NUMERO: 1744A - ANNO: 2015

A P P U N T I

STUDENTE: Spolverato Arianna

MATERIA: Fondamenti di macchine e propulsione - prof. Casalino

02-10-2014

Propulsione

Elica → Reazione (Getto)

- Motoelica
- Turboelica

Libro: Macchine Vol I Beccari

Dispense: Motori Alternativi prof. COLASURDO

per propulsione Hill-Peterson, mechanics and thermodynamics of propulsion

Esame orale

Macchina: insieme di organi fissi e mobili che serve a scambiare lavoro (forza x uno spostam o coppia x una rotazione);

Macchine a fluido: lo scambio di lavoro avviene tra macchina e fluido

A seconda del tipo di fluido → macchine idrauliche: operano su fluido incomprimibile {liquido

→ " termiche: operano su fluido comprimibile {gas, vapore

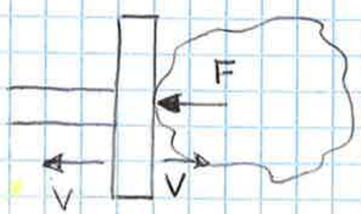
∃ altre classificazioni di macchine: volumetriche: (camera dabbia variabile; attraverso il cambio di volume → scambio calore

turbomacchine: albero in rotazione

Altra classificazione di macchine

motrici: è il fluido che fa lavoro sulla macchina

operatrici: è la macchina che fa lavoro sul fluido → trasferisce energia al fluido



in una macchina motrice lo stantuffo si muove concordemente alla forza

Per noi il lavoro sarà positivo quando il fluido riceve lavoro

Il lavoro è positivo dal p.d.v della macchina, negativo dal p.d.v. del fluido. Questa è una macchina operatrice

Se il gas spinge contro il movimento della macchina → macchina operatrice

Ovviamente se è il fluido a cedere calore all'esterno, consideriamo il calore negativo lo stesso per il lavoro, e il fluido ha quindi meno energia di quello che aveva all'inizio.

Calore e lavoro sono due modi diversi di cedere energia: il lavoro è un modo ordinato il calore è un modo disordinato.

La principale forma di energia di un fluido è l'energia interna che è l'energia legata al moto di tutte le singole componenti del sistema. Ogni singola molecola ha un po' di energia. L'energia interna legata al moto delle particelle è disordinata. Nei solidi l'en interna è legata al moto degli elettroni. Le molecole vanno tutte in direzioni diverse. Quando SCALDIAMO un fluido non facciamo altro che accelerare queste particelle.
Il lavoro invece è un modo ordinato di trasferire energia: per ex il ventilatore accelera le particelle dell'aria tutte nella stessa direzione.

FORME di ENERGIA in GIOCO

L'energia può essere vista come la somma di ≠ componenti

$$\mathcal{E} = \mathcal{U} + \mathcal{E}_c + \mathcal{E}_g + \mathcal{E}_{cf}$$

- en. interna → legata al moto di agitaz. termica delle molecole
- en. cinetica → legata al moto ORDINATO delle particelle, cioè alla w media delle particelle
- en. gravitazionale → per gas e vapori è trascurabile; l'en x sollevare un po' di aria è così piccola che non vale la pena contarla; quindi la considereremo solo nelle turbopompe
- en. delle forze centrifughe → consideriamo a volte macchine rotanti e quindi dobbiamo tenere conto delle forze centrifughe

Energia Interna

Per un gas l'en. interna può essere calcolata prendendo una scatola di gas a volume cost e fornendole un po' di calore; Se il volume è costante non c'è lavoro, quindi il primo princ. si riduce a

$$dQ_e = d\mathcal{U}$$

Se pensiamo ad un gas l'energia gravitazionale è trascurabile ed essendo un riferimento fisso le forze centrifughe non ci sono. In più nella scatola se non accelero il gas in alcun modo l'energia cinetica è zero → quindi il secondo membro del primo principio si riduce alla variazione dell'energia interna.

