si vorrebbe ancora l' e soldare m, ma c'è qst l'

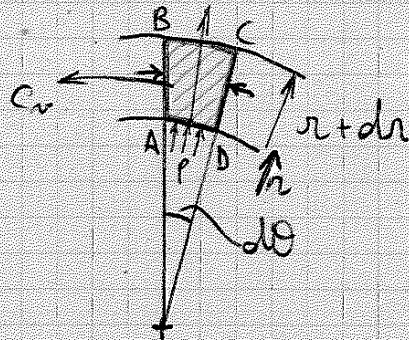
$\frac{l_s}{d_s} \ll 1$
 In 1 paletta alta così la u varia molto lungo il raggio, e triangoli di velocità variano dalla radice alla pta. Il problema si risolve svergolando le pale

do $r_i = 0.5m$

Non si può pensare di fare 1 unico triangolo di vel.
 \exists 1 triangolo \neq da raggio a raggio



Svergolamento a vortice libero. In le palette lunghe mti il fluido egira con sul raggio medio, qst accade se $q d \ll d$

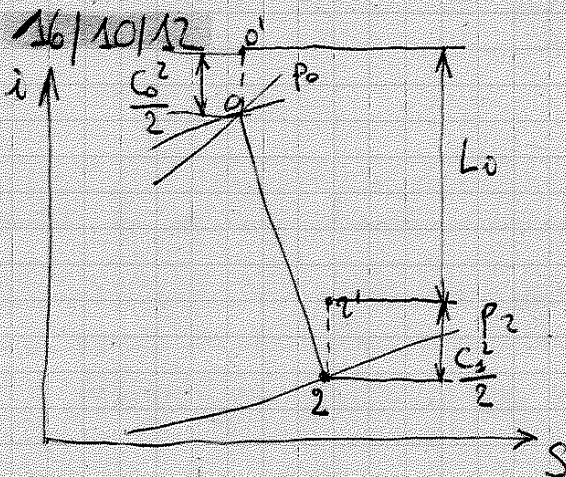


Si tiene conto della 3^a dimensione

L'el è di profondità unitaria

L'el m ha acceleraz^o lungo il raggio \Rightarrow le forze applicate sull'elementino su null. L'el si sposta m dato raggio seguendo la traiettoria circolare \Rightarrow la forza centrifuga e di pressione w m .

Ci m 3 eq differenziali che permettono di risolvere il problema



- 1) $i = \text{cte}$ al variare di $s \Rightarrow L_0 = \text{cte}$
- 2) $s = \text{cte}$ " " " " $\Rightarrow L_{wm} = \text{cte}$
- 3) $G_2 = 0 \quad \Rightarrow \quad \gamma_{2c} = \text{cte}$
- 1) + 2) $\Rightarrow p_2 \approx \text{cte}$

49

Forze ^{delle} pressioni: $dp \cdot r d\theta$ verso il basso

Forza centrifuga: \hookrightarrow forza derivante dalle pressioni

$$dF_c = \text{massa} \cdot \text{accelerazione} = \underbrace{r d\theta \cdot dr \cdot 1}_{\text{volume}} \cdot \rho \cdot a_c$$

\uparrow
accelerazione centrifuga

da $a_c = \frac{C_u^2}{r}$ (da riportare a dF_c)

$$dF_c = r d\theta dr \cdot \rho \cdot \frac{C_u^2}{r} \quad (2)$$

$$dp \cdot r \cdot d\theta = d\theta \cdot dr \cdot \rho \cdot C_u^2$$

$$\boxed{\frac{C_u^2}{r} = \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr}} \quad (3) \text{ eq. della dinamica del fluido}$$

1) $i^0 = \text{cte}$ al variare di r

$$i^0 = i + \frac{c^2}{2} = i + \frac{C_u^2}{2} + \frac{C_v^2}{2} + \frac{C_u^2}{2} = \text{cte al variare del raggio}$$

$C_v = 0$

derivandola risp a r :

$$\frac{di^0}{dr} = \frac{di}{dr} + \frac{2C_u}{2} + \frac{dC_u}{dr} + \frac{2C_u}{2} \frac{dC_u}{dr} = 0 \quad (\text{che } i^0 = \text{cte})$$

$$\boxed{\frac{di}{dr} + C_u \frac{dC_u}{dr} + C_u \frac{dC_u}{dr} = 0} \quad (4)$$

2) $S = \text{cte} \Rightarrow dS = 0$ al variare di r

2° principio della termodinamica:

$$T dS = dU_e + p dV = di - v dp \quad (dU_e = 0 \text{ che mi ho } r^0 \text{ in altro})$$

$(dU_e = 0)$

Dividiamo $\times dr$ e annullo:

$$\frac{T dS}{dr} = \frac{di}{dr} - \frac{v dp}{dr} = 0$$

(51)

formano nei flussi).

$$\frac{d(Cu r)^2}{dr}$$

Dimostrazione risolutiva:

1 sol può essere $\begin{cases} Ca \cdot r = cte = C_{ui} \cdot r_i \\ Ca = cte \end{cases}$ * nel dire $i=4,5$ C_{ui} $C_{u=0}$

$$\frac{Cu^2}{r} + \cancel{Ca \frac{dCa}{dr}} + Cu \frac{dCu}{dr} \rightarrow Cu = \frac{C_{ui} r_i}{r}$$

comprende il le ip fatti

$$\frac{C_{ui}^2 r_i^2}{r^3} + \frac{C_{ui} r_i}{r} \frac{d(C_{ui} r_i)}{dr} =$$

$$= \frac{C_{ui}^2 r_i^2}{r^3} + \frac{C_{ui} r_i}{r} \cdot C_{ui} r_i \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{r} \right) = 0$$

