



Corso Luigi Einaudi, 55 - Torino

Appunti universitari

Tesi di laurea

Cartoleria e cancelleria

Stampa file e fotocopie

Print on demand

Rilegature

NUMERO: 934

DATA: 15/04/2014

A P P U N T I

STUDENTE: Zorzi

MATERIA: Macchine + Eserc.

Prof. Casalino

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.**

FONDAMENTI DI MECCANICA E PROPULSIONE

(1)

Macchine:

Prof. Casalino

lorenzo.casalino@polito.it

Propulsione: Pastore

Esame orale.

Libro: • ^{Macchine} Macchine di Beccan al Clut

Vol 1

+

Dispense di Cola surdo al centro stampa
su Motori Alternativi

Prop. • Mechanics and Thermodynamics of Propulsion
di Hill-Peterson

Macchine

Una MACCHINA è un insieme di organi che scambiano lavoro

Noi ci occupiamo delle cosiddette MACCHINE A FLUIDO

dove le macchine scambiano calore con un fluido

Il lavoro si ottiene quando un oggetto cambia posizione attraverso l'uso di un forza. Se non c'è movimento non c'è lavoro.

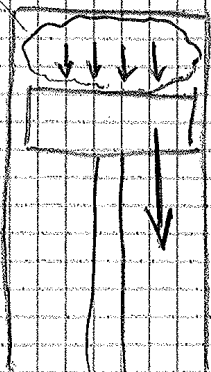
D'altra parte il lavoro è connesso con l'energia

Il nostro compito è prendere dell'energia chimica e trasformarla in lavoro, o meglio in energia cinetica, attraverso una macchina

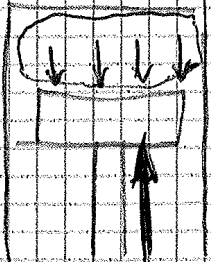
Possiamo classificare le macchine in 4 categorie:

- OPERATRICI : è la macchina che compie lavoro sul fluido
- MOTRICE : è il fluido a fare lavoro sulla macchina

gasdotti



Motrice: la forza del fluido è concorde con il moto



Operatrice: la forza del fluido è opposta al moto della macchina

Scambi di Lavoro

I PRINCIPIO DELLA TERMODINAMICA:

Forma Lagrangiana:

Consideriamo un sistema chiuso (in scambio con l'esterno)

→ $m = \text{cost}$

La forma lagrangiana considera l'evoluzione da uno stato iniziale t_1 a uno finale t_2

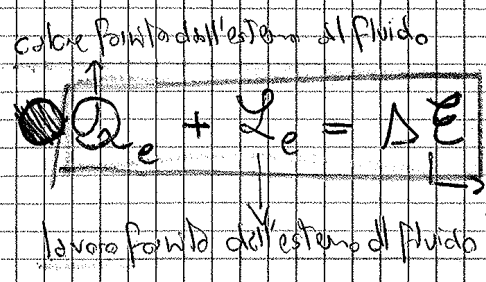
Esprime il concetto di conservazione di energia → l'energia totale si conserva

→ L'energia non si crea e non si distrugge, ma si può scambiare

Abbiamo visto che si può scambiare attraverso il lavoro o attraverso il calore

N.B. Con il lavoro, e solo con il lavoro, posso ~~scambiare~~ muovere l'energia in modo ordinato (es. un ventilatore scaldi le particelle d'aria in stesse direzione) È una forma di energia pregiata

Con il calore invece aumento l'energia delle particelle, ma lo faccio in maniera disordinata (es. scaldando l'aria e le particelle vanno dove vogliono)



Principio di conservazione dell'energia

energia totale = $E_f - E_i$

EN. INTERNA

Vista che noi trattiamo di gas possiamo fare 2 approssimazioni

- Gas perfetto $pV = mRT$
- Gas ideale $C_p, C_v = \text{cost.}$

$$\Delta U = m C_v \Delta T = m C_v (T_f - T_i)$$

$$Q_e + L_e = \Delta U + \Delta E_{c,g,p}$$

$$\text{Joule} = \text{N} \cdot \text{m}$$

$$Q_e = \frac{Q_e}{m} \quad \text{calore massico}$$

$$L_e = \frac{L_e}{m} \quad \text{lavoro massico}$$

$$U = \frac{U}{m} \quad \text{en. int. massico}$$

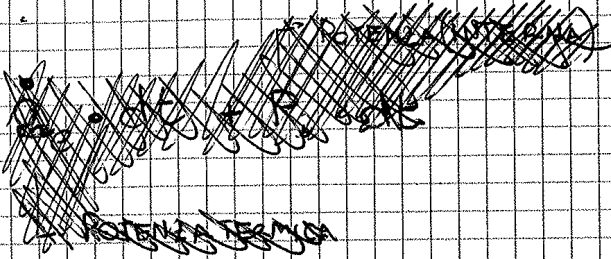
$$E = \frac{E}{m} \quad \text{en. tot. massico}$$

$$\rightarrow \boxed{Q_e + L_e = \Delta U + \Delta E_{c,g,p}} \quad \frac{\text{J}}{\text{kg}} = \frac{\text{m}^2}{\text{s}^2} \quad 1^\circ \text{ kWh}$$

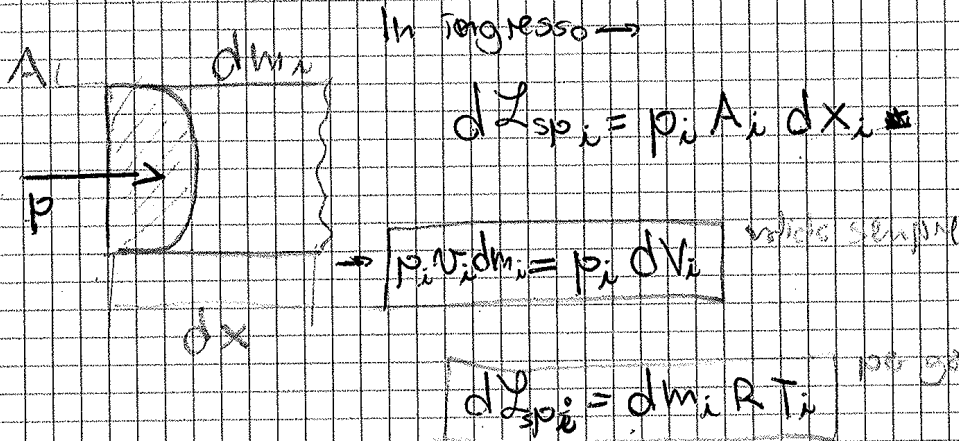
$$\rightarrow pV = RT \quad \text{dove } V = \frac{1}{\rho} \text{ vol. specifico}$$

ρ densità

$$dQ_e + dZ_i + dZ_{sp} = dU + dE_{c,g,cf} \longrightarrow$$



Voglio integrare questa formula per il tempo \Rightarrow



In uscita \rightarrow $dZ_{sp,e} = - p_e v_e dm_e$

In un flusso stazionario \rightarrow $dm_e = dm_i = \dot{m} dt$

L PORTATA

\rightarrow POTENZA (INTERNA)

$$\rightarrow \dot{Q}_e dt + P_i dt + \dot{m} (p_i v_i - p_e v_e) dt =$$

L POTENZA TERMICA

$$= \dot{m} [(U + E_{c,g,cf})_e - (U + E_{c,g,cf})_i] dt$$

Quindi il 1° principio in forma estesa per un flusso stazionario è:

$$\dot{Q}_e + P_i = \dot{m} [(U + pv + E_{c,g,cf})_e - (U + pv + E_{c,g,cf})_i]$$

Il 1° principio spiega quindi la conservazione dell'energia
 Non interviene x_0 sulle forme di en. ordinate o disordinate

Entropia (s)

È una funzione di stato che misura il grado di disordine di un sistema

$$T ds = du + p dv = di - v dp$$

→ se aumenta la temp. le particelle si muovono di + → c'è + disordine → $\rightarrow S$
 + è grande il volume + le molecole si disperdono → " " " → $\rightarrow S$

II PRINCIPIO DELLA TERMODINAMICA

Dalla definizione di entropia di un sistema è la somma del calore fornito (dQ_e) + il lavoro delle resistenze passive (dL_w) che è sempre ≥ 0

$$T ds = dQ_e + dL_w \quad \text{dove } dL_w \geq 0$$

→ L'entropia tende sempre ad aumentare

FORMA MISTA TRA I e II

$$\bullet dQ_e + dL_e = du + dE_{cg,cf}$$

forze ~~resistive~~
 leganti

$$\leftrightarrow \underline{dL_e = -p dv + dE_{cg,cf} + dL_w}$$

03/10/13

$$S = \text{cost} \quad ds = 0 \quad \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad \gamma = \frac{C_p}{C_v}$$

$$p_1 v_1^\gamma = p_2 v_2^\gamma \quad p v = RT \quad \frac{p_1}{\rho_1^\gamma} = \frac{p_2}{\rho_2^\gamma} \quad T_1 v_1^{\gamma-1} = T_2 v_2^{\gamma-1}$$

Nelle macchine l'isentroopia rappresenta la trasformazione ideale

Spesso xò parliamo di trasf. ADIABATICHE ($Q_e = 0$)

~~Una macchina ideale quindi soddisfa:~~

Una macchina ideale quindi soddisfa:

$$\left. \begin{array}{l} \text{Adiabatica } Q_e = 0 \\ \text{No perdite } L_w = 0 \end{array} \right\} ds = 0$$

Abbiamo visto che, x il 1° principio in forma euleriana

$$Q_e + L_i = \Delta \dot{u} + \Delta E_{c,g,pf} \quad \text{in caso stazionario}$$

Per le turbomacchine \rightarrow Turbocompressori / turbine fanno delle approssimazioni:

- trascuriamo il peso dell'aria $\Delta E_g = 0$
- studieremo la macchina in un sistema di riferimento fisso $\Delta E_{cp} = 0$
- restiamo in un caso stazionario

$$\Rightarrow Q_e + L_i = \Delta \dot{u} + \Delta E_c$$

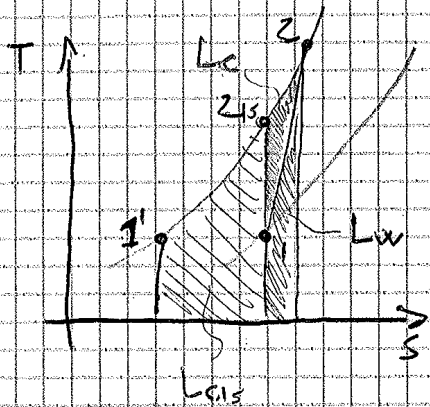
- macchine adiabatiche $Q_e = 0$

$$\Rightarrow L_i = \Delta \dot{u} + \Delta E_c$$

$\eta = 1 \times 10^6$ transf. adiab. , la normale $\eta < 1$ tanto + piccolo quanto le perdite



(immaginiamo ora di fare una transf. da 1' a 2 o 2,5



$$Q_e = \int T ds \quad (L_w = 0)$$

$$Q_e = C_p (T_2 - T_1)$$

$$\rightarrow L_c = L_{c1,5} + L_w + L_{c2}$$

LAVORO DI CONTRORECUPERO

TRASP. POLITROPICA

È un transf. che ricchiude fra le altre di volume di km

$$p v^m = \text{cost} \quad \text{con}$$

con ~~...~~ $m > 0$ per $ds > 0$

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

$$\rightarrow L_c = C_p T_1 (p_2^{\frac{m-1}{m}} - 1)$$

Questo espressiono del lavoro è meno usata xché è difficile trovare m o γ

Per facilitare le cose introduco il

RENDIMENTO POLITROPICO (o idronico)

RENDIMENTO POLITROPICO: $\eta_{yc} = \frac{L_c - L_w}{L_c} \quad (> \eta_c)$ È + grande xché ha meno conto del lavoro di controrecupero