Per definizione se io fornisco del calore alla massa questa vedrà aumentare la propria temperatura. La temperatura non è altro che la manifestazione del moto di agitazione termica delle particelle

Possiamo definire il calore specifico a volume costante come il rapporto tra il calore che dobbiamo fornire e la media della temperatura per unità di massa
CIOÈ:
se la temperatura nella trasformazione è cambiata di dT, la quantità di calore che ho dovuto fornire è pari alla massa per calore specifico a volume costante per la variaz. di temperatura

$$L = m\, c_v\, dt$$

$$\Delta\mathcal{U} = m c_v \Delta T \quad \text{Variazione di energia interna}$$

$$\mathcal{U}_2 - \mathcal{U}_1 = m\, c_v (T_2 - T_1)$$

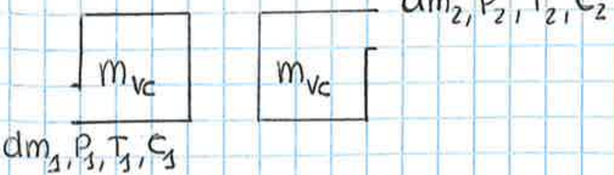
Conseguenza → la densità del volume di controllo rimane costante, la massa contenuta nel vol di controllo è costante; anche l'en associata alla massa nel vol di contr è costante nel tempo. NON CAMBIA LA MASSA, NON CAMBIA L'ENERGIA → la massa che esce è = alla massa che entra

Applico il 1° princ. della forma lagrangiana ad un partic. sistema

Nell'istante iniziale il mio sistema è fatto dalla massa di volume di controllo + dm_1 che sta entrando nel volume di controllo. dm_1 nell'istante finale sarà tutta entrata nel volume.

dm_1 = massa che entra tra t_{in} e t_{fin}. Tra t_{in} e t_f è passato un intervallo di tempo ΔT

Nell'istante finale avrò una massa dm_2 che nel frattempo è uscita



La massa che entra è = alla massa che esce

$dm_1 = dm_2 = dm$ caso stazionario

Portata: massa che entra nell'unità di tempo $\dot{m} = \frac{dm}{dt}$

Immagino che durante la trasformazione dall'istante iniziale all'istante finale nel tempo Δt siano state fornite una quantità di calore dQe e dLe al mio sistema.

CONSIDERO di NUOVO IL MIO VOLUMETTO

Immagino che ci sia una resistenza che abbia fornito un calore dQe al fluido e che dentro il vol di contr ci siano degli organi mobili che fornisce lavoro al fluido

Questo lavoro lo chiamo LAVORO INTERNO dLi

PRIMO PRINCIPIO forma lagrang.

$$dQe + dLe = \underbrace{\cancel{E_{vc}}}_{\text{FINALE}} + \underbrace{dm_2 E_2}_{\text{en. della massa finale}} - \underbrace{\cancel{E_{vc}}}_{\text{INIZ}} - dm_1 E_1 = dm(E_2 - E_1)$$

nel caso stazionario sono =

C'è un altro scambio tra il mio sistema m e l'esterno: interfaccia tra sezione d'ingresso e uscita

Abbiamo una forza F che esercita una pressione $F = P_1 A$. Quindi abbiamo un lavoro tra ist. iniz. e finale

$dL_1 = P_1 A_1 \, dx_1$ $\quad dx_1$ = spostamento

È un lavoro positivo, poiché è il fluido esterno a spingere nella direz. del moto la massa dm_1 che sta entrando