$-\frac{1}{r^2}$

⇒ è verificato che la (6) ammette em sol *

Il ciò è valido x turbine a vapore

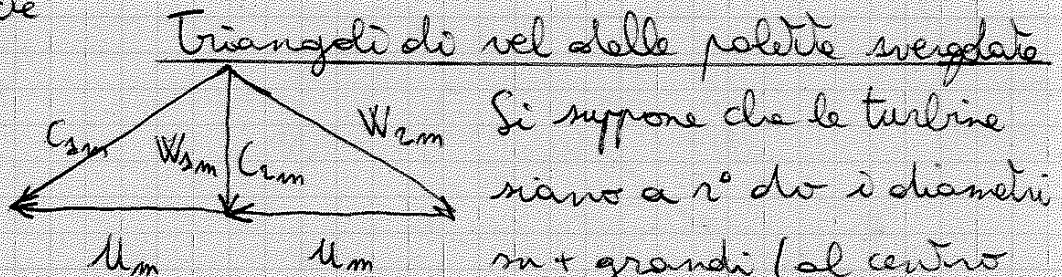
- " " gas
- Turbocompressori

⇒ x tutti i casi in cui c'è 1 problema di qst tipo

Mye

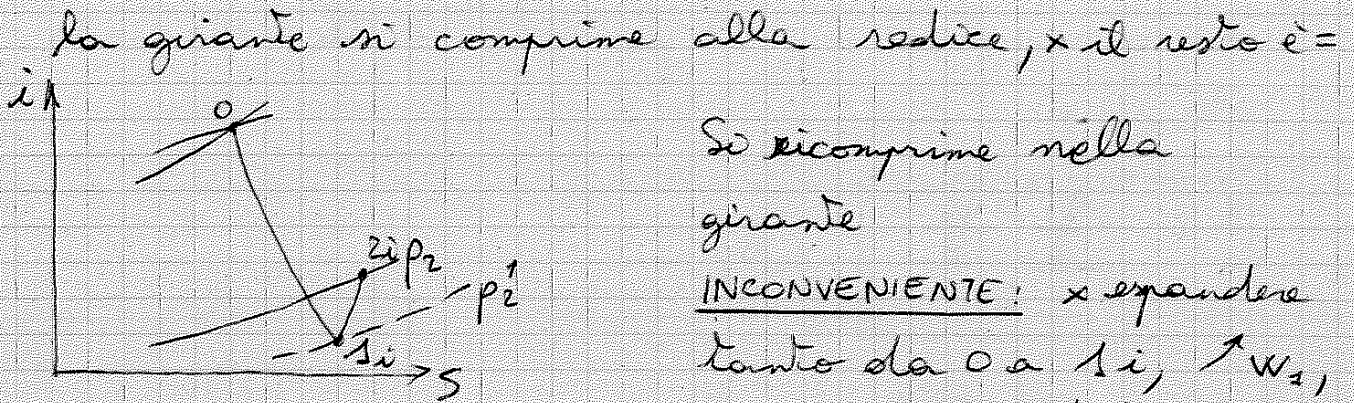
$$\text{Sol: } \begin{cases} Cu r = cte \\ Ca = cte \end{cases}$$

$$C_{a1} = C_{a2}$$



Si suppone che le turbine siano a r^o do i diametri $m +$ grandi (al centro della turbina)

La l_2 è 1 cte



la girante \Rightarrow si hanno perdite molto $>$ risp a quelle che ci dovrebbero essere (l'ip. $S=cte$ è scongiurata.)

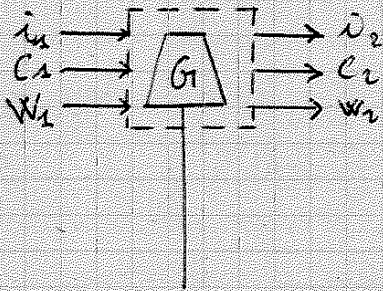
Si hanno problemi non indifferenti nell'espansione eccessiva, seguita da compressione nella girante.

(nel distributore)

Al max \downarrow vogliamo $h=0$, se un salto 0 si sdoppia in 2 turbine, con ho palette + lame.

Consideriamo la girante:

$$R = \frac{\Delta i_g}{L_i}$$



$$Q = L_i + \Delta i + \Delta E_c + \Delta E_w + \Delta E_{gr}, \text{ essendo il sist}$$

x, y, z rotante \Rightarrow

$$Q \approx 0 = L_i + \Delta i + \Delta E_c + \Delta E_w + \Delta E_{gr} \approx 0$$

$$i_2 - i_1 + \frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2} - \frac{u_2^2}{2} + \frac{u_1^2}{2} = 0$$

$(u_1 \approx u_2) \Rightarrow$ il sist ruota cmq

$$\textcircled{55} \Delta i_g = i_1 - i_2 = \frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2} \quad (a)$$

* Radice:

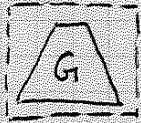
Inizialmente: $W_{2i} \rightarrow W_{1i}$

Però: $W_{2i} < W_{1i}$

Dalla (b), $R \rightarrow 0$ dapprima
poi $R < 0$ inevitabilmente

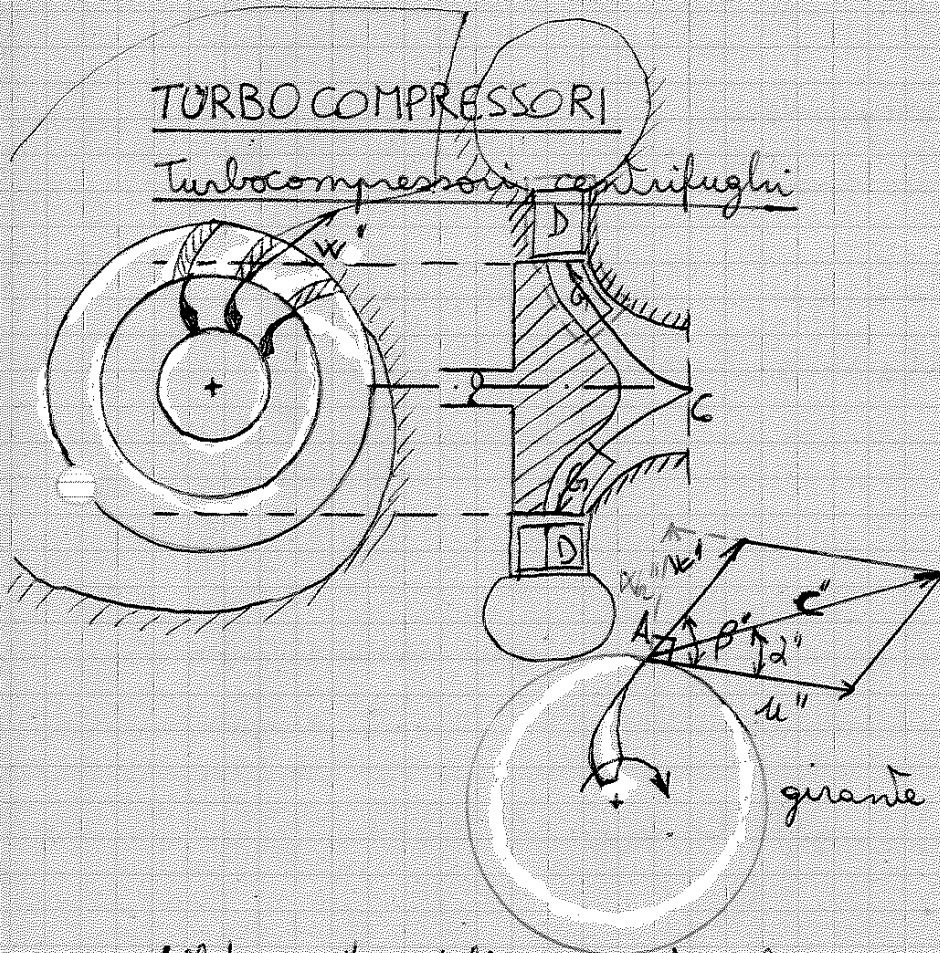
$$L_c = -L_i$$

$$Q + L_c = \Delta i + \Delta E_c + \Delta E_w + \Delta E_{gr}$$



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

$$\Delta i_g = \frac{W_1^2}{2} - \frac{W_2^2}{2}$$



All' uscita della girante la vel del compressore è abbastanza alta.