Seppero che $L_i = L_c = \int_1^2 v dp + DE_c^* + L_w$



Abbiamo quindi visto che

$$L_c = \int_1^2 v dp + L_w$$

$$L_{c_{15}} = \int_1^{z_{15}} v dp + \Phi$$

$$L_c = L_{c_{15}} + L_w + \int_1^z v dp - \int_1^{z_{15}} v dp$$

L_{CR} lavoro contro recupero

NB se β è piccolo $\Rightarrow p_1, p_2$ son. vicine $\Rightarrow L_c$ trascurabile $\Rightarrow L_{CR}$ trascurabile

Ricapitolando noi stiamo parlando di un trasferimento da 1 a 2 dove il lavoro è

$$L_c = C_p (T_2 - T_1)$$

Tipicamente T_2 non lo conosciamo

$$\Rightarrow L_c = \frac{1}{\eta} C_p T_1 \left(\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right) = C_p T_1 \left(\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right) = C_p T_1 \left(\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{1}{\eta}} - 1 \right)$$

NB la R che utilizziamo è la R^* e non la vera

$$R = \frac{R^*}{M}$$

$$R^* = 8314 \frac{J}{kmol \cdot K}$$

Per l'ARIA

$$C_p = 1004,5 \frac{J}{kg \cdot K}$$

$$R = 287 \frac{J}{kg \cdot K}$$

$$\gamma = 1,4$$

Se abbiamo un trasf. politropico

$$T_4 = \frac{T_3}{P_3^{\frac{m-1}{n}}} \quad (m < \gamma) \text{ po' avere } \Delta S \geq 0$$

$$L_E = C_p T_3 \left(1 - \frac{1}{P_3^{\frac{m-1}{n}}} \right)$$

Definiamo il rendimento politropico

$$\eta_{\gamma E} = \frac{L_E}{L_E + L_W} \quad \left(\text{N.B. } \eta_{\gamma E} = \frac{L_C - L_W}{L_C} \right)$$

Se considero

$$L_C = - \int_3^4 v dp - L_W$$

$$L_C + L_W = \int_4^3 v dp$$

$$\text{so che } p_4 v_4^m = p_3 v_3^m \rightarrow \frac{m}{m-1} R T_3 \left(1 - \frac{1}{P_3^{\frac{m-1}{n}}} \right) = L_C + L_W$$

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

$$\rightarrow L_E = C_p T_3 \left(1 - \frac{1}{P_3^{\frac{\gamma-1}{\gamma} \eta_{\gamma E}}} \right)$$

$$T_4 = T_3 - \frac{L_C}{C_p}$$

Se poi considero

$$L_{b15} = \int_{415}^3 v dp_{to}$$

SO L_R LAVORO DI RECUPERO

$$\rightarrow L_E = L_{b15} - L_W + \left(\int_4^3 v dp - \int_{415}^3 v dp \right)$$

id

considero quella che abbiamo visto prima

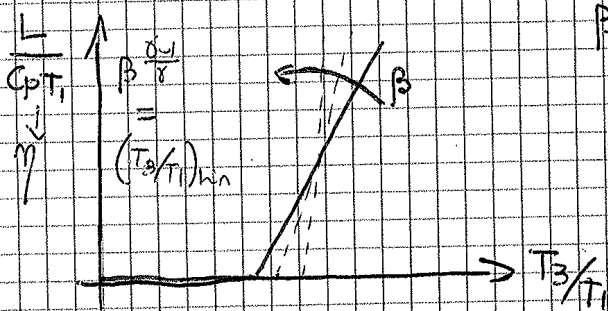
$$\frac{L}{C_p T_1} = \frac{C_p T_3 \left(1 - \frac{1}{\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}\right) - C_p T_1 \left(\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1\right)}{C_p T_1}$$

$$= \frac{T_3}{T_1} \left(1 - \frac{1}{\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}\right) - \left(\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1\right)$$

(N.B. T_3 non può essere troppo alto colè altrimenti fanno T_1)

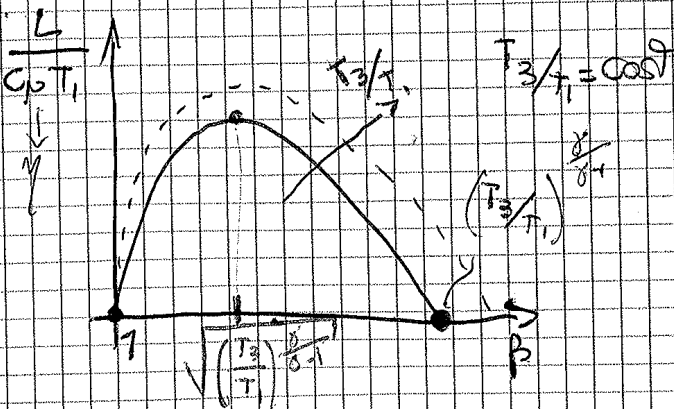
~~$$\eta = \left(\frac{T_3}{T_1} - \beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right) \left(1 - \frac{1}{\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}\right)$$~~

Verifichiamo 2 casi

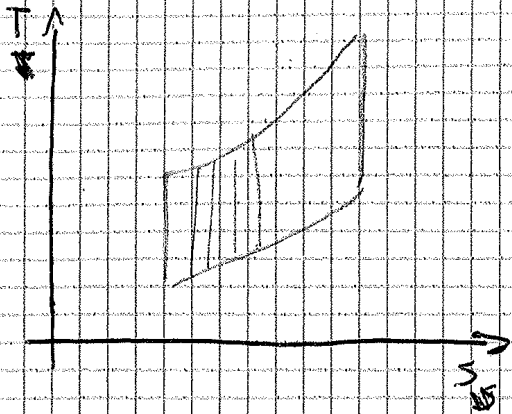


→ nelle turbine si cerca sempre il $T_3 >$ possibile

se $\frac{T_3}{T_1} = \beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \Rightarrow T_2 = T_3$ $\eta = 0$ → non ha lavoro



N.B. Dividiamo un ciclo Brayton in infiniti segmenti.



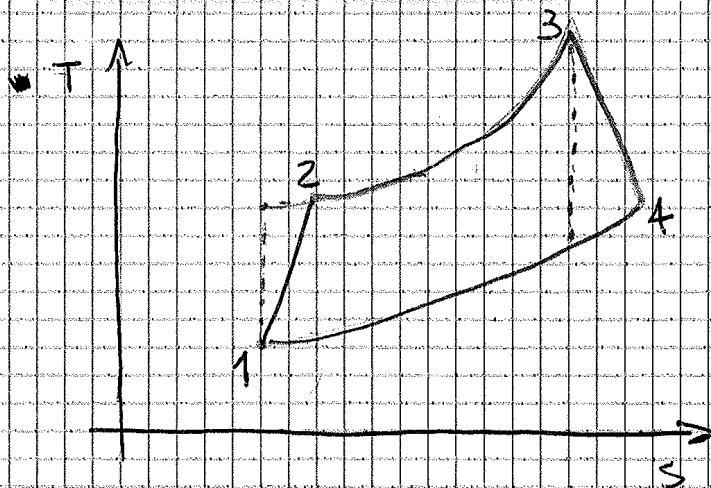
Ogniuno di questi segmenti è un piccolo ciclo di Carnot.

CICLO REALE

La compressione e l'espansione in sono + isentropiche, ma avvengono con perdite.

Inoltre avviene una caduta di pressione tra 3 e 2 ($p_3 < p_2$). Per semplificare

le cose noi continueremo a considerare $p_3 = p_2$



$$\eta = \frac{L}{C_p T_1} = \frac{L_e - L_c}{C_p T_1} = \eta_{L_e} \frac{T_3}{T_1} \left(1 - \frac{1}{\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \right) - \frac{1}{\eta_{L_c}} (\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1) =$$

$$= \left(\eta_{L_e} \frac{T_3}{T_1} \frac{1}{\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} - \frac{1}{\eta_{L_c}} \right) (\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1)$$

$$\left(\frac{T_3}{T_1} \right)_{\min} = \frac{1}{\eta_{L_e} \eta_{L_c}} \beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

Abbiamo studiato i cicli con espansioni adiabatiche supponendo che $\Delta E_c = 0$. Ora voglio togliere questa semplificazione e x fare questo devo introdurre le GRANDEZZE D'ARRESTO (o TOTALI)

GRANDEZZE TOTALI (o D'ARRESTO)

Immaginiamo di avere un fluido caratterizzato da:

$u, T, p, s, \rho, c \neq 0$, ^{velocità} adiabatico $Q_e = 0$, no Lavoro $L_i = 0$

~~...~~ (tipica situazione di una corrente d'aria libera)

Noi studiamo l'evoluzione del fluido fino ad avere ^{velocità} $c = 0$
(potenti fluido d'arresto)

Chiameremo TEMPERATURA D'ARRESTO (i^0, T^0) quando il fluido viene arrestato ^{entropia d'arresto (o totale)}

Per il I principio $Q_e + \dot{V}_i = \Delta \dot{u} + \Delta E_c + \Delta E_g + \Delta E_{cp}$

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

$$\rightarrow \boxed{i^0 = u + \frac{c^2}{2}} \quad \text{ENTALPIA TOTALE}$$

$$i^0 = c_p T^0$$

$$\rightarrow \boxed{T^0 = T + \frac{c^2}{2c_p}} \quad \text{TEMPERATURA TOTALE}$$

N.B. T^0 è indipendente dalla trasformazione

PROPRIETÀ DELLE GRANDEZZE TOTALI

In un sistema di passare da p_1, T_1, C_1 a p_2, C_2, T_2

$L_i = Q_e = 0$

I° principio: $0 = i_2 - i_1 + \frac{C_2^2 - C_1^2}{z}$

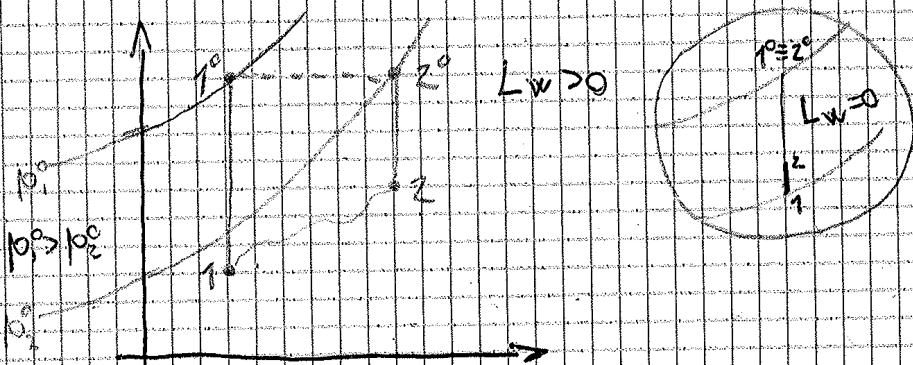
$i_2 + \frac{C_2^2}{z} = i_2^0 = i_1 + \frac{C_1^2}{z} = i_1^0$

⇒ In un'esp. adiabatica e senza lavoro T^0 e i^0 sono cost.

→ $Q_e = L_i = 0 \Rightarrow T^0, i^0 = \text{cost.}$

Se anche $L_w = 0 \Rightarrow$ anche le altre grandezze tot. sono cost.

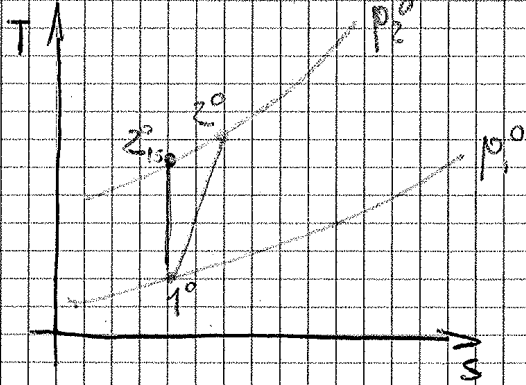
→ $Q_e = L_i = L_w = 0 \Rightarrow p^0, p^0 \text{ et c.} \dots = \text{cost.}$



\Rightarrow contano solo le condizioni ^{totali} in 1 e in 3. 1 e 2 sono accessorie.
 \Rightarrow VISIONE TOTAL TO TOTAL

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

Definisco $L_{c15} = C_p (T_{215}^0 - T_1^0)$



N.B. in disegno neanche 1 e 2 xdet
nh W interessano.