$dL_2 = - P_2 A_2 \, dx_2$

Chiamo questo lavoro LAVORO di SPOSTAMENTO: è il lavoro che il fluido riceve quando viene spostato dall'altra aria da fuori a dentro, è l'aria che deve spostare per poter uscire

$$dLe = dLi + dLsp = dLi + P_1 dV_1 - P_2 dV_2$$

$$\rho dV = dm$$

$$dV = dm \, v \quad \text{volume specifico}$$

$$dQe + \boxed{dLi} = dm\left[\left(\underbrace{U}_{\text{en int.}} + \underbrace{pv}_{\text{lavoro di spostamento}} + E_{c,g,cp}\right)_2 - \left(U + pv + E_{c,g,cp}\right)_1\right]$$

è il lavoro interno che c'interessa perché è quello che noi paghiamo

Conviene riferirsi all'unità di tempo → portata

Definiamo potenza meccanica e potenza termica come il calore e il lavoro scambiato nell'unità di tempo

$$P_1 = \frac{dL_1}{dt} \qquad \dot{Q} = \frac{dQe}{dt}$$

POTENZA INTERNA $\qquad$ POTENZA TERMICA

$$\boxed{\dot{Q}_e + P_1 = \dot{m}\left[\left(U + pv + E_{c,g,cp}\right)_2 - \left(U + pv + E_{c,g,cp}\right)_1\right] = \dot{m}\Delta\left(U + pv + E_{c,g,cp}\right)}$$

09/10/2014

$$L_e + Q_e = \Delta U + \Delta E_{cgcf}$$

$$L_e = \int_1^2 -p\,dv + \Delta E_{cgcf} + L_w$$

formule classiche del primo principio della termodinamica

$$L_i + Q_e = \Delta i + \Delta E_{cgcf}$$

$$L_i = \int_1^2 v\,dp + \Delta E_{cgcf} + L_w$$

Il nostro sistema si evolve tra una condizione 1 e una condizione 2

trasformazione isentropica : $S = cost$

Il secondo principio dice che $dQ_e + dL_w = T\,ds$, la somma di lavoro e calore dissipato

Noi faremo riferimento all'isentropica ADIABATICA ossia senza calore $Q_e = 0$ e REVERSIBILE, $L_w = 0$
Una trasformazione isentropica potrebbe non essere reversibile e adiabatica

In generale nelle macchine che trattiamo il fluido passa veloce, quindi non fa tempo a ricevere calore; per questo motivo consideriamo trasformazioni adiabatiche e se non ci sono attriti la trasf adiabatica reversibile è la trasformazione *ideale* per la nostra macchina.

Entropia $T\,ds = di - v\,dp = 0$

tratto un gas ideale e perfetto $\rightarrow T\,ds = c_p\,dT - v\,dp$

divido per T $\quad ds = c_p \frac{dT}{T} - \frac{v}{T}dp = c_p \frac{dT}{T} - R\frac{dp}{p}$

Se integro questa equazione tra un generico punto 1 iniziale e 2 finale

$$\Delta S = 0 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{P_2}{P_1}$$

Applico la propr. dei logaritmi

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{R}{c_p}} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{\gamma-1}$$

applicando l'eq. dei gas perfetti

Combinando le ultime 2 equazioni $p v^{\gamma} = cost$

La trasformazione isentropica è caratt. dal legame tra pressione e temperatura o pressione e volume o volume e temperatura, quindi imponiamo il cammino che la trasformazione deve seguire

Considerazioni: se la pressione cresce anche la temperatura cresce. A fronte di grandi variaz. di pressione abbiamo piccole variazioni di temperatura.

trasformazione politropica $p v^{m} = cost$ m dipende dal gas e dalla trasformazione

Quella che più useremo sarà $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{m-1}{m}}$

Se conosco η_c posso scrivere il lavoro reale come

$$L_c = \frac{1}{\eta_c} c_p T_1 \left(\beta_c^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right)$$ → scrivo il lavoro in funzione del tipo di gas c_p e γ

Tutti i compressori hanno rendimenti abbastanza vicini tra di loro

2) La seconda espressione che possiamo dare deriva direttamente dalla definizione di POLITROPICA. Se noi supponiamo che la nostra trasformazione sia politropica scriviamo