Cerchiamo di convertire E_c in uscita dalla girante

$$\psi = \frac{W_{r''}}{u''}$$

↑
coeff di portata

Il turbocompressore è descritto in base ai seguenti coeff:

$$\psi = \frac{L_c}{\frac{u''^2}{2}}$$

← coeff di dispersione

$$\xi = \frac{L_{wm}}{\frac{u''^2}{2}}$$

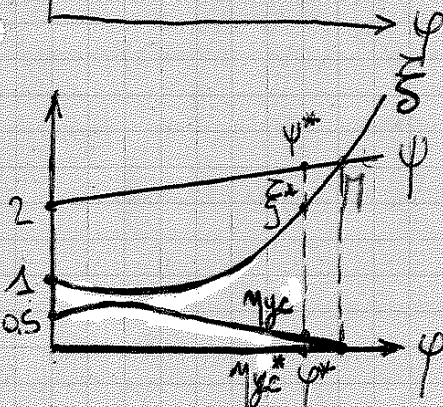
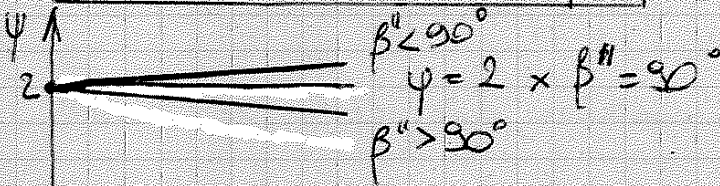
↑
coeff di perdita

$$\chi = \frac{\Delta i_{og}}{\Delta i_{og} + \Delta i_{id}}$$

$$\tau = \frac{\rho T_2}{\frac{u''^2}{2}}$$

← coeff termometrico
 T_2 : t° di ingresso

$$\eta_{gc} = \frac{L_c - L_{wm}}{L_c} = \frac{\psi - \xi}{\psi}$$



In M, $\psi = \xi$

$$\chi \phi^* = cte, \begin{cases} \psi = cte \\ \xi = cte \\ \eta_{gc} = cte \\ \chi = cte \end{cases}$$

+ i triangoli di vel su simili (similitudine fluidodinamica)

59

far lavorare i compressori nello stesso pt K.
 lavorano a $\beta = cte$

$$\frac{m \sqrt{RT}}{P_s (d'')^2}$$

Se lavoriamo su 1 pt K che sta sulle curve $\frac{m d''}{\sqrt{RT_s}} = cte$
 allora abbiamo che:

$$\frac{m d''}{\sqrt{RT_s}} = cte$$

$\sqrt{RT_1} = \sqrt{RT_2}$ xché hanno lo stesso β

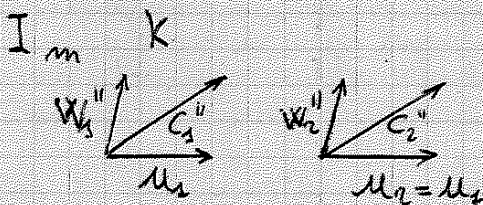
$$\Rightarrow m d'' = cte$$

$$\Rightarrow \underbrace{m_1 d_1''}_{d m_1} = \underbrace{m_2 d_2''}_{d m_2}$$

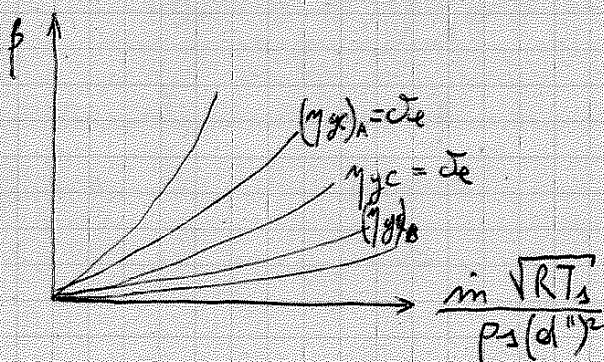
i triangoli di vel su identici

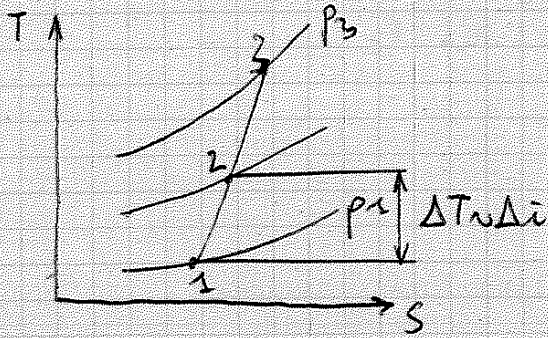
$\Rightarrow u_1 = u_2$ (x lavorare nello stesso pt della caratteristica)

K è 1 pt a pari φ .



3 curve isorendimento e le curve a rendimento $\beta = cte$:





Caratteristiche:

- in elevato
- β piccoli (~ 1.1 a stadio, in 1 turbo compressore si può arrivare a 2)
- diametro esterno d_e e interno d_i variabile

Nella G si entra in 1 e si esce in 2.

Macchine che β bene $\times \beta = 1.1$

1 compressore assiale è multistadio

Le somiglianze in molte in termini di funzionamento.

Le palette si svergolano se su lunghe. Nei compressori assiali le pale non sono svergolate, \times motivi di rendimento, ma soprattutto \times evitare incidere che danno distacco della vena fluida.

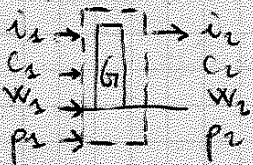
- 1 corrente fluida, in termini di espansione, tende a rimanere attaccata alle palette (è rarissimo il distacco dalle palette) \rightarrow "DISTACCO DI VENA"
- In fase di compressione, il distacco di vena è facile che avvenga ma bisogna scongiurarlo \rightarrow le palette devono essere svergolate

Si def 1 grado di r° : $R = \frac{\Delta i_g}{L_c}$

\rightarrow lavoro di compressione

* 1° principio in riferimento rotante:
(è di nuovo uscita - ingresso)

$$\dot{Q} + \dot{K}_c = \dot{\Delta i} + \dot{K}_c / \omega \quad (L_c = -h_i) \rightarrow \times \text{non avere } R < 0$$



Quando la G in 1 vol di controllo $\Delta i_g + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} - \frac{u_2^2 - u_1^2}{2} = 0$ che $u_2 = u_1$

$$\Delta i_g = \frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2} \quad (\text{da dimostrare all'esame})$$

63

dello studio precedente.

Essendoci studi successivi, non è necessario che $c_2 \rightarrow 0$,
 la ridur° si fa ma non necessariamente a 0.

$\Delta E_c \neq 0$ (tra ingresso e uscita)

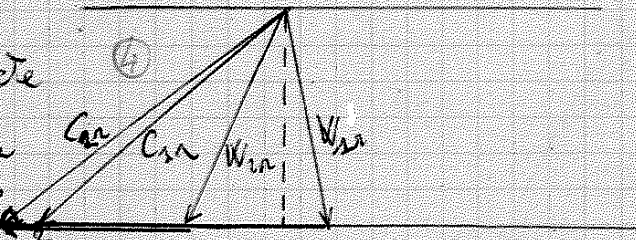
$$Q + L_c = \Delta i + \Delta E_c + \Delta E_w + \Delta E_{gr}$$

α, β, γ inverteali \rightarrow normalmente non è trascurabile.