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

$$\Rightarrow T_{215}^0 = T_2^0 \beta_c^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

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

$$T_2^0 = T_1^0 + L_c / C_p$$

Definisco $\gamma_{yc} \rightarrow T_2^0 = T_1^0 \beta_c^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \cdot \frac{1}{\gamma_{yc}}$

$$\rightarrow L_c = C_p T_1^0 \left(\beta_c^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \cdot \frac{1}{\gamma_{yc}} - 1 \right)$$

N.B. sono le stesse formule con l'accortezza di mettere T^0 al posto di T

TOTAL TO STATIC

$$L_{EIS} = C_p (T_3^0 - T_B)$$

$$\beta_E = \frac{p_3^0}{p_4} \rightarrow \text{statica}$$

$$T_B = \frac{T_3^0}{\beta_E^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}$$

$$L_E = \sum C_p T_3^0 \left(1 - \frac{1}{\beta_E^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}\right)$$

N.B

$$\sum C_{pTES} < \sum C_{pTET}$$

→ c'è un salto + grande tra 3° e 4° che fra 3° e B

$$\rightarrow L_{ISTES} \approx L_{ISTET} + \frac{C_4^2}{2}$$

NU TET le cond. statiche in uscita in cond. (4 in logorand), mentre in TES lungo cond. di 4.

TET serve se ho + macchine concatenate & c'è un cond. E c'è una perdita a c'è è inutile poterle mettere successive (tengo solo conto di Lw)

TES tiene conto dell'E_c come perdita e la usa quando la turbina spara nell'ambiente

$$T_4^0 = \frac{T_3^0}{\left(\frac{p_3^0}{p_4}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \sum C_{pE}}$$

L statica

Dato le grandezze statiche e totali e una trasf. isentropica

Statiche

p, ρ, T

C

$s = \text{cost} (L_i = 0)$

trasf. isentropica \Rightarrow

Totali

p^0, ρ^0, T^0

$C = 0$

$$\frac{p}{\rho^\gamma} = \frac{p^0}{\rho^{0\gamma}} \rightarrow \rho = \rho^0 \left(\frac{p}{p^0} \right)^{\frac{1}{\gamma}}$$

I princ. Bernoulli

$$L_i = \int v dp + D E_c + D E_g + C_p + L_w$$

trascurate

$$0 = \int_{p, \rho}^{p^0} v dp + \frac{a^2 - c^2}{2}$$

\hookrightarrow che è un integrale fatto con il genere (ricordarsi che è lungo l'isentrope)

$$\rightarrow \frac{c^2}{2} = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p^0}{\rho^0} \left[1 - \left(\frac{p}{p^0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]$$

$$\rightarrow c = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{p^0}{\rho^0} \left[1 - \left(\frac{p}{p^0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]}$$

$$\rho = \rho^0 \left(\frac{p}{p^0} \right)^{\frac{1}{\gamma}}$$

$$\Rightarrow \dot{m} = \frac{p^0 A}{\sqrt{\frac{p^0}{\rho^0}}} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \left(\frac{p}{p^0} \right)^{\frac{2}{\gamma}} \left[1 - \left(\frac{p}{p^0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]}$$

Se è un gas perfetto

$$\dot{m} = \frac{p^0 A}{\sqrt{RT^0}} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \left(\frac{p}{p^0} \right)^{\frac{2}{\gamma}} \left[1 - \left(\frac{p}{p^0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]}$$

Ma serve sapere qualcosa di più con il caso

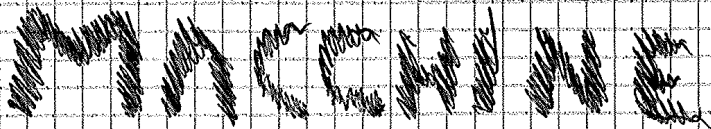
$$\dot{m} = \frac{p^0 A}{\sqrt{\frac{p^0}{\rho^0}}} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \left[\left(\frac{p}{p^0} \right)^{\frac{2}{\gamma}} - \left(\frac{p}{p^0} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma}} \right]}$$

Ver sempre

Notiamo che $\frac{p}{p_0} = \frac{1}{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}} \rightarrow \frac{p}{p_0}$ e M sono legati

$$\Rightarrow \left(\frac{p}{p_0}\right)_{cr} = \left(\frac{1}{\frac{\gamma+1}{2}}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$$

cioè $\left(\frac{p}{p_0}\right)_{cr}$ è $\frac{p}{p_0}$ quando $M=1$ (→ cioè anche quando $f(M)$ è massimo)



Ugelli e diffusori

Condotti a pareti fisse (int) e sezione variabile (in x)

$$L_i = 0$$

Ugelli
(effusori)

$p \downarrow$

$c \uparrow$

gli ugelli accelerano il flusso

Diffusori

$p \uparrow$

$c \downarrow$

i diffusori rallentano il flusso

Hip: • flusso stazionario (prese 2 sezioni la massa \dot{m} e le 2 sezioni è costante).

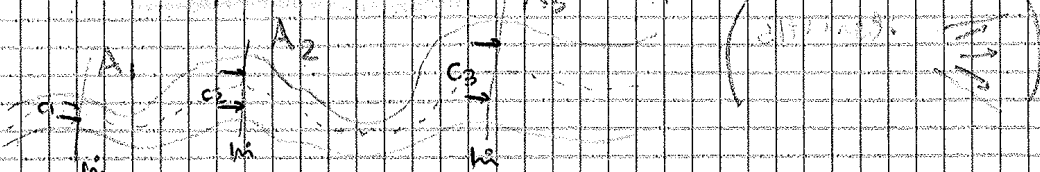
→ \dot{m} è uguale in tutti i punti (tanto esce, tanto entra)

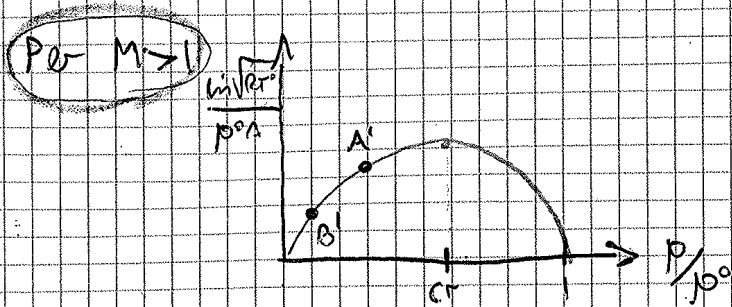
o) con un caso cilindrico \dot{m} è costante e A è costante

• 1D unidimensionale → H_e le grandezze dipendono da x

→ uniforme su piani \perp a x

• c sempre \parallel ad x = fatto che le variazioni di superficie sono tutte





$M > 1$ $A \uparrow, \rho \downarrow, M \uparrow, c \uparrow, T \downarrow, p \downarrow, p_0 \downarrow$

$M < 1$ $A \downarrow, \rho \uparrow, M \downarrow, c \downarrow, T \uparrow, p \uparrow, p_0 \uparrow$

Quindi

(A \downarrow)
per $M < 1$ e $c \uparrow \Rightarrow p \downarrow, p_0 \uparrow$

per $M > 1$ e $c \uparrow \Rightarrow p \downarrow, p_0 \downarrow$
(A \uparrow)

ρ diminuisce di meno di quanto aumenta c

T diminuisce di t di quanto cresce c

$p_0 - M = 1$

ha la sez. minima per cui può passare il fluido

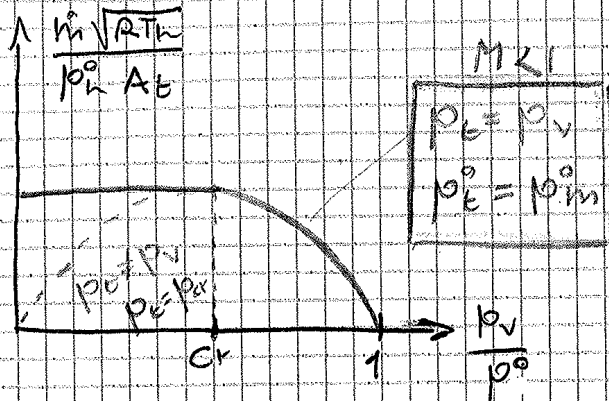
e quando trova un ugello o un diffusore può stare in supersonico che in subsonico

Quindi

Diffusori subsonici : divergente

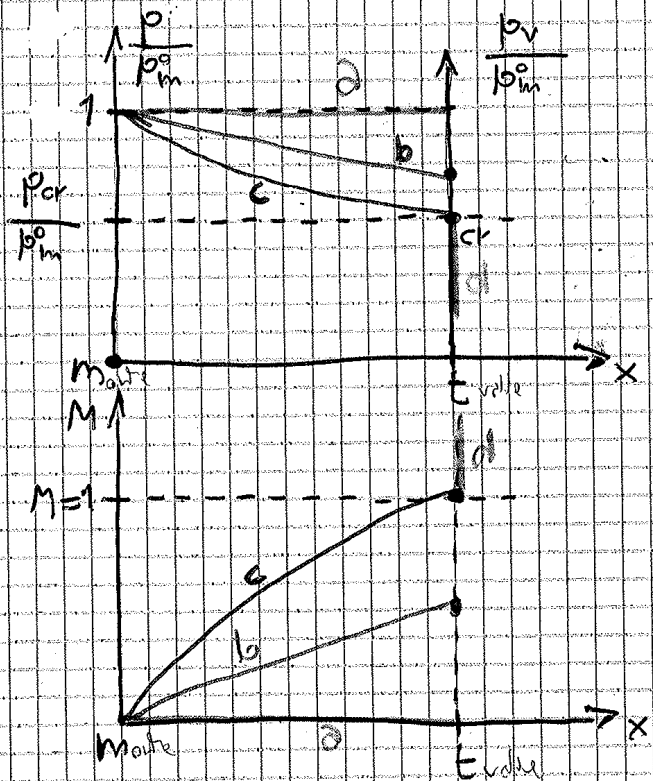
Ugelli ingr. subsonici : $\left\{ \begin{array}{l} \text{convergente } (M_{max} = 1) \\ \text{convergente - divergente} \end{array} \right.$

Queste ipotesi valgono solo in campo SUBSONICO



Nelle realtà le portate quando superano $M=1$ ha $p_t = p_{cr} = p_0^0 \cdot \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$
 → è una rete se $p_v < p_{cr}$

⇒ Un ugello può convergente può essere o adattato in subsonico?