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{m-1}{m}}$$

Quindi il lavoro di compressione $L_c = C_p (T_2 - T_1) = C_p T_1 \left(\beta_c^{\frac{m-1}{m}} - 1 \right)$

tipicamente m non è così facile da ricavare

3) Il terzo modo per scrivere il lavoro sfrutta il RENDIMENTO POLITROPICO (o idraulico): è il rendimento che si definisce per le macchine che comprimono i liquidi incomprimibili cioè a volume costante

$$\eta_{yc} = \frac{L_c - L_w}{L_c}$$ dove L_c = lavoro che devo fare e L_w = perdite

$$L_c - L_w = \int_1^2 v\, dp =$$ → lo ricavo dal primo principio di forma mista

Ora svolgo l'integrale sfruttando la relazione $p v^m = p_1 v_1^m$

$$= P_1^{\frac{1}{m}} v_1 \int^2 P^{-\frac{1}{m}} dp = \frac{m}{m-1} P_1^{\frac{1}{m}} v_1 \left[P_2^{\frac{m-1}{m}} - P_1^{\frac{m-1}{1}} \right] = \frac{m}{m-1} P_1 v_1 \left[\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{m-1}{m}} - 1 \right]$$

$$\eta_{yc} = \frac{\frac{m}{m-1} \cancel{R T_1} \left(\beta_c^{\frac{m-1}{m}} - 1 \right)}{\frac{\gamma}{\gamma-1} \cancel{R T_1} \left(\beta_c^{\frac{m-1}{m}} - 1 \right)}$$ osservo che $C_p = \frac{\gamma}{\gamma-1} R$

$$\frac{m-1}{m} = \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{1}{\eta_{yc}}$$ Troviamo il legame tra η_{yc} e l'esponente della politropica

Arriviamo alla terza espressione del lavoro

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

$$L_c = \int_1^2 v\,dp + L_w$$ forma euleriana $L_i = \int v\,dp + \Delta E_{c,g,p} + L_w$

possiamo usare la stessa formula per calcolare il lavoro isentropico

$$L_{c_{is}} = \int_1^{2_{is}} v\,dp + \underbrace{\emptyset}_{L_w = 0}$$

I due integrali sono ≠ perché è diverso il volume lungo cui facciamo l'integrale. A parità di pressioni il volume sull'isentropica è ≠ dall'altra generica

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{P_4}{P_3}\right)^{\frac{m-1}{m}}$$

(2)

$$L_t = C_p T_3 \left(1 - \frac{1}{\beta_t^{\frac{m-1}{m}}}\right) \qquad L_t = C_p (T_3 - T_4)$$

$$\eta_{yt} = \frac{L_t}{L_t + L_w}$$ come si chiama?

Sviluppiamo il primo principio della forma mista

$$L_t = -\int_3^4 v\,dp - L_w$$

$$L_{t_{is}} = -\int_3^{4is} v\,dp$$

Ora però le perdite sono favorevoli perché il volume del primo è + grande del secondo

$$L_t = L_{t_{is}} - L_w + L_R \qquad L_R = \text{LAVORO di RECUPERO} = \left[\int_4^3 v\,dp - \int_{4is}^3 v\,dp\right] \geq 0$$ le perdite aumentano il volume

$$\eta_{yt} < \eta_t$$ contrario rispetto a prima

Se facciamo l'integrale otteniamo $L_t + L_w = \frac{m}{m-1} R T_3 \left(1 - \frac{1}{\beta^{\frac{m-1}{m}}}\right)$