Svergolamento:

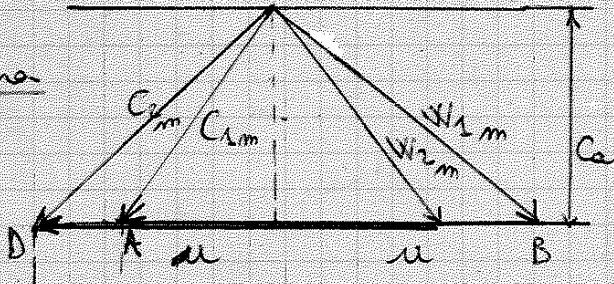
$$\begin{cases} C_{u1} = c_{1e} \\ C_a = c_{2e} \end{cases}$$

$$C_a = C_{a1} - C_{a2}$$



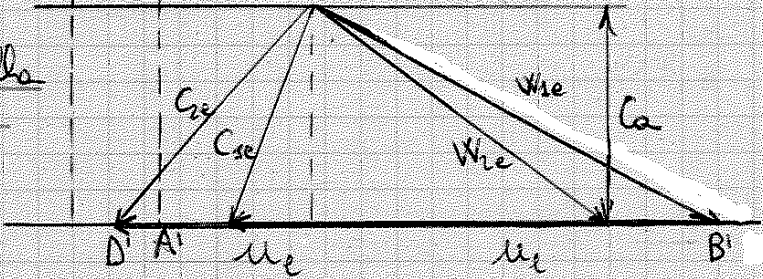
* $W_{1r} > W_{2r}$, sempre che $R < 0$ (\rightarrow ha l'espansione nella (7))

② Sec° mediana



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

③ Punto della poltina

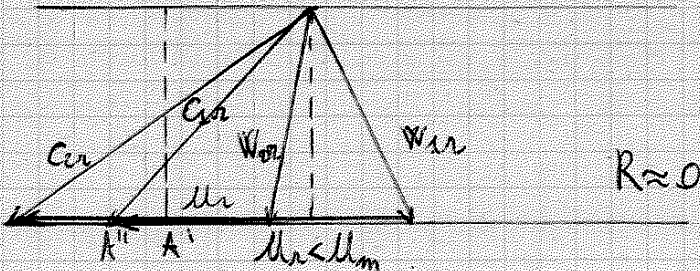


$$R \rightarrow 1$$

$$C_{2e} < C_{1m}$$

$\alpha \rightarrow c' e' \rightarrow$ avvicinamento all'asse $\Rightarrow C_{2e} \approx C_{1e} \Rightarrow R = 1$

④ Radice



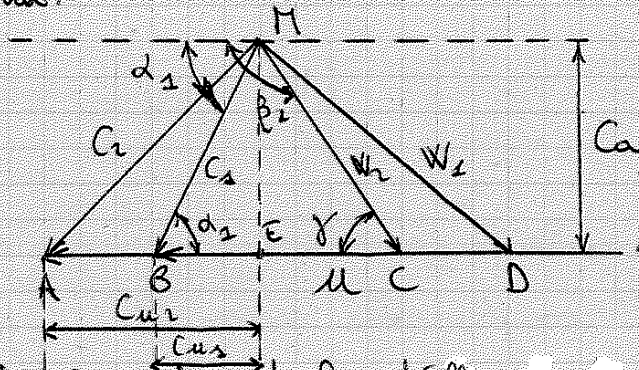
$$W_{1r} > W_{2r}$$

$$R \approx 0$$

*

65

Triangoli di vel delle palette di 1 compressore assiale ad altezza media:



α_1 è imposto dal diffusore precedente, è l'angolo costruttivo con β_2 che è imposto dal profilo della palette α_1, β_2 imposti di

$$\gamma = 180^\circ - \beta_2$$

$$*l_c = u(C_{u2} - C_{u1})$$

$$C_{u1} = Ca \cotg \alpha_1$$

$$*\varphi = \frac{Ca}{u}$$

$$C_{u2} = \overline{AC} - \overline{EC} = u - \overline{EC}$$

$$= u - Ca \cotg (180^\circ - \beta_2) = u + Ca \cotg \beta_2$$

dato che:

$$\overline{EC} = Ca \cotg \gamma = Ca \cotg (180^\circ - \beta_2)$$

$$l_c = u [u - Ca \cotg (180^\circ - \beta_2) - Ca \cotg \alpha_1]$$

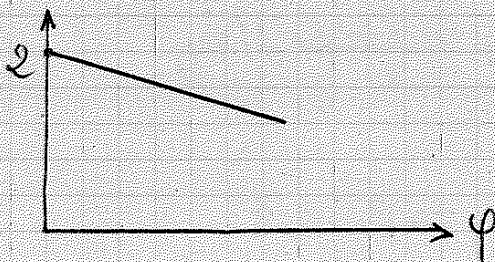
$$= u [u + Ca \cotg \beta_2 - Ca \cotg \alpha_1]$$

$$\psi = \frac{l_c}{\frac{u^2}{2}} = 2 \frac{u^2 [1 + \underbrace{(Ca/u) \cotg \beta_2}_{\varphi} - \underbrace{(Ca/u) \cotg \alpha_1}_{\varphi}]}{u^2}$$

$$\Rightarrow \boxed{\psi = 2 [1 + \varphi (\cotg \beta_2 - \cotg \alpha_1)]}$$

parte da 2

è 1 retta che al variare di φ ,



$\beta \approx 1.1$ tipico di 1 stadio singolo di 1 compressore assiale

x 1 compressore centrifugo $\beta \approx 15$.

Ogni macchina ha delle prerogative che esaltano le sue caratteristiche.

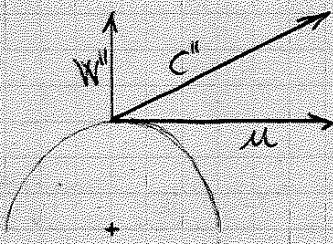
1^a differenza: $\beta_{alt} > \beta_{bass}$

2^a " : x compressori assiali $\eta_{c} > \dots$ che x i compressori centrifughi

3^a " : portate + alte negli assiali

$\beta = 1.5$ si raggiunge xché $L_c = cte \Rightarrow$ anche con η bassi si raggiunge tale valore

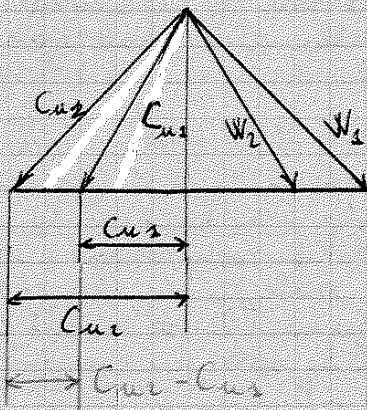
I compressori assiali in uso è la grande in che risent od laborale anche x 1 stadio c'è il rapporto di compressione medio basso



$$L_i = u_2 c_{u2} - u_1 c_{u1}$$

\downarrow \downarrow
 u u

$$\Rightarrow L_i = u^2$$



$$L_c = u(c_{u2} - c_{u1}) \approx \frac{1}{5} u^2$$

$$\approx \frac{1}{5} u \rightarrow c' \text{ è } \frac{1}{5} \text{ di differenza}$$

nell'assiale avrà L_c e β molto + bassi

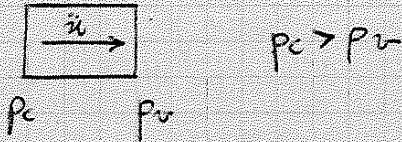
Setta del compressore (ms lo chiede)

ni β m

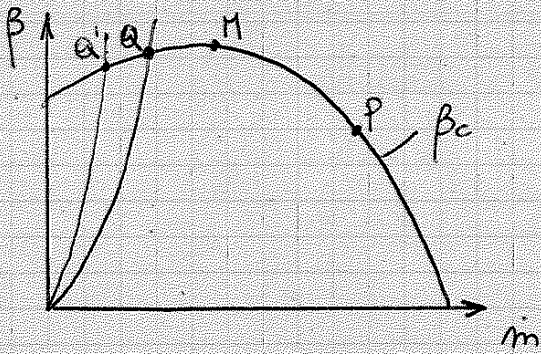
$$\lambda = \frac{(2 L_{ci})^{3/4}}{2 m \sqrt{\pi m v_2}}$$

Compressori \neq hanno η diversi

ricreare.