CASI a) $p_v = p_m^0$

b) diminuisce la pressione di valle

c) $p_v = p_{cr}$

d) oltre $M=1$ il flusso diverge

da solo → non può avvenire in un ugello

(Pulviscolo circolatorio)

La pressione non diminuisce e la

velocità rimane costante nonostante

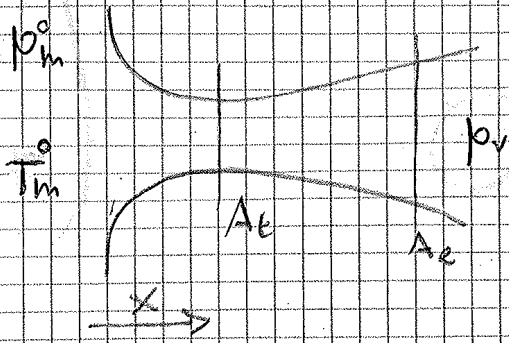
cerchi di far diminuire p_v

Quindi per trovare la M in un ugello convergente deve confrontare la p_v con p_0^0

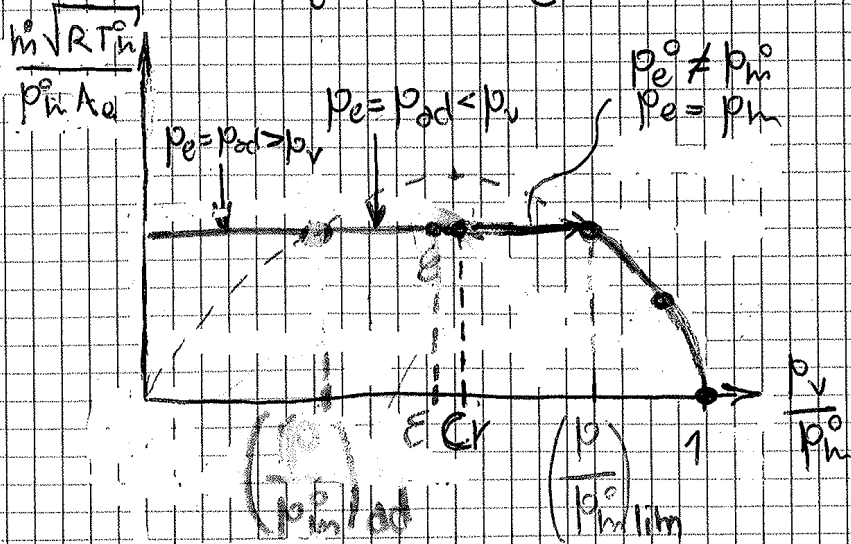
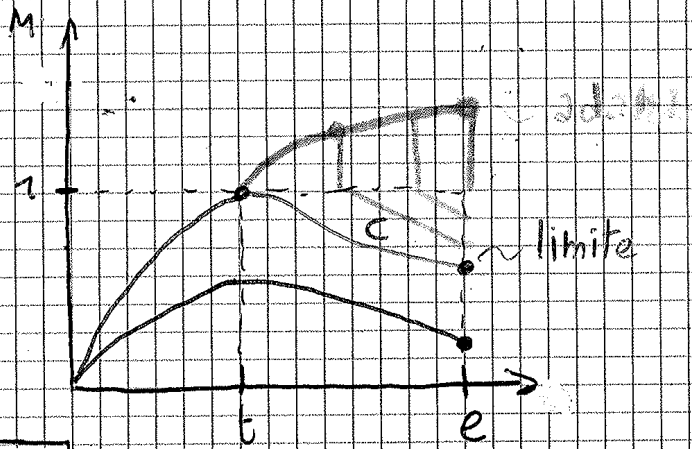
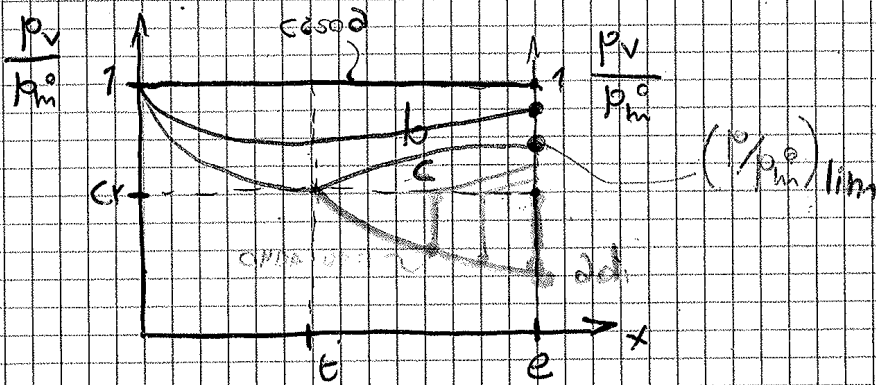
• Se $\frac{p_v}{p_0^0} > \left(\frac{p}{p_0^0}\right)_{cr}$ $m^0 = \frac{p_0^0 A_t}{\sqrt{RT_m^0}} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \left[\left(\frac{p_v}{p_m^0}\right)^{\frac{2}{\gamma}} - \left(\frac{p_v}{p_m^0}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma}} \right]}$

32

17/10/13



Utilizziamo i gradi di pendenza



A volte \times gli urti de avengono dopo l'ugello h_u sono
 simmetrica, creando dei vortici 3D molto ottusi.

Solitamente questi fenomeni avvengono quando $p_{ad} > 2,5 p_m$

Quindi misurazione per i CASI LIMITE È ADATTATO

$$\dot{m} = \frac{p_m^0 A_e}{\sqrt{\gamma R T_m^0}} \sqrt{\frac{z\delta}{\gamma-1} \left[\left(\frac{p_v}{p_m^0}\right)^{2/\gamma} - \left(\frac{p_v}{p_m^0}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma}} \right]} = \frac{p_m^0 A_e}{\sqrt{\gamma R T_m^0}} f(1)$$

\Rightarrow $\frac{p_v}{p_m^0} > \left(\frac{p}{p_m^0}\right)_{lim}$ $M_E < 1$ $S = \text{cost}$ $p_e = p_v$ $\dot{m} = \frac{p_m^0 A_e}{\sqrt{\gamma R T_m^0}} \sqrt{\frac{z\delta}{\gamma-1} \left[\left(\frac{p_v}{p_m^0}\right)^{2/\gamma} - \left(\frac{p_v}{p_m^0}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma}} \right]}$

\bullet $\frac{p_v}{p_m^0} < \left(\frac{p}{p_m^0}\right)_{lim}$ $M_E = 1$ $\dot{m} = \frac{p_m^0 A_e}{\sqrt{\gamma R T_m^0}} f(1)$

NB Per C_r bive re sono sopra o sotto il caso limite:

• Se sono sotto $C_r \Rightarrow \frac{p_v}{p_m^0} > \left(\frac{p}{p_m^0}\right)_{lim} \rightarrow$ calcolo \dot{m}

• se sono sopra $C_r \Rightarrow$ calcolo le perdite in tre edue le situazioni e quella giusta è la + piccole delle z

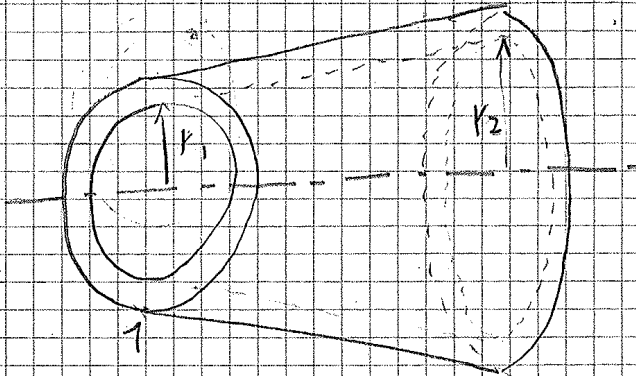
Non sarebbe in grado di \dot{m} raggiungere il caso di ADATT \times che avrei un divergere
 troppa grande

LAVORO IN TURBOMACCHINE

MOMENTO DELLA Q.T.A. DI MOTO

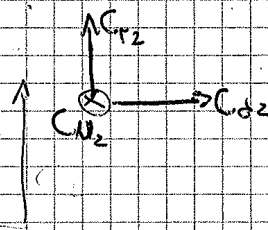
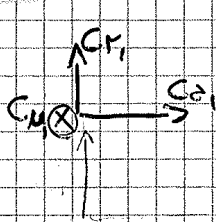
Per avere un momento ho bisogno di una coppia

Prendo un volume di controllo



$$\frac{\partial}{\partial t} = 0 \quad \text{stazionario}$$

Prendiamo un sezione



dove di assiale
r: radiale
u: tangenziale

$$\text{mom. angolare} = r \cdot C_u$$

Possiamo applicare il punto di vista esteriore < osservare il fluido dentro il vol. di contr. e quello che sta entrando o uscendo dal volume e calcolare quindi il momento

$$M = M_{\text{in}} - M_{\text{out}}$$

$$= M_{\text{in}2} + M_{\text{Vol Contr.}} - (M_{\text{in}1} + M_{\text{vc}}) \rightarrow$$

$L_i = C_p(T_2^0 - T_1^0)$ in termodinamica. È lo stesso lavoro interno.

N.B. non è esattamente uguale a cui il M non tiene conto del contributo delle parti fisse (es. involucro delle palette che non contribuisce al lavoro)

→ siamo passati dal caso termod. a quello dinamico

Esiste un certo modo di vedere il lavoro

$Q_e = 0$ Palete rotante → doppio il T° perché a una palette rotante in un riferimento fisso rispetto a rotante (solido con ω)

Sist. R.F
Fisso
(risoluto)

$L_i = C_p(T_2 - T_1) + \frac{C_2^2 - C_1^2}{2}$

VEL. RELATIVA ALLA PALETTA

Forze centrifughe

Sist. M.F
Rotante
(con ω)

il lavoro ottenuto $\neq 0$

$Q = C_p(T_2 - T_1) + \frac{W_2^2 - W_1^2}{2}$

$\frac{\sqrt{u_2^2 - u_1^2}}{2}$ vel. delle palette (differenziale)

con $C = W + \bar{u}$

$W_0 = C_0$

$W_1 = C_1$

$W_u = C_u - u$

Non solo la componente tang. x alla palette
ha solo nel tang. u

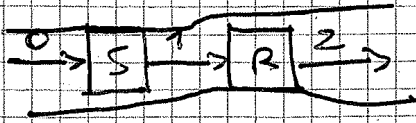
Quindi riscrivendo l'angolo

$$L_i = \frac{P}{\dot{m}} = u_2 C_{u_2} - u_1 C_{u_1}$$

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

$$= \frac{C_2^2 - C_1^2}{2} - \frac{W_2^2 - W_1^2}{2} + \frac{u_2^2 - u_1^2}{2}$$

Nella TURBINA ho prima lo stator e poi il rotore



S: $L_i = 0$

$p_1 < p_0$ $C_1 > C_0$ la pressione scende e la vel. sale

R: $L_i < 0$

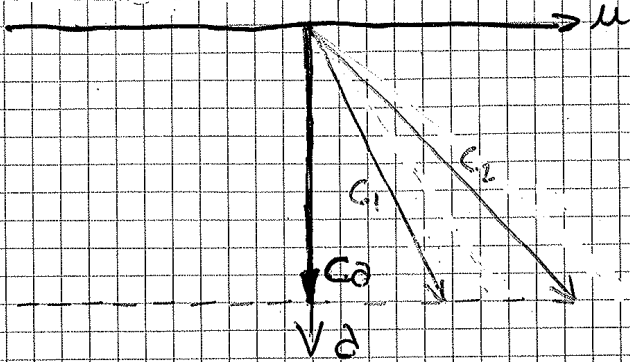
converte l'en. cinetico convertito nello S, in lavoro

$C_2 < C_1$

$p_2 \approx p_1$

↳ non è detto che si sia espansione

TRIANGOLI DI VELOCITÀ DI
COMPRESSORI ASSIALE



Pongo:

$$c_{a1} = c_{a2} = c_a$$

$$u_2 = u_1 = u \quad \text{* che' assiale}$$

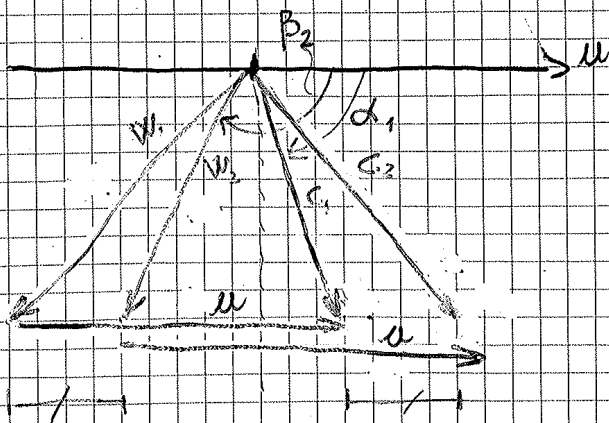
$$c_{u1} < c_{u2} \quad \text{per avere } L > 0$$

c_1 e c_2 sono entrambe rivolte verso la u e c_2 è + α dx di $c_1 \rightarrow c_2 > c_1$