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

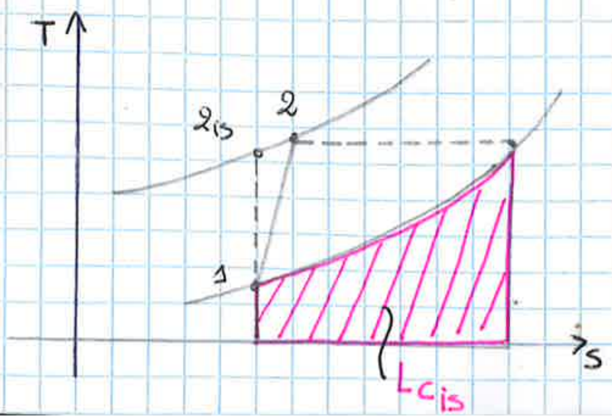
Quindi il terzo modo per scrivere il lavoro è

(3)

$$L_t = C_p T_3 \left(1 - \frac{1}{\beta_t^{\frac{\gamma-1}{\gamma}\cdot \eta_{yt}}}\right)$$

Approfondimento: DIAGRAMMI T-S : è possibile visualizzare questi lavori come aree sui diagrammi temperatura-entropia

Visualizziamo i lavori come grandezze opportunamente definite



Una trasformazione isobara senza lavoro non ha perdite. Quindi per il secondo princ.

$$T ds = dQ = C_p dT$$ essendo $P = COST$, $L_1 = 0 \rightarrow L_w = 0$

?

Vediamo come la variazione di entalpia per un certo dT è uguale all'aria sottesa dall'isobara tra quelle 2 curve

Studiamo il ciclo: la prima grandezza che ci interessa è il lavoro netto del ciclo

$L = L_t - L_c$ → lavoro che dobbiamo fare durante la compressione

lavoro di turbina che otteniamo durante l'espansione

l'altra grandezza che c'interessa è il rendimento del ciclo $\eta = \frac{L}{Q_1}$ → lavoro ottenuto / → calore fornito

N.B. Il rendimento visto ora e i rendimenti visti precedentemente sono 2 grandezze ≠. Il rendim. che abbiamo usato per compressore e turbina sono il rendim. di una certa macchina che mette in relazione quello che la macchina fa nel caso reale con quello che farebbe nel caso ideale, cioè dice quanto la macchina funziona vicino al caso ideale. Qua invece stiamo parlando di un ciclo termodinamico non di una macchina. Il ciclo termodinamico ha lo scopo di trasformare dell'energia sconfinata (il calore prodotto x ex da combustione) in lavoro. Carnot ha insegnato che questa trasform. non può mai avvenire con efficienza unitaria. Quando trasformiamo una quantità di energia disordinata in ordinata "ci perdiamo" e questo rendimento ci dice quanto. Il rendimento del ciclo non è mai 1

Affrontiamo il caso ideale. Le ipotesi che aggiungiamo sono $\Delta E_{cg\,cp} = 0$, non ci sono altre forme di energia in gioco se non entalpia ed energia interna. Caso stazionario. Stesse ipotesi fatte prima per compressione ed espansione adiab.

$$L_t = c_p(T_3 - T_{4_{is}}) = c_p T_3 \left(1 - \frac{1}{\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}\right)$$

$$L_c = c_p(T_{2_{is}} - T_1) = c_p T_1 \left(\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1\right)$$

$$Q_1 = c_p(T_3 - T_2)$$

$$Q_2 = c_p(T_4 - T_1)$$

Per comodità adimensiono il lavoro (T_1 temp. nota)

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

Il lavoro adimensionato dipende da β e dal rapporto T_3/T_1

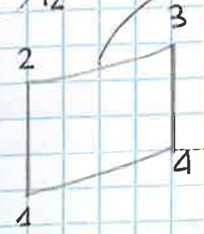
Il rendimento

$$\eta = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = 1 - \frac{T_1}{T_2}\frac{\left(\frac{T_4}{T_1} - 1\right)}{\left(\frac{T_3}{T_2} - 1\right)} = 1 - \frac{T_1}{T_2} = 1 - \frac{1}{\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}$$