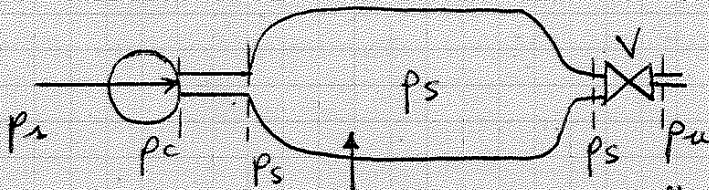


Il sist è stabile



Q è 1 pto stabile;
 anche Q' che è nella zona
 proibita è stabile. Ma qst
 è 1 caso rarissimo di
 avere 1 condotto così
 breve da essere considerato
 rigido.

② Ci cambia radicalmente qd nel compressore e utente è
 inserito 1 serbatoio.
 In realtà, il caso reale è ≠: c'è 1 capacità
 (serbatoio o condotti) e poi l'utenza



serbatoio molto grande

La presenza della capacità nel mezzo, fa sì che
 i pti di tipo P siano stabili, mentre i
 pti di tipo Q siano instabili. ⇒ a parità
 di cond il condotto è stabile se la curva è
 a dx e instabile se a sx

X capire bisogna fare delle ip. semplificative:

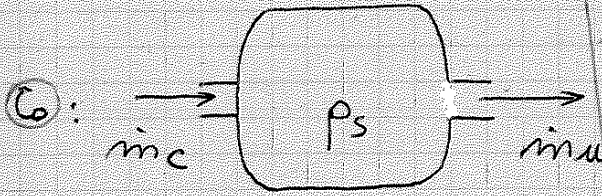
1) compressore veloce nei suoi adeguamenti (+ del
 serbatoio che è il + lento di tti, + è grande + è lento)

2) serbatoio ^{grande} molto lento ad adeguarsi

3) condotto tra compressore e serbatoio breve

C_i : pto caratteristica del compressore
 U_j : " " dell'utente
 S_k : " " del serbatoio

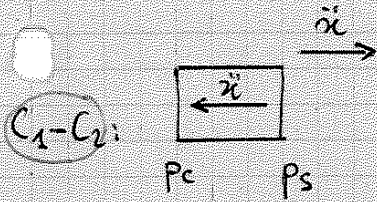
Inizialmente in nel pto C_0 e $P_c = P_s = P_u$. Se x qualsiasi motore mi sposta a sx del pto C_0 in 1 pto C_1 avrò 1 $P_c = P_u$ e 1 $P_s = P_u > P_c$ che il



serbatoio varia lentamente la sua pressione e ha un P_s .
 Grazie alla decelerazione del fluido nel condotto l, $m_c \downarrow$ mentre m_u resta vte che il serbatoio ha grande capienza. Il serbatoio tende a smaltirli ed \downarrow la pressione P_s , mentre m_c tende a \downarrow in P_c che \leq di P_s .

$P_s = cte$ se $m_c = m_u$

$m_u \uparrow cte$
 $m_c \downarrow$ } P_s scende ma molto lentamente, + il serbatoio è grande + scende piano



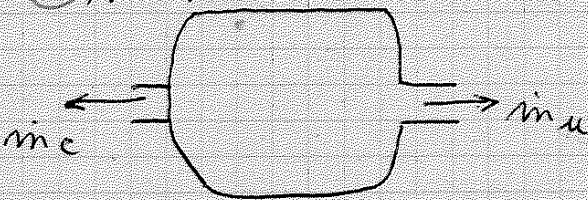
In C_2 siamo nella stessa cond di C_1 , $m_c \downarrow$ a causa dell'accelerazione nel condotto causata dalla differenza di pressione ai capi di qst ($P_c < P_u$), si ottiene anche $P_c < P_u$ (ma P_c resta ancora $<$ di P_u), il serbatoio si svuota

$P_c < P_s$ $\dot{x} < 0$
 $m_c \downarrow$

ralleza

\downarrow la portata il compressore deve entrare nel campo delle portate \ominus che esalta ancora di + il Δ .

$C_3, P_c < P_s$ $\dot{x} < 0$ ($\dot{x} < 0$) $m_{c3} < 0 \rightarrow$ ciò comporta gravi conseguenze sul compressore



si svuota prima

Il serbatoio si svuota da entrambi i lati

C_4 : pto di min, ma nn ha caratteristiche peculiari

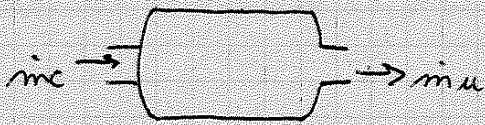
C_5 : andiamo a portate \ominus sempre + alte \Rightarrow si svuota + velocemente e la $P_c \uparrow$, $P_s \downarrow$

C_6 $P_c = P_s \rightarrow$ nn c'è + \neq di pressione tra compressore e serbatoio, ma il serbatoio continua a smaltirli in 2 portate m_{c4} e m_{u4}

Il condotto si blocca 1 attimo su qlo portata che ha 1 vel nulla. Il compressore da qui segue fedelmente la pressione del serbatoio

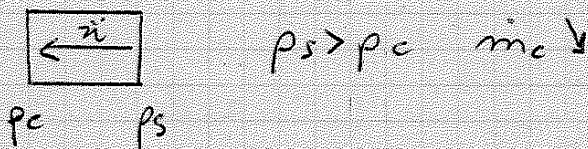
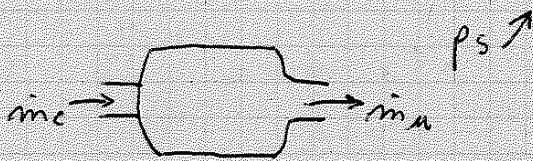
Il serbatoio cambia modo

$$m_c > m_u \Rightarrow p_s \uparrow$$



↑ la p del compressore.

In C₁₂ m di nuovo in sincronia (p_c = p_s m c'è sceleraz°), ma m_c > m_u (il serbatoio continua cmq a riempirsi)



$$p_s > p_c \quad m_c \downarrow$$

Il moto in sincronia va avanti fino a C₃

In C₃ si sganciano, ma il funzionamento è lo stesso. In C₃: p_{c13} = p_{s13}



Dp C₃: p_s > p_c, il serbatoio continua a riempirsi



$$m_c \downarrow$$

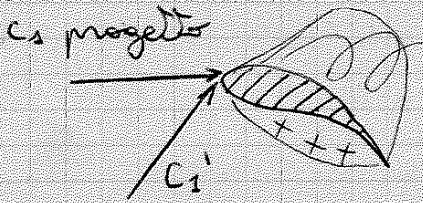
Dal pt max in poi il serbatoio smette di caricarsi xché trova 1 pto di eguaglianza cu il compressore.

Ad arrivo in C₆ m è nelle stesse cond del ciclo

In C₁₃ si riuniscono e succede tt cm prima.