N.B se c_1 e c_2 sono verso sx è chq. un compressore (anche se funzionante),

basta che $c_2 > c_1$

$$\vec{w} = \vec{c} - \vec{u}$$



Questo è il triangolo di velocità

LAVORO

$$L_c = u_2 C_{u_2} - u_1 C_{u_1} = u (C_{u_2} - C_{u_1})$$

$$C_{u_1} = C_1 \cos \alpha_1$$

$$C_{u_2} = W_{u_2} + u \quad (W_{u_2} < 0 \text{ x il disegno che ho fatto})$$

$$W_{u_2} = W_2 \cos \beta_2$$

$$\rightarrow C_d = W_d = C_1 \sin \alpha_1 = W_2 \sin \beta_2$$

$$\rightarrow L_c = u (C_d \cotg \beta_2 + u - C_d \cotg \alpha_1)$$

Quindi il lavoro dipendente dalle vel. assolute C_d e dagli angoli costruttivi

Introduciamo i COEFFICIENTE DI PORTATA $\psi = \frac{C_d}{u}$

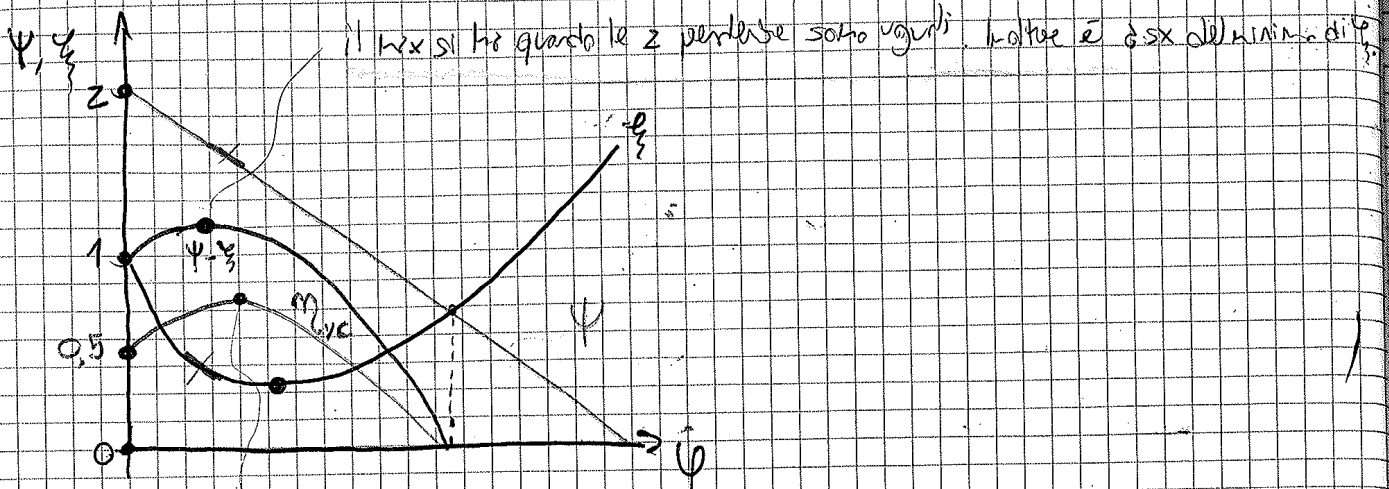
COEFFICIENTE DI PRESSIONE $\Psi = \frac{L_c}{u^2/2}$

$$\rightarrow \Psi = 2(1 - \psi (\cotg \alpha_1 - \cotg \beta_2))$$

$$\cotg \alpha_1 < 0$$

$$\cotg \beta_2 < 0$$

contribuiscono ad abbassare
il lavoro.



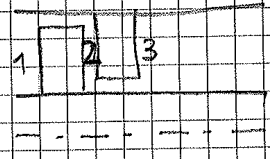
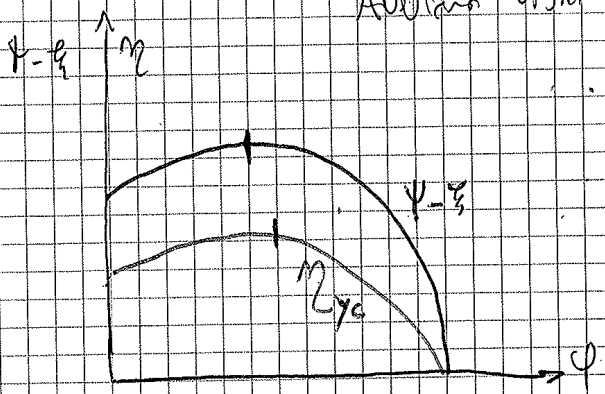
il max si ha quando le 2 perdite sono uguali e allora è il min di ψ

il max ψ \rightarrow il max di $\psi - \epsilon$ e il min di ψ

$$m_{Lyc} = \frac{L_c - L_w}{L_c} = \frac{\psi - \epsilon}{\psi}$$

28/10/2013

Abbiamo visto che:



$$\beta_c = \frac{p_3}{p_1}$$

$$L_c - L_w = \int_1^3 v dp + \frac{C_3^2 - C_1^2}{2}$$

$$= \frac{p_3 - p_1}{\rho}$$

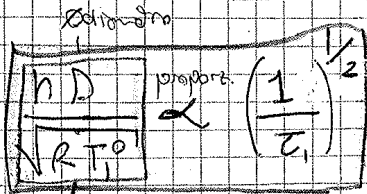
$$= \frac{p_1}{\rho} \left(\frac{p_3}{p_1} - 1 \right) = R T_1 \left(\frac{p_3}{p_1} - 1 \right)$$

Visto che $C_3 = C_1 \Rightarrow M_3 \approx M_1$

$$\beta_c = \frac{p_3}{p_1} = \frac{p_3}{p_1}$$

approssimazione di piccole compressioni

Per trovare il COEFF. TERMODINAMICO introduciamo il n° GIRI CORRETTI



↳ n° GIRI CORRETTI

$$u = \omega r = 2\pi n D$$

Noi quindi sostituiamo il coeff. termodinamico con il h

v. assiale

$$\psi = \frac{C_a}{u} = \frac{\rho C_a A}{\rho u A} = \frac{\dot{m}}{\rho u A} = \frac{\dot{m}}{\frac{\rho}{RT} u A}$$

$$\psi = \frac{\dot{m} \sqrt{RT_0}}{\rho_0 D^2} \cdot \frac{D^2}{A} \cdot \frac{1}{u} \cdot g(M)$$

↳ funzione del n° di Mach che comprende tutte le componenti totali

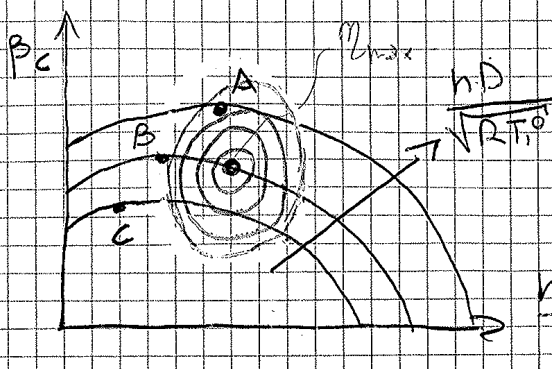
con $M_1 = \frac{C_1}{\sqrt{RT_1}} \cdot \frac{C_a}{\sin \alpha} \cdot \frac{u}{u}$

$$M_1 = f\left(\psi, \frac{hD}{\sqrt{RT_1}}\right)$$

M_1 dipende da $\psi, \frac{hD}{\sqrt{RT_1}}$

Quindi $\psi, T_1 \Rightarrow \frac{hD}{\sqrt{RT_1}}, \frac{\dot{m} \sqrt{RT_0}}{\rho_0 D^2}$

ψ e T_1 sono unicamente collegate al n° giri corretti e alla portata corretta

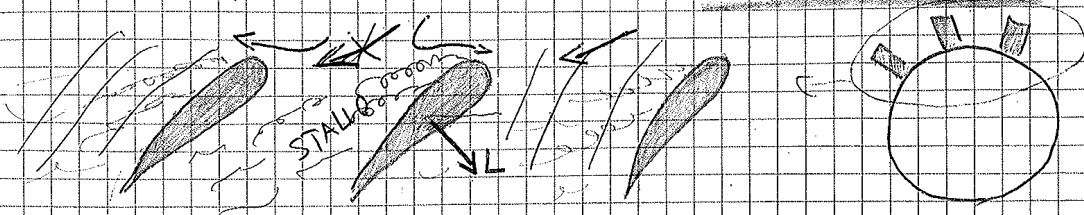


questo punto dove η è max
Le curve di ISORENDIMENTI sono circolari

→ MAPPA COLLINARE DEI RENDIMENTI

SG

Un altro fenomeno è quello dello STALLO ROTANTE



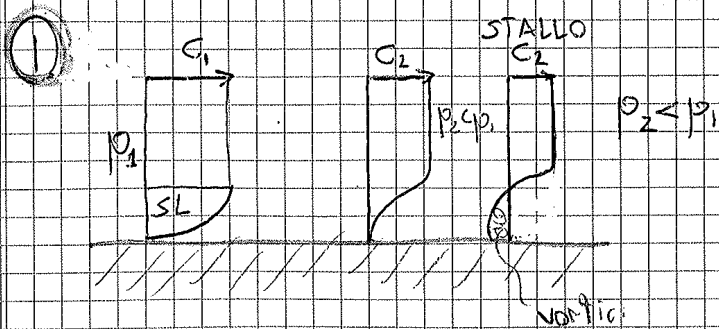
Quando una pala ha un'incidenza troppo grande \rightarrow in stallo e non riesce a passare il fluido nel canale. Il fluido si distribuisce quindi alle palete e girando il fatto stesso del vortice si sposta alle altre palete aumentando l'incidenza delle stesse, facendo peggiorare lo stallo (*)

Questo fenomeno è caratteristico distributivo delle aerei a reazione in stallo e il quale il compressore non è stato progettato.

Per evitare a vedere quali valori sono ammissibili per β_c e φ_1

LIMITI PROGETTUALI

- Il compressore è limitato da:
- max Δp prima di stallo (1)
 - max M per evitare vortici (2)



Più aumenta la pressione + la velocità, ne vicino alla punta del vortice il vortice si forma.

Se devi muovere ancora la velocità, va in stallo con dei vortici \rightarrow STALLO

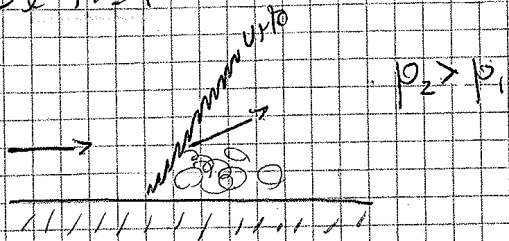
Introduco il COEFF. DI PRESSIONE

$$C_p = \frac{p_2 - p_1}{\frac{1}{2} \rho W_1^2} = \frac{p_3 - p_2}{\frac{1}{2} \rho C_2^2}$$

L. v. vortice

② Se M è troppo alto ho degli urti che provocano un stallo (cioè il flusso si devia dall'angolo)

Se $M > 1$



M deve essere tenuto < 1 xche potrebbe provocare stallo.

Quindi il punto critico è all'ingresso del rotore \rightarrow ho un Mach relativo M_{1rel}

$$M_{1rel} = \frac{W_1}{\sqrt{\gamma R T_1}} < 0,8$$

$$p_2 - p_1 = C_p \frac{1}{2} \rho W_1^2$$

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{1}{2} C_p \frac{W_1^2}{\rho p_1} \delta$$

$$= 1 + \frac{1}{2} C_{p,rotore} \delta M_{1rel}^2$$

Stesse cose posso fare con lo statore

$$\frac{p_3}{p_2} = 1 + \frac{1}{2} C_{p,statore} \delta M_2^2$$

$$\text{con } M_2 = \frac{C_2}{\sqrt{\gamma R T_2}}$$

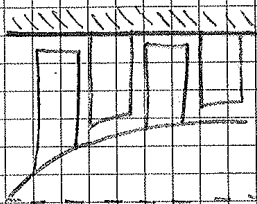
$$\frac{p_3^0}{p_1^0} \approx \frac{p_3}{p_1} \ll \left(1 + \frac{\delta}{2} C_{p,max} M_{max}^2 \right)^2 \quad \text{RAPP. DI COMPRESSIONE MASSI MO}$$

R m dice quanto guadagno di pressione ha nel rotare rispetto allo stato.