10-10-2014

$$\frac{\frac{T_4}{T_1}-1}{\frac{T_3}{T_2}-1} = 1$$

Si può dimostrare da una trasformazione ricavando Δs



politropica isobara

$$ds = c_p \frac{dT}{T} - \frac{v}{T} dp$$

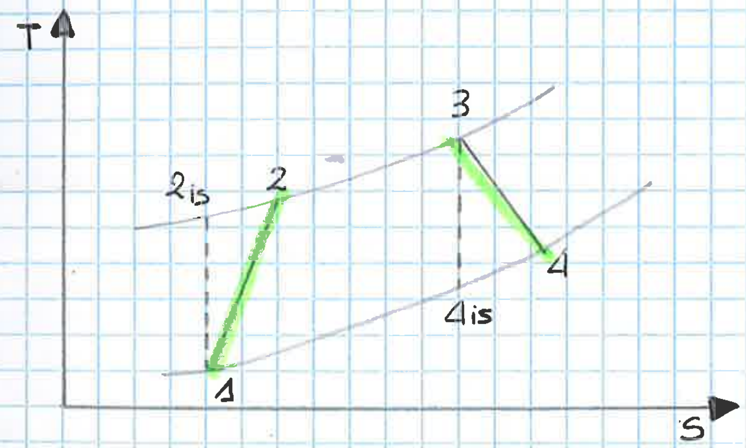
$$\Delta s = c_p \ln \frac{T_f}{T_i} - 0$$

se $p = cost$

$$S_3 - S_2 = c_p \ln \frac{T_3}{T_2} = S_4 - S_1 = c_p \ln \frac{T_4}{T_1} \qquad \frac{T_4}{T_1} - 1 \cdot \frac{1}{\frac{T_3}{T_2}-1} = 1$$

CICLO JOULE-BRAYTON REALE

Nel ciclo reale le trasformazioni 1-2 e 3-4 non sono più isentropiche ma avvengono con aumento di entropia, $Q_e = 0$ e $L_w > 0$ tra 1-2 e 3-4. Anche la fornitura di calore da 2 a 3 in genere avviene con perdite e questo provoca una diminuzione di P_3 risp. a P_2. Per ora però trascuriamo questo effetto e consideriamo $\beta_c = \beta_t = \beta$ cioè $P_3 = P_2$ e $P_4 = P_1$



Lavoro di compressione $\quad L_c = \frac{1}{\eta_c} c_p T_1 \left(\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right)$

Lavoro di turbina $\quad L_t = \eta_t \, c_p T_3 \left(1 - \frac{1}{\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \right)$

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

$$\frac{Q_1}{c_p T_1} = \frac{c_p (T_3 - T_2)}{c_p T_1} = \frac{T_3}{T_1} - \frac{T_2 - T_1}{T_1} - 1 = \frac{T_3}{T_1} - \frac{L_c}{c_p T_1} - 1 = \frac{T_3}{T_1} - \frac{1}{\eta_c} \left(\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right) - 1$$

Possiamo così definire il rendimento del ciclo come

$$\eta = \frac{L / c_p T_1}{Q_1 / c_p T_1}$$

a turbina a turboelica. Per i motori a turbogetto le cose dette non sono del tutto valide. Una macchina a reazione è una macchina che produce spinta, nel turbogetto ho direttamente la spinta e aumentando la potenza non è detto che la spinta ne tragga beneficio sempre.

Lavoro con $\Delta E_c \neq 0$

Manteniamo le ipotesi di moto permanente, macchina adiabatica $Q_e = 0$ e ci riferiamo a gas (e vapori) in modo da poter trascurare l'en gravitazionale $\Delta E_g = 0$ e ci mettiamo in un sistema fisso $\Delta E_{cf} = 0$ tale che le forze centrifughe non ci siano

Il primo principio diventa $L_i = \Delta i + \Delta E_c$

Per una trasformazione da un generico punto 1 a un punto 2

$$L_i = i_2 - i_1 + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} = c_p(T_2 - T_1) + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2}$$

GRANDEZZE TOTALI (O D'ARRESTO)