23/10/12

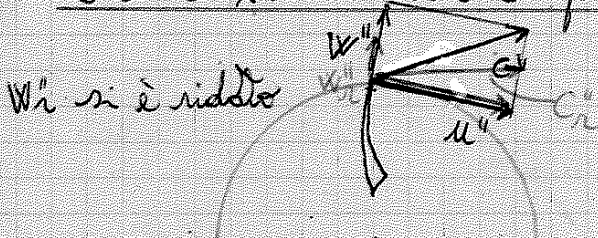
Stallo: su 1 palettatura investita da 1 corrente fluida si può avere il distacco del fluido dalla paletta se si cambia l'incidenza sulla paletta del fluido



Manca la depressione e nel caso degli aerei ciò può provocare il suo schiantarsi a terra

Crea dei vortici e allontana dalle cond di regime fluidodinamico

Stallo x i turbocompressori centrifughi

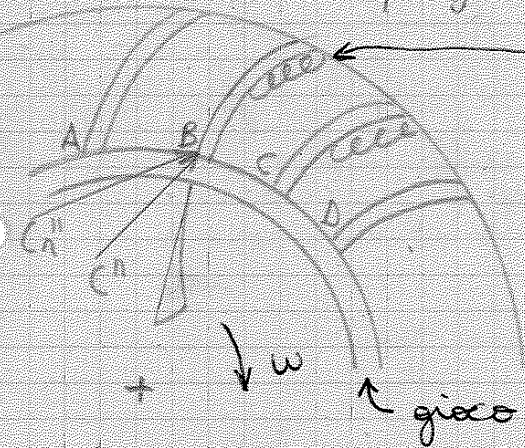


Suppongo si riduca la componente radiale in seguito a 1 \downarrow di u'' u'' non varia, si riduce c''

c'' varia ed esce dalle cond originali di progetto

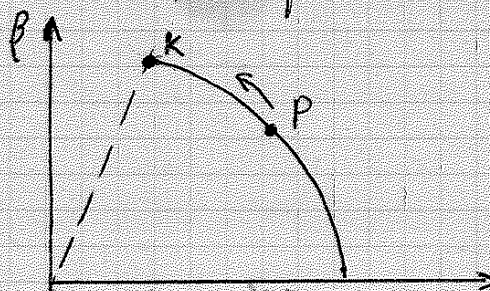
lo stallo entra da qst condotto, nei condotti vicini si riduce la portata che è \uparrow la resistenza

Nel condotto q dx che ha 1 po di portata da C_1 , dal condotto adiacente è la portata t_2 si istaura 1 fenomeno di stallo (CD)



Il problema si ha qd si forma che

si \downarrow la portata \Rightarrow da P verso K, si passa da C'' a



C'' che provoca il distacco della vena nella paletta in alto

Se 1 canale è in stallo, l'abbassamento di C'' provoca il distacco della vena fluida nel canale considerato e 1 po di fluido nel canale precedente ed 1 po nel canale successivo

(palette adiacenti) a causa del gioco tra girante e distributore. Sulle palette di dx si aggiunge 1 m di fluido in nel in grande componente t_2 e bassa componente radiale che induce il fluido nel canale adiacente a dx ed

Le Turbopompe

Comprime il fluido che non varia la sua densità. Non è necessario il diffusore.

$$L_p = \int_1^2 v \, dp + \Delta E_c + \underbrace{\Delta E_w}_{=0} + \Delta E_g + L_{w,m}$$

↑ lavoro pompa ↓ $v = cte$

$$L_p = \left(\frac{p_2 - p_1}{\rho} \right) + \left(\frac{c_2^2}{2} + \frac{c_1^2}{2} \right) + \underbrace{g(z_2 - z_1)}_{\text{è imp. qd si parla di liquidi}} + L_{w,m}$$

EFFETTO UTILE

$$H^o = \frac{p}{\rho g} + \frac{c^2}{2g} + z \quad (m)$$

↑ quota piezometrica tot

← quota gravitazionale

quota a cui risalirebbe il fluido se fosse libero di salire verso l'atmosfera

$$\text{Effetto utile} = g(H_2^o - H_1^o)$$

$$H_2^o - H_1^o = H_u \rightarrow H_{\text{utile o prevalenza}}$$

$$L_p = gH_u + L_{w,m}$$

Le avessimo la compressione perfetta, si avrebbe

$$L_{p,io} = gH_u \quad \text{chi } \rho = cte, \text{ nullo il controrecupero e il fluido è incompressibile}$$

visto che nelle pompe il fluido è incompressibile,

$$\text{si ha: } L_p = L_{p,io} + L_{w,m}$$

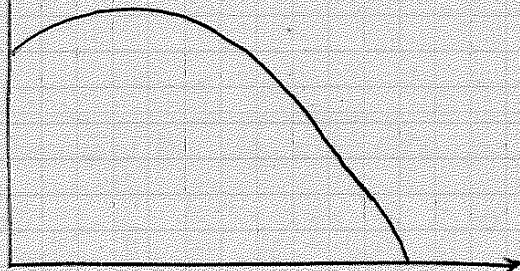
$$L_{p,io} = L_p - L_{w,m} \quad (\text{non } \neq \text{effetti di controrecupero})$$

$$\eta_{gp} = \frac{L_p - L_{w,m}}{L_p} = \eta_{iop} \quad (\text{stesso significato fisico})$$

↑ η_{gp} e η_{iop} hanno lo

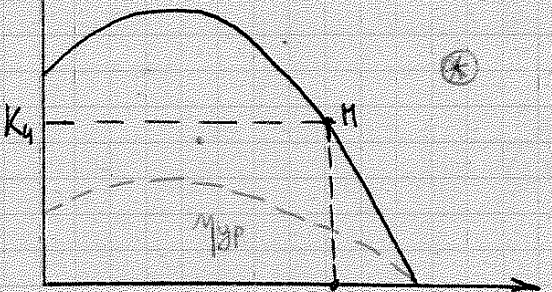
η idraulico della pompa

$$\psi - \xi = K_2 \frac{H_u}{(nd'')^2}$$



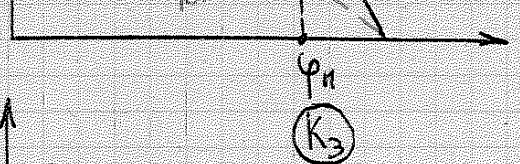
$$\varphi = K_1 \frac{Q}{(d'')^2} \cdot \frac{1}{(nd'')^2}$$

$$\frac{H_u}{(nd'')^2}$$



Tale curva si modifica ancora se si porta in ascissa $\frac{Q}{(d'')^2}$ e in ordinata H_u .

$$H_u$$



$(nd'') = cte$
 $\varphi_M = cte$ e $\eta_{ypM} = cte$

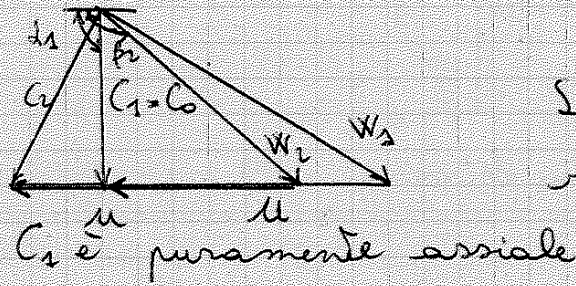
Fascio di curve \forall valore di nd''

$\varphi_M = cte$ $\left\{ \begin{array}{l} \psi = cte \\ \xi = cte \\ \chi = cte \\ \eta_{yp} = cte \end{array} \right.$
 Triangoli di vel simili

I_{1M} , I_{2M} e I_{3M} sm in crescita e crescono secondo 1 parabola. Dimostriamolo. prendiamo $I_{pi M}$ al quale corrisponde il certo η_{yp} (grafico \otimes) a cosa corrisponde in que nuove ascisse e

(81)