→ Se i braccioli devono essere simmetrici $R = 0,5$

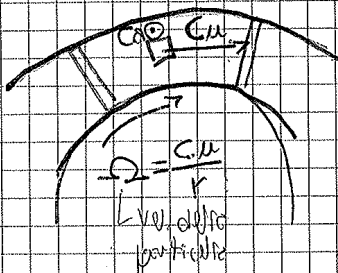
EQUILIBRIO RADIALE

Cominceremo ora a considerare un + il raggio medio, ma variabile, ovvero quindi condizioni diverse alla punta, alla base e al raggio medio



$$C_r \equiv 0$$

Prendiamo una particella d'aria

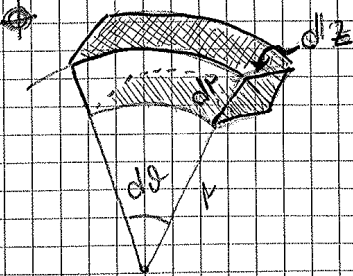


Le pareti forzano l'aria a muoversi in direzione assiale e ne impediscono di andare in direzione radiale ($C_r = 0$)

Prendiamo un sist. di rif. in cui la tra. particella è per x poter studiare come F_r in diverse sue malattie

forze radiali

$$\sum F_r = 0 = dm \frac{dc_r}{dt} = 0$$



31/10/13

$$\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} = \frac{C_u^2}{r}$$

Nasce un gradiente di pressione.

Quando compriamo un fluido vorremmo comprimerlo in modo uniforme, altrimenti ha una ridotta delle prestazioni.

In particolare mi interessa avere p_0 buone; le p_0 dell'entrata e del bassa mi fustano

→ Voglio che il fluido in uscita abbia una p_0 (non mi interessano le p_0) anti-forma

Noi immaginiamo di avere un flusso che arriva uniforme all'ingresso

Hip: p_0^o, T_0^o costanti con r (indipendente dal raggio)

L_i costante con r

L_w " " "

$$\Rightarrow T_2^o, T_3^o$$

$$p_2^o, p_3^o$$

costanti con r

$$L_c = u(C_{u2} - C_{u1}) = \omega r (C_{u2} - C_{u1})$$

→ devo fare in modo che quando ho r grandi ho ΔC_u basse

" " r basse " ΔC_u alti

→ $r \cdot \Delta C_u = \text{cost.}$ con r → $r \cdot \Delta C_u$ deve rimanere costante x avere un compressione uniforme.

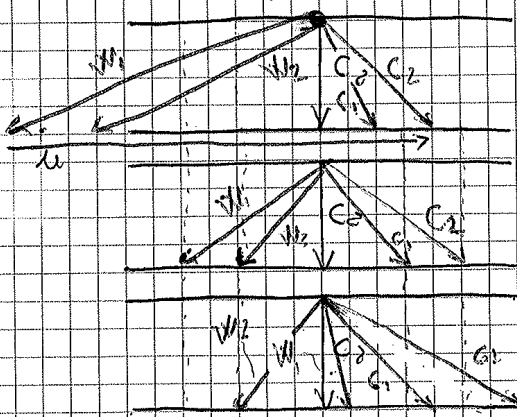
CRITERI DI SVERGOLAMENTO DELLE PALETTE:

- NORTICE LIBERO $r_{C_{m1}} = d_1$ $r_{C_{m2}} = d_2$ Se l'assenza grave il flutto trova $r_{C_{m2}} = \text{cost.}$ e $r_{C_{m1}} = \text{cost.}$ in assenza di momenti

$\rightarrow L_c = W r (C_{m2} - C_{m1}) = W (d_2 - d_1) = \text{cost.}$

Se $r_{C_{m1}} = \text{cost.} \rightarrow C_{m1} = \text{cost.} \frac{dC_{m1}}{dr} = \text{cost.}$

Possiamo quindi fare 3 diagrammi: alla base (hub), a metà (mesh) e in punta (tip) della palette



Prendo $C_2 = \text{cost.}$

- Il triangolo di vel. al raggio medio è simmetrica. A partire dal triangolo di vel. nel mesh trovo d_1 e d_2

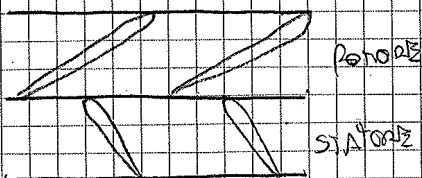
- hub: $C_{m1} = C_{m1, \text{hub}} \cdot \frac{k_h}{k_h}$

$k_h = \frac{W_{hub}}{W_{tip}} = W$

- tip: evitare il contatto che nel hub \rightarrow devo abbassare C_{m2} \rightarrow abbassa C_{m1} spostando \rightarrow il triangolo

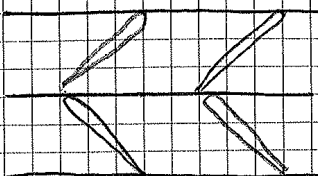
Valiamo come dovrà essere la palette

- Tip



Il rotore è il motore e lo statore deve avere C_{m1}

- Mesh

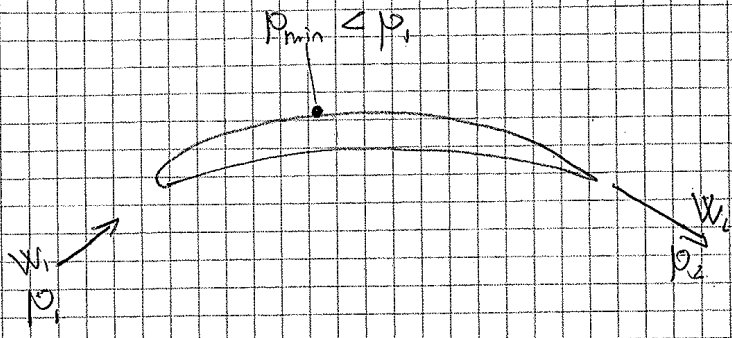


- hub



Spesso si ignora questo svergolamento e che la torsione la spingerebbe \rightarrow svergolo poco.

STALLO SUL PROFILO DELLA RAFFETA



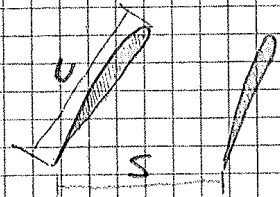
Se si ha un rallentamento si crea lo stallo.

Sul dorso del profilo diventa una zona di sottopressione e non si riesce a seguire la curvatura → p1 e p2 sono troppo allentati.

Si usa un coeff. di DIFFUSIONE che tiene conto dell'onda di pressione da p1 a p2

$$D = 1 - \frac{W_2}{W_1} + \frac{|W_{u2} - W_{u1}|}{2 \left(\frac{c}{s}\right) W_1}$$

$\underbrace{\hspace{10em}}_{\text{SOLIDITÀ} = \frac{\text{Corda}}{s \text{ passo}}}$
 $\underbrace{\hspace{10em}}_{p_{v \text{ ventre}} / p_{d \text{ dorso}} = 2 \left(\frac{c}{s}\right) W_1}$



$$\rightarrow W_{u2} - W_{u1} = C_{u2} - C_{u1} \propto M_{angolo} \propto F_I \cdot N \cdot Y \propto (p_v - p_d) \propto \frac{2\pi\Gamma}{s}$$

Come per Cp, D ha un valore ottimo N quale si va in stallo

$$D_{max} \approx 0,4; 0,5$$

Conoscendo D e W1 e W2 posso trovare c/s. Conoscendo poi C posso trovare s e quindi quante palette devo usare.

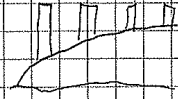
C_1 diventare con α_1 cost. $\rightarrow C_1$ con lo stesso α_1

Visto che W_1 ha un angolo diverso, la pala è in stallò. lo stesso avviene negli altri stadi via via sempre + pulito \rightarrow All'inizio un compressore.

All'ultimo stadio

$$\rho C_0 A < \rho_D C_0 A_D \quad \text{con } A > A_D$$

$$\rho = \rho_{amb} \ll \rho_D$$



$$\Rightarrow C_0'' > C_0 \quad \text{che è diminuisce l'area}$$

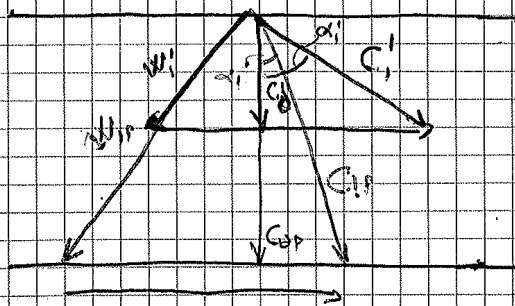
W'' ha un angolo negativo \rightarrow stallò sul ventur.

\rightarrow ha solo una piccola fase dove la C_1 è costante -

\Rightarrow ci metterebbe tanta frenata e ~~perderebbe~~ ^{leggiungere} il flusso giusto.

Esistono per 3 metodi a facilitare l'evacuazione

- 1) Pale (stator) a celerità variabile \rightarrow le pale possono ruotare \rightarrow cambia $C_1(\alpha_1)$ e aggiustare il triangolo di velocità



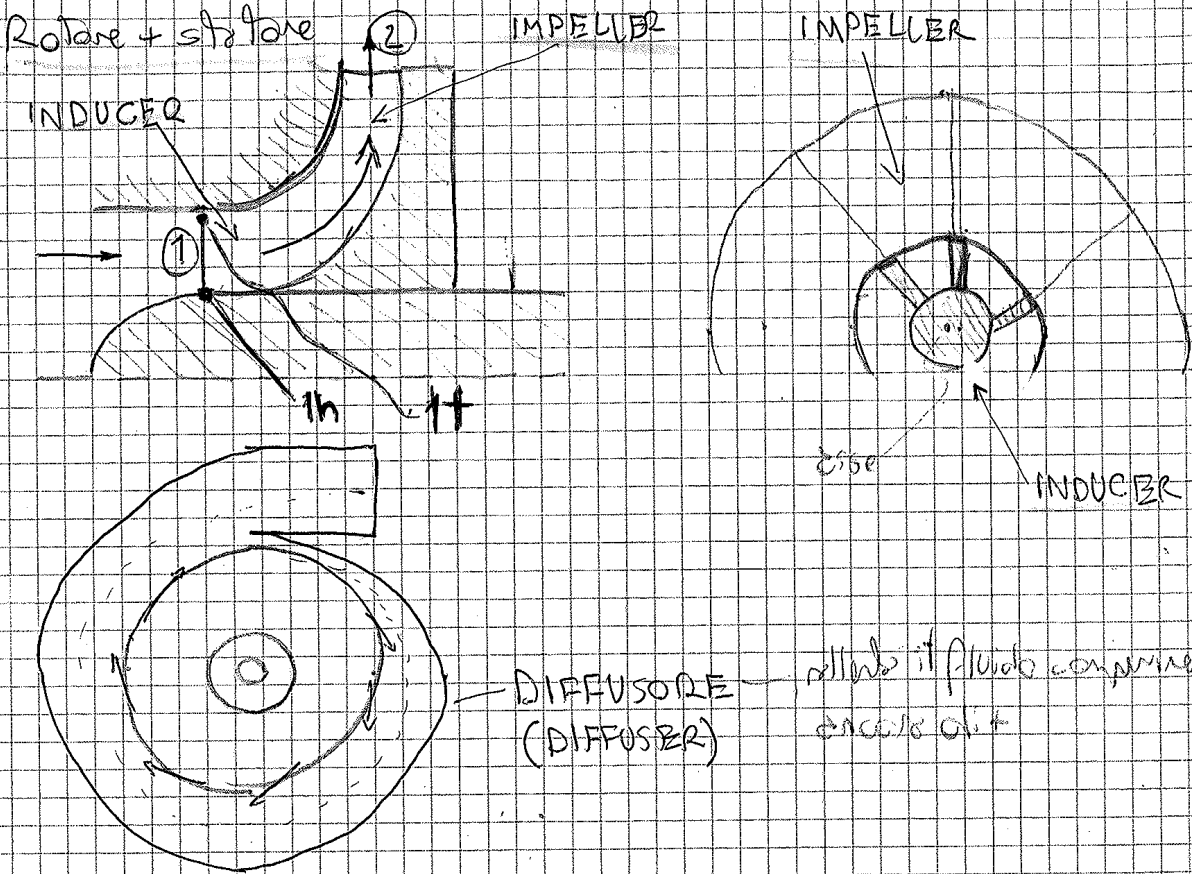
- 2) Togliere pale dagli ultimi stadi \rightarrow è utile del compressore per un spartello la parte che fa sì che se ne vada parte del fluido \rightarrow gli ultimi stadi avevano un C_0 minore e \rightarrow $\rho_{amb} \ll \rho_D$



$$W'' < W \quad \rightarrow \quad C_0'' \downarrow \text{scaden}$$

4/11/13

COMPRESSORE CENTRIFUGO



allora il fluido comprime stato
circolo di +

Analizza e vedere come comprimere il fluido presentando un sist. di HF. rotante.