Enunciamo un modo per rendere quest'eq. simile a quella che avrei se non ci fosse l'en cinetica

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

entalpia — en cinetica

$$L_i = i_2^0 - i_1^0 = c_p(T_2^0 - T_1^0)$$

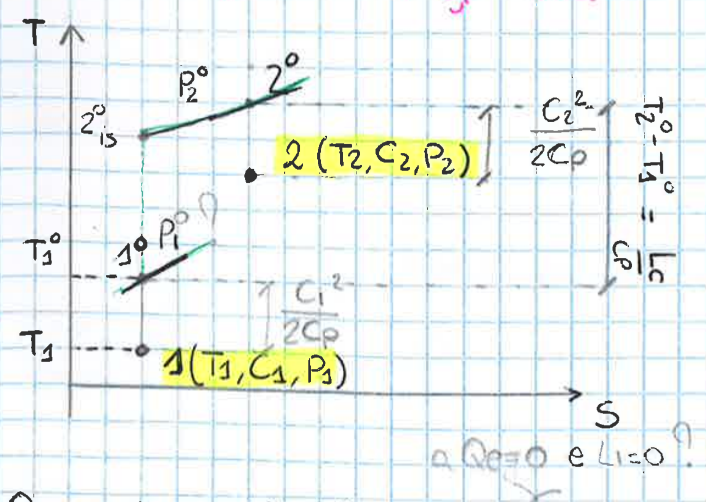
Temperatura totale $T^0 = \frac{i^0}{c_p}$

Se $Q_e = 0$ (trasformazione adiabatica) e $L_i = 0$, l'entalpia totale è cost $i^0 = \text{COST}$ e se trattiamo un gas ideale anche $T^0 = \text{COST}$.
Se abbiamo un flusso che evolve da una certa condiz. 1 a una condiz 2 senza calore e senza lavoro le sue i^0 e T^0 rimangono cost, cioè se non c'è calore né lavoro l'en. totale resta costante. Il bilancio è tale che entalpia + en.cinetica non cambia. Questo è quello che accade ad una corrente libera

Queste proprietà scritte valgono sempre sia nel caso di reazioni reversibili sia in caso di perdite

Ora cerchiamo di scrivere queste proprietà legate a compressore e turbine

COMPRESSIONE su diagramma T-S



Partiamo dal punto 1 con T_1, P_1 e C_1.
Alla fine della trasformazione finisco nel punto 2, posto più a DX perché ci sono perdite caratterizzato da T_2, P_2, C_2
Ora definisco la pressione totale e di conseguenza il punto 1^0 e 2^0 che corrisp. a pressioni e temperature totali nel punto 1 e 2

Se considero un punto generico

$$\boxed{i^0 = i + \frac{c^2}{2}} \qquad \boxed{T^0 = T + \frac{c^2}{2c_p}}$$

Quando ho una $\forall$ trasformazione queste grandezze restano invariate e allora vado a studiare le relazioni tra il punto generico e il punto D'ARRESTO ossia quello con $C = 0$

$$L_{c_{id}} = c_p T_1^{\circ} \left(\beta_c^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right)$$