Triangoli di vel x il 1° stadio

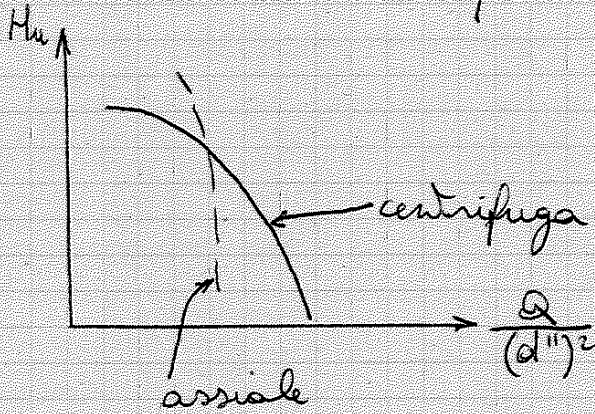
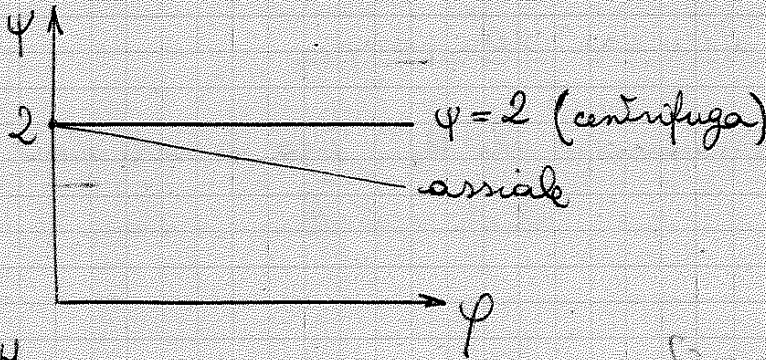


Sapendo che $\psi = \frac{L\omega}{u^2}$ avevamo ricavato:

$$\psi = 2 [1 + \psi (\cotg \beta_2 - \cotg \alpha_1)]$$

$$\alpha_1 = 90^\circ$$

$$\psi = 2 [1 + \psi \cotg \beta_2]$$



Se esce con C_2 dalla girante, si entra in 1 diffusore in cui si cerca di riportare C_2 al valore di C_1 , così il 2° stadio sarà = al 1° Stesse palette x che c'è la stessa componente assiale.

In genere si hanno 2-3 stadi, in più

Parametri e la scelta delle Turbopompe:

$$n_c = 3.65 \frac{\sqrt{Q}}{H_m^{3/4}} \quad n \quad \text{[giri al min]}$$

n° di giri caratteristico

tipo pompa	n_c
Radiale lenta	60 - 100
Radiale normale	100 - 200
Radiale veloce	200 - 350
Afflusso misto	350 - 500
Assiali	500 - 1300

per pompe centrifughe, si passa dall'1 all'altra la lunghezza delle palette

$$L_p = \frac{p_s - p_a}{\rho} + \frac{c_s^2 - c_a^2}{2} + g(z_s - z_a) + L_{wm a, s}$$

↑
m.c'è nulla che si muove

Si sale di livello ma si perde in termini di pressione

$$g(H_1^o - H_a^o) = -L_{wm a, s}$$

si hanno delle perdite x attriti

$$\frac{L_{wm}}{g} = \gamma$$

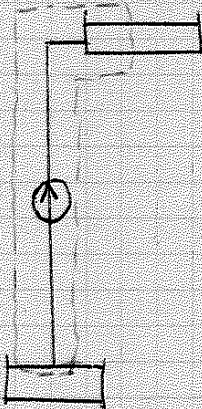
PERDITE PIEZOMETRICHE

$H_1^o - H_a^o = \gamma_{a, s}$, allo stesso modo, x il val di controllo ②:

$$H_b^o - H_2^o = -\gamma_{2, b}$$

$$L_p = g(H_u + \gamma_p)$$

Considerando l'intero impianto, ossia 1 val unico di controllo:



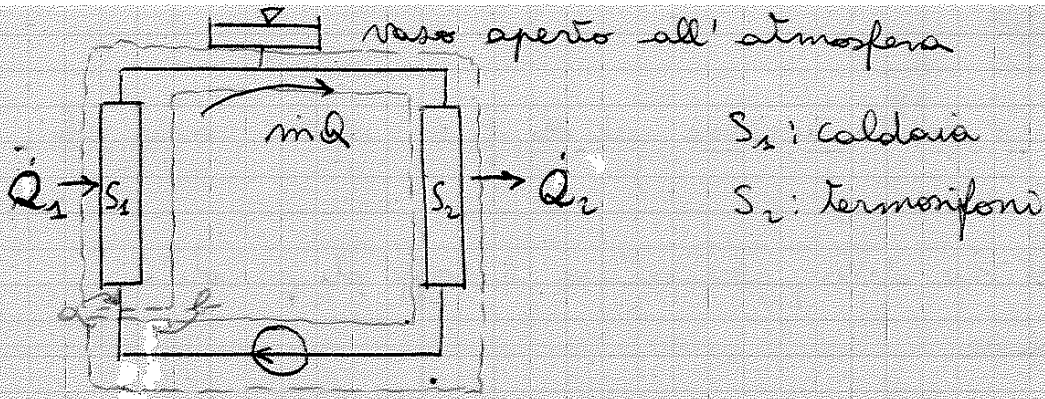
$$L_p = \frac{p_b - p_a}{\rho} + \frac{c_b^2 - c_a^2}{2} + g(z_b - z_a) + L_{wm tot}$$

$\approx 0 \qquad \approx 0$

$$L_p = \underbrace{g(z_b - z_a)}_{\text{differenza di quota}} + \underbrace{L_{wm a, s} + L_{wm p} + L_{wm 2, b}}_{\text{perdite}}$$

$$\underbrace{(L_p - L_{wm p})}_{g \cdot H_u} = \underbrace{g(z_b - z_a)}_{H_g} + \underbrace{L_{wm a, s}}_{g \gamma_{a, s}} + \underbrace{L_{wm 2, b}}_{g \gamma_{2, b}}$$

85



Ad di controllo molto particolare che le 2 ser° a e b
 su molto prossime tra di loro (pochi mm)

$$L_p = \frac{p_b - p_a}{\rho} + \frac{c_b^2 - c_a^2}{2} + g(z_b - z_a) + L_{wt}$$

$L_p = L_{wt}$ è il lavoro fatto sulla pompa e
 $= L_{wmp} + L_{wme}$ dissipato su di il circuito
 ↑ della pompa ↓ dell'esterno

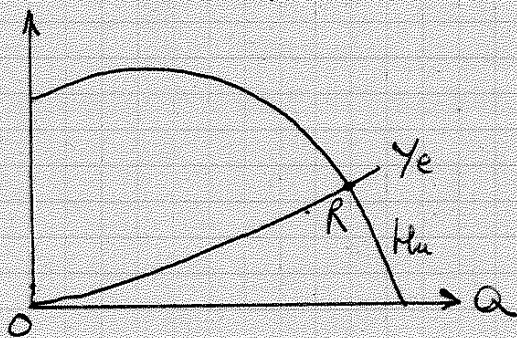
A va in incremento di T interna (il fluido ↑
 1 po' di t° che siamo in 1 impianto di riscaldamento).

perdita interna alla pompa

$$(L_p - L_{wmp}) = L_{wme}$$

$$gHu = L_{wme} = gYe \sim Q^2$$

$$Hu = Ye = K_s Q^2$$



2) Se l'arco è di ventre ed è esagerato, il distacco della vena è sul dorso.

Il 2° caso è il + dannoso.