Applico il 1° princ. in forma rotante al sist. rotante.

1 → 2

considero le forze centrifughe
(nell'assiale w_1 e w_2)

$$L_i = 0 = \int_1^2 v dp + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} - \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} \quad (+L_w)$$

Nell'asse io guardo la pressione allentando il flusso, mischiando sempre di arrivare alla
stato

Nei centrifugo aumento la pressione grazie alle forze centrifughe

In campo aerodinamico spesso uso quello assiale come è + piccolo

• Soli fondere $\beta_1 = 135^\circ \Rightarrow |C_1| = |u_1|$

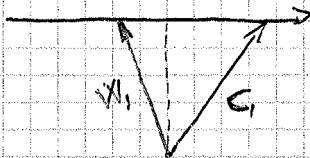
$$\rightarrow W_1 = \sqrt{2} C_1 = M_{\max} \sqrt{\gamma R T}$$

(= \dot{u})

$$\rightarrow \dot{m} = \rho C_1 \pi (r_t^2 - r_h^2)$$

$$\underline{u_{1,t} = \omega r_{1,t}}$$

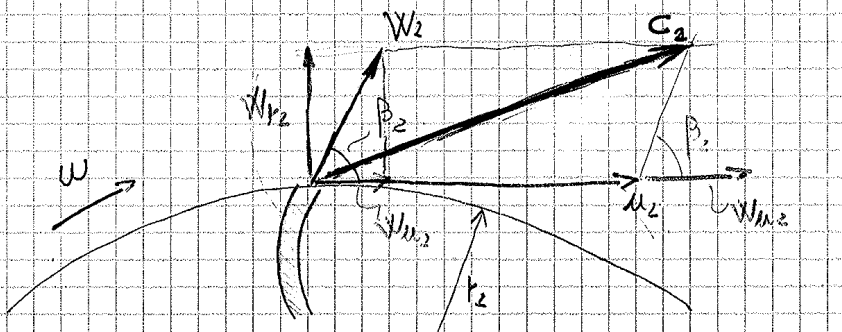
A volte si usa una PREGIRANTE per avere una C_1 girata nella direzione di u



N.B. visto che il pegrante non può essere lo stesso nell'hub o al tip, è un po' difficile a risolvere l'eq. del lavoro

IMPELLER

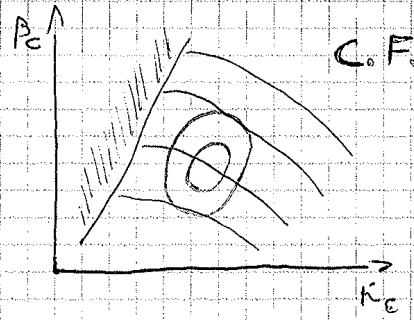
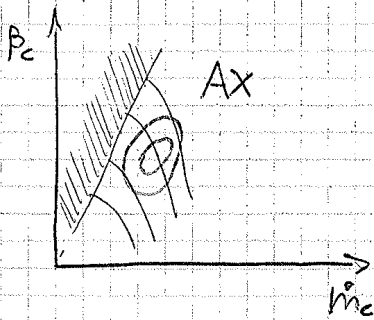
Il flusso esce dall'impeller con la direzione data dalla palette. Nel nostro caso usiamo quindi in direzione assiale con w_2



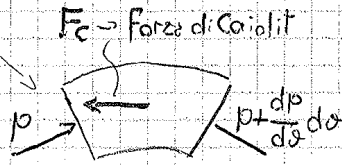
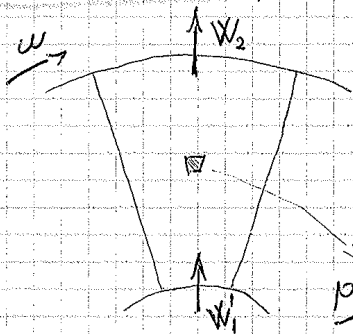
se è senza pegrante ($C_{u1} = 0$)

$$L_C = u_2 C_{u2} - u_1 C_{u1}$$

Le teorie di un compressore assiale e centrifugo sono simili



Prevediamo un compressore a pale radiali



$$W_m = 0$$

$$W_s = 0$$

$$W_r = \text{cost.} \rightarrow \text{vel. radiale costante}$$

$$= C_r$$

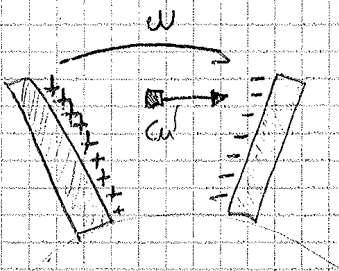
$$C_u = u + W_{u1}$$

$$\Rightarrow \frac{dp}{dr} = \rho \frac{\omega^2 r^2}{r}$$

acc. centrifuga

La pressione varia solo x le forze centrifughe \rightarrow nessuna spinta o diminuzione di portanza
 Vista che il nostro vol. di controllo si sposta verso l'esterno è soggetto a Coriolis.

$$2 \omega r \rho v dr dz = - \frac{dp}{dr} dr dz$$



Nelle palete ha max p nella parte di avanzamento e ha p min quando si trova sulla parte opposta al movimento.

Si nota bene che si tratta di un caso di flusso a pressione costante
 dim. varie xoli le p.p. dell'asse rigido \rightarrow

in $\underbrace{p c \sin \alpha}_{c_p} \cdot 2 \pi r h = \text{cost.}$

conservativa di h

$\underbrace{r c c \cos \alpha}_{c_m} = \text{cost}$

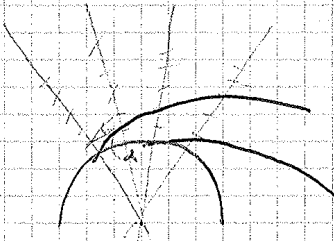
conservativa di $\tan \alpha$ (angolo).

Assunzione $p h = \text{cost.}$ (è un'ipotesi semplificativa)

$t g \alpha = \text{cost.}$ (vortice libero) → un vortice che avviene in modo cost. rispetto alle vel. relative

→ $r c = \text{cost} \rightarrow \frac{r_3}{r_2} = \frac{c_2}{c_3}$

N.B. + deve riflettere il flusso + sarà grande il diffusore (ecco xche usale pale all'indietro (c_2 piccolo → r piccolo))



Il flusso va a spirale.

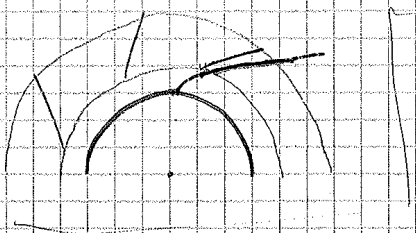
Diffusore palette

$p h c \sin \alpha r = \text{cost.}$

⇒ $\alpha \uparrow$ insieme ad $r \rightarrow c \downarrow$ di più

Il flusso ~~non~~ tenderebbe ad andare a spirale, ma le palette lo costringono a radializzarsi (diminuisce la ~~velocità~~ tangenziale aumentata la radiale)

Il problema con le palette sono gli urti → stalli



Di solito uso un diffusore senza palette + passare da super sonico a subsonico e poi le palette.

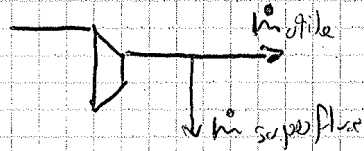
Per la presenza del diffusore il compressore centrifugo è di solito 2 o 3 volte grande ($r_3 \approx 2-3 r_2$) di quello assiale.

6/11/13

Vediamo ora i metodi per regolare il nostro compressore

1) AIFLUSSO

Faccio funzionare il mio compressore sempre a cond. di progetto fornendogli più \dot{m} e tagliando quello superfluo



2) TUTTO O NIENTE

Faccio funzionare il compressore solo quando serve e immagazzino l'aria compressa in un serbatoio, in modo da fornire aria compressa in modo costante

Richiede però spazi e pesi ingombranti

È il ciclo + efficiente di tutte le regolazioni

$$Q = P_k \cdot t_{\text{acceso}}$$

$$\frac{Q}{\dot{m}^* \cdot t_{\text{accensione}}} = L_C \rightarrow \text{il rendimento del mio processo è invariato}$$

↓
massa mandata

• 4) VARIAZIONE NUMERO GIRI n

$$\beta_c = \beta_c^* \leftarrow \frac{p_2^0 = m}{p_1^0 = a}$$

RAPPORTO COMPRESSIONE - RAPPR. COMPR. PROGETTO

Ciò avviene xché se nel controllo di aspirazione c'è un $p_a^0 \neq p_a^0$ (marchio) il compressore si adatterà \rightarrow visto che $\beta_c = \beta_c^*$ si muove solo sull'orizzontale

$$\dot{m}_c = \dot{m} \frac{\sqrt{T_a/T_{ref}}}{p_a/p_{ref}}$$

PORTATA CORRENTE

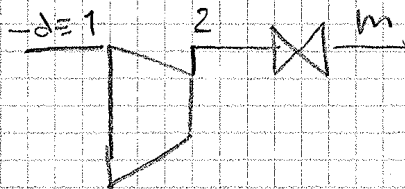
$$\frac{\dot{m}_c}{\dot{m}_c^*} = \frac{\dot{m}}{\dot{m}^*} \quad \dot{m} < \dot{m}_c^*$$

$$L_c = \frac{1}{\eta_c} c_p T_a (\beta_c^{\frac{\alpha-1}{\alpha}} - 1) \rightarrow$$

se risposta delle condizioni di progetto dev'essere fornite più levata \rightarrow cioè un rendimento peggiore \rightarrow peggioramento delle prestazioni

• 5) LAMINAZIONE ALLA MANDATA

Vanno il flusso ~~uscante~~ ^{uscante} attraverso una valvola



$p_m < p_2$

Laminazione $Q_e = L_i = 0 \Rightarrow T^0 = \text{cost}$

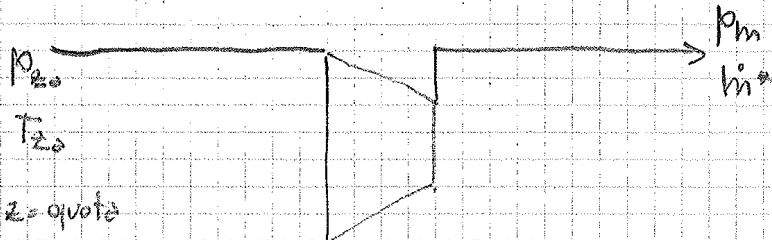
$\Rightarrow \Delta L > 0 \quad \Delta S > 0 \rightarrow \Delta p^0 < 0$

$$\dot{m}_c^{\text{③}} = \frac{\dot{m} \sqrt{T_a/T_{ref}}}{p_a/p_{ref}} = \dot{m}_c^{\text{④}}$$