$$\eta_c = \frac{L_{c\,id}}{L_c}$$

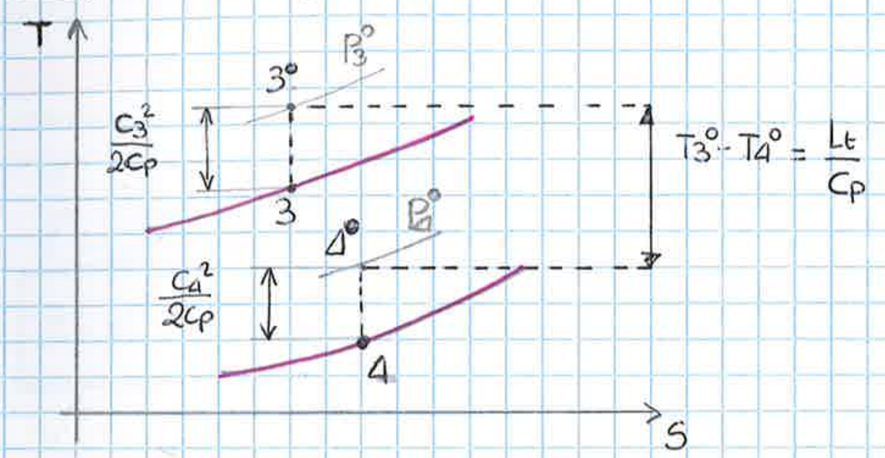
$$L_c = \frac{1}{\eta_c} c_p T^{\circ} \left(\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right) \qquad \beta_c = \frac{p_2^{\circ}}{p_1^{\circ}}$$

RENDIMENTO POLITROPICO : η_{yc}

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

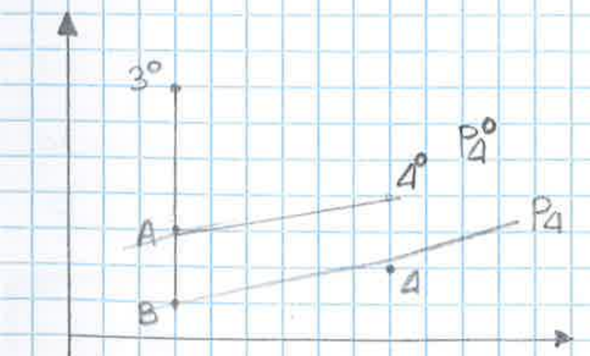
Assegnate le grandezze totali il volume specifico dipende dalle grandezze statiche

Diagramma T-S per la turbina



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

Adottiamo 2 p.d.v ≠. Nella turbina, prendo il gas combusto e lo faccio espandere (diminuire la pressione e aumentare la velocità)



Total-to-total

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

$$L_{t_{id}} = c_p (T_3^{\circ} - T_A)$$

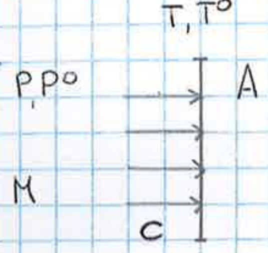
$$T_A = \frac{T_3^{\circ}}{\beta_t^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}$$

PORTATA $\dot{m} = \rho c A$ 16-10-2011

scrivo l'eq. in funzione di ρ^0 e P^0 e di una variabile che può essere P o Mach
Questo ci serve perché molto spesso con i fluidi con i quali abbiamo a che fare noi sia T^0 che P^0 sono costanti quindi diventano le stesse per tutti i punti del nostro flusso
Scrivo una funzione attraverso 2 grandezze note

Molto spesso per una corrente libera o in un ugello il flusso è ADIAB e REVERS.

Ora ci mettiamo in una precisa sezione dell'ala. Vogliamo scrivere $\dot{m}$ in quella sezione e usiamo le variabili in quella precisa sezione (locale)



Riscriviamo $\rho c A$ sfruttando i valori statici e i valori totali. La densità si può scrivere immediat. perché il legame tra punto statico e punto totale è quello dell'isentropica

$$\frac{P}{\rho^\gamma} = \frac{P^0}{\rho^{0\gamma}}$$

$$\boxed{\rho = \rho^0 \left(\frac{P}{P^0}\right)^{\frac{1}{\gamma}}}$$ ρ in funz di grand totali e P

Per ricavare c scrivo il 1° principio in forma mista

$$L_i = \int v\,dp + \Delta E_{c,g,cf} + L_w$$ lo applico alla trasf tra punto statico e totale

$$0 = \int_{P(\gamma)}^{P^0} v\,dp + \frac{0^2 - c^2}{2}$$

$P(\gamma) \rightarrow$ lungo isentropica

GRANDEZZE D'ARRESTO O TOTALI