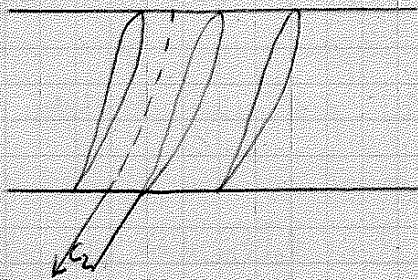
$b = AB$: corda

t : passo della palettatura

• Se si hanno palette molto vicine tra di loro:

i : incidenza, $i = \alpha_1 - \alpha_1'$

γ : angolo di colettamento tra ingresso e uscita



indica la solidità della palettatura

• Se $\frac{b}{t}$ è alto \Rightarrow solidità molto buona, $\alpha_{a2} \rightarrow 0$

• Se $\frac{b}{t}$ è basso la palettatura è p.e. solida, $\alpha_{a2} \nearrow$

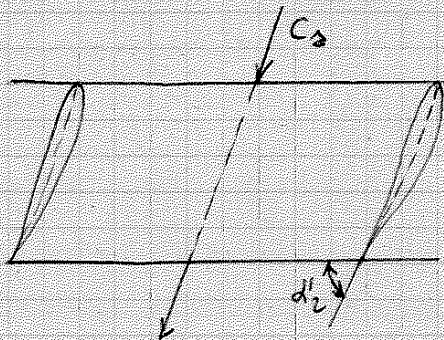
X solidità elevata (passo molto piccolo) il fluido è guidato molto bene dalla palettatura.

* Nelle turbine la guida è molto buona.

* Nei compressori la facilità di guidare è molto

<

• Caso contrario: palette lontane tra di loro:



Si mantiene la d_1 di d_2

α_{a2} alto

\rightarrow Il passo è 1 delle cose predominanti

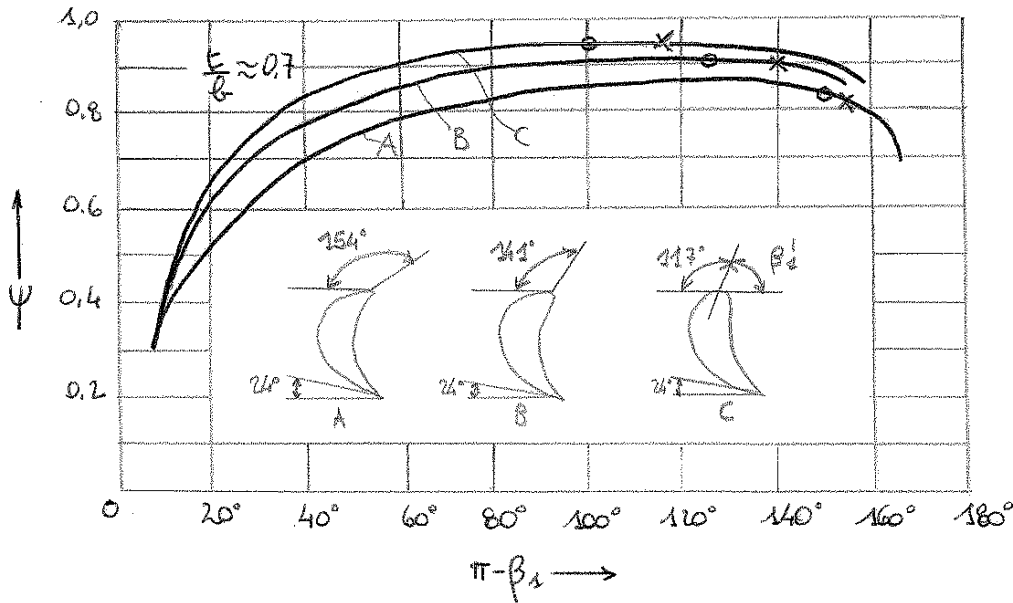
γ : colettamento della palette

X T, $\gamma < 90^\circ$

X C, $\gamma > 90^\circ$

89

* Perdite x urto di ingresso; $re \delta = 0$ mm s ha urto in ingresso



Le perdite attraverso la paletteatura ψ sempre presenti e variano in l'angolo di incidenza della corrente e ψ min in assenza di "urto aerodinamico di ingresso", ossia α incidenza nulla.

Tale figura mostra il comportamento al variare dell'angolo di afflusso β_1 , di 3 schiere di profili di tipo ad α° aventi = angolo geometrico di afflusso, profili usati in genere x paletteature mobili, oltreche ad α° , anche a piccolo grado di α° .

O: indica il massimo di ψ x schiera e il valore ottimo di $(\pi - \beta_1)$

X: indica $(\pi - \beta_1')$ geometrico

Questi valori ψ e cio' e dovuto al fatto che β_1 e' misurato nella corrente indisturbata a monte e la corrente, a causa della perturbazione indotta dalla schiera, subisce, già prima di arrivare sulla schiera stessa, l'effetto che la porta, partendo dal β_1 ottimo nella corrente indisturbata, ad incidere sulle palette in angolo β_1' , qdli in incidenza nulla.

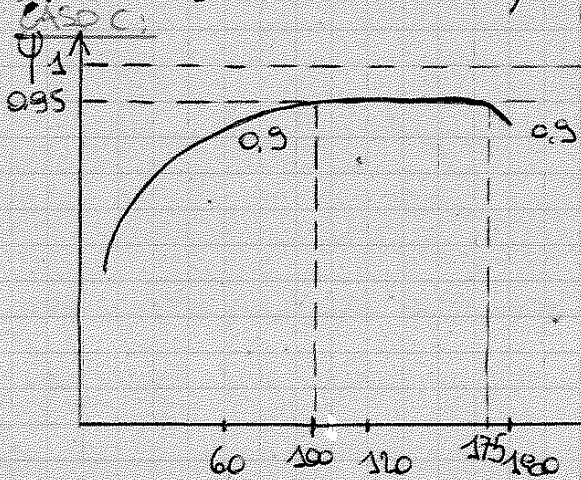
I ψ a dx del max corrispondono a incidenze positive ("urto di ventre" \rightarrow + dannoso) e qdli a sx, a incidenze < 0 ("urto di dorso")

Arti ultime su le relax^o semplificate usate, x palettature operanti in campo subcritico. In cond + varie, si fa ricorso alle relax^o (3) e (4), relax^o det, in genere, x via sperimentale o, sotto opportune ipotesi, anche x via analitica o numerica.

*

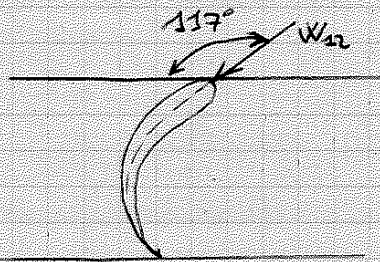
α_1 : angolo di attacco

C'è 1 ≠ nella forma (A appuntita, B arrotondata, C molto arrotondata)



Il profilo C è il migliore
 ↳ ha il valore di ψ ottimo + elevato
 (La superiorità deriva dalla deflessione geometrica, dall'arrotondamento del bordo di ingresso e da un leggero restringimento verso l'uscita del canale tra le 2 palette consecutive)

La cond. di ottimo si ha a 100° mentre ci si aspetta a ottimo a 117° (dir. di minima resistenza)



Ciò è dovuto al fatto che si misura l'angolo a 1 certa distanza dalla palette.

Arrivando sulla palettatura il fluido si adagia e cambia la dir. di 17°