$n = n^* \rightarrow n_c = n_c^*$

$L_c > L_c^*$ poiché $\beta_c > \beta_c^*$

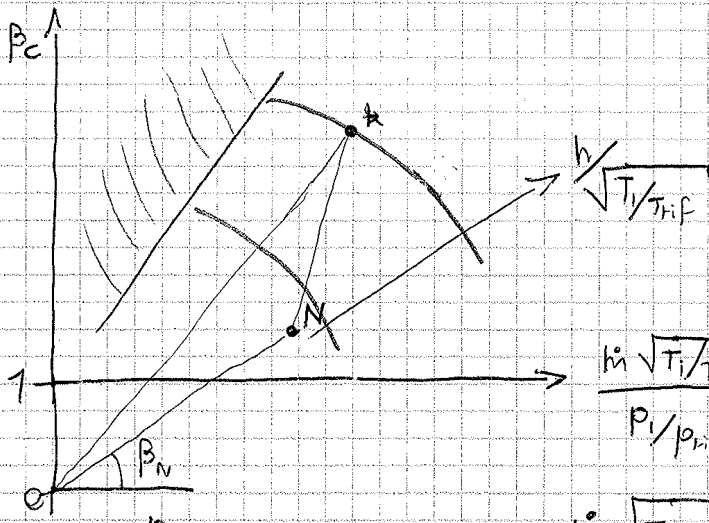
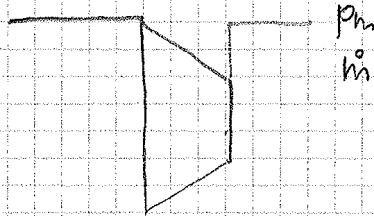
CAMPO AERONAUTICO



N.B.
Se z aumenta $T_{e,p}$ ↓

• 1) VARIATIONE N° DI GIRI (N)

(N) $z < z_0$
 $p_z > p_{z_0}$
 $T_z > T_{z_0}$

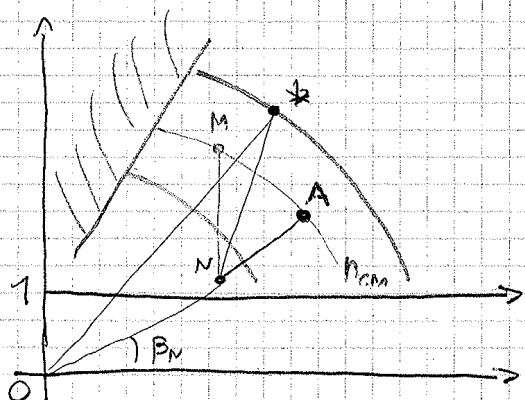


$$\beta_{cN} = \frac{p_m}{p_z} < \beta_c^* \rightarrow \dot{m}_c = \frac{\dot{m}^* \sqrt{T_z/T_{ref}}}{p_z/p_{ref}} < \dot{m}_c^*$$

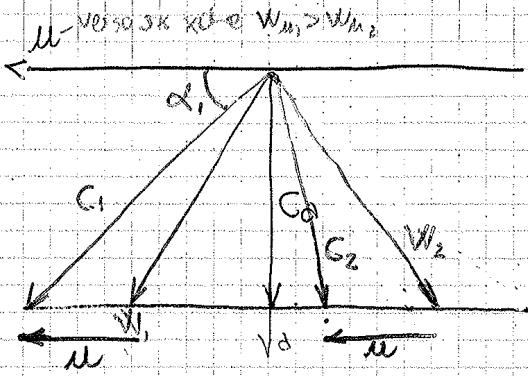
$$\tan \beta_N = \frac{\beta_{cN}}{\dot{m}_{cN}} = \frac{\beta_c^*}{\dot{m}_c^*} \cdot \sqrt{\frac{T_{z_0}}{T_z}} = \tan \beta^* \cdot \sqrt{\frac{T_{z_0}}{T_z}} < 1 \rightarrow \text{il } \beta_N < \beta^*$$

• 3) LAMINAZIONE ALLA ASPIRAZIONE (A)

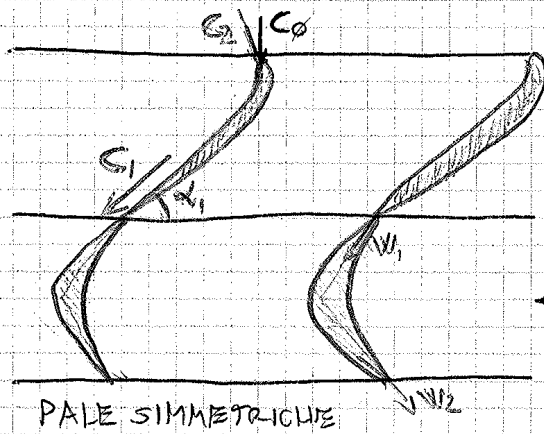
$$h_{CA} = h_{CM} \quad \text{tg } \beta_A = \text{tg } \beta_N$$



Ponga come ipotesi $C_d = \text{cost.}$



W_1 è simmetrico con W_2



STATORE

ROTORE

PALE SIMMETRICHE

Nello statore le pale devono far uscire il flusso con W_2 , cioè con un angolo α_2

Nel rotore il flusso entra con W_1 ed esce con W_2 che, essendo simmetriche, faranno pale simmetriche

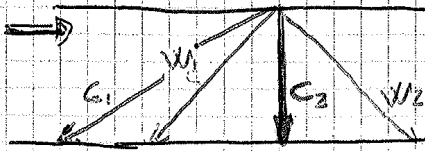
$$C_{u1} = C_1 \cos \alpha_1$$

$$C_{u2} = W_{u2} + u = -W_{u1} + u = -(+C_{u1} - u) + u$$

$$L_t = 2u (C_1 \cos \alpha_1 - u) = u (C_{u1} - C_{u2})$$

Ci sono però delle LIMITAZIONI:

- α_1 non può essere troppo piccolo x motivi di ingombro $\rightarrow 20^\circ - 30^\circ$
- u verso le centrifughe \rightarrow cui sono sottoposte le pale (anche vola spesso le turbine sono sottoposte a flussi caldi) deve essere limitato

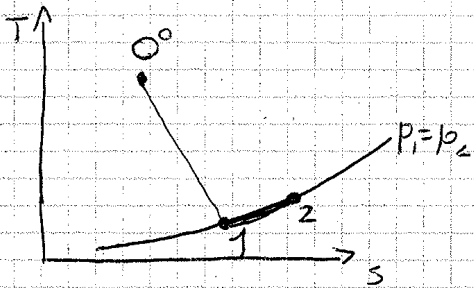


$$\eta_{max} \rightarrow \frac{U}{C_1} = \frac{\cos \alpha_1}{2}$$

$$\eta_{max} \Rightarrow L_{E_{\eta_{max}}} = U C_1 = U C_1 \cos \alpha_1 = 2 U^2$$

N.B. Nelle turbine non ci sono limitazioni sugli stadi e quindi possono sviluppare numeri + grandi. L'unica limite è strutturale dello u .

CASO REALE



$$\phi = \frac{C_1}{C_{1, isentropia}}$$

$$\psi = \frac{W_2}{W_{2, is}} = \frac{W_2}{W_1}$$

$$C_{u1} = C_1 \cos \alpha_1$$

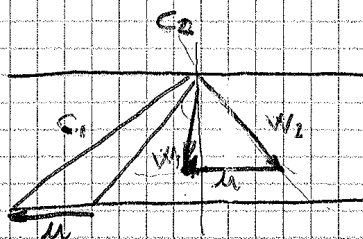
$$C_{u2} = W_{u2} + U = -\psi W_{u1} + U$$

$$= -\psi (C_{u1} - U) + U$$

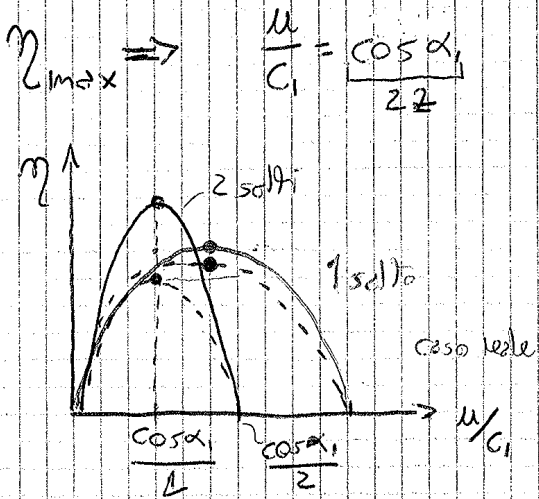
$$L_E = (1 + \psi) U (C_1 \cos \alpha_1 - U)$$

$$L_{id} = \frac{C_{1, is}^2}{2} = \frac{C_1^2}{2 \psi^2}$$

$$\eta_{max} = \cos^2 \alpha_1 \frac{1 + \psi}{2 \psi^2} \rightarrow$$



Quindi ha un perdita di carico ed en. cinetica > oggetto di caso ideale



CASO IDEALE

Nel caso ideale ho delle perdite + salti ho + ho perdite (η basso), ma ho ende + lavoro ottenuto

→ ho devo mettere troppi stadi x che altrimenti, nonostante ho buon lavoro, ho troppe perdite.

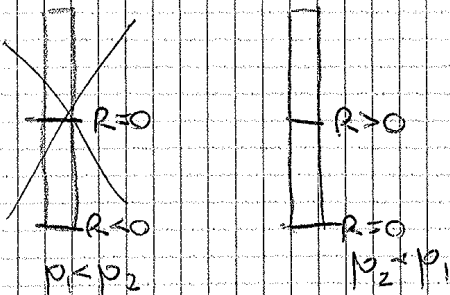
Le turbine a vapore sono generalmente caratterizzate da rotori grandi ($\approx 1m di \phi$) e pale piccole (N.B il grado di reazione (R) nel centro della pala deve essere > 0 , perde altrimenti avrei un grado negativo alla radice → rischio stallo)

Questo non va bene in campo aerodinamico → TURBINA A REAZIONE

TURBINA A REAZIONE

Noi studieremo la TURBINA ASSIALE A REAZIONE nel caso IDEALE con TRIANGOLO SIMMETRICO ($|c_1| = |w_2|$, $|c_2| = |w_1|$)

N.B Prendi una pala.



Non posso avere $R=0$ al middle, x che avrei $R=0$ nell'hub → rischio stallo

Al massimo posso usare $R > 0$ nel middle / $R=0$ nell'hub

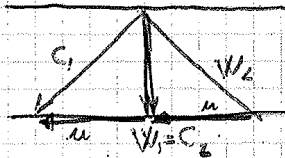
$$\eta_{\text{max}} \text{ per } \frac{u}{C_1} = \cos \alpha_1$$

$$\eta_{\text{max}} = \frac{2 \cos^2 \alpha_1}{(1 + \cos 2\alpha_1)}$$

N.B. è un rendimento > della turbina ed è zero ed ha un lavoro doppio.

$$L_{\eta_{\text{max}}} = u^2$$

Se $\eta = \eta_{\text{max}}$ $C_{u1} = u$ $C_{u2} = 0$



$$L_{\eta_{\text{max}}} = u^2 = \frac{L_{\text{azione}}}{2}$$

In campo aeronautico usiamo turbine a reazione e il loro funzionamento fuori progetto:

$$u \downarrow, C_1 = \text{cost} \rightarrow \frac{u}{C_1} \downarrow$$

Piccole variazioni di $\frac{u}{C_1}$ implicano piccoli cali di rendimento nelle turb. a reaz., ma in quelle ad azione ho perdite di rendimento maggiori.

→ Nelle turb. ad azione, negli impianti a vapore, uso un alternatore → u costante

Definire il GRADO DI REAZIONE di una turbina?

$$R = \frac{C_p (T_1 - T_2)}{L_t} \approx \frac{P_1 - P_2}{P_0 - P_2}$$

$C_0 = C_2$

Per TRIANGOLI SIMMETRICI $R = 0,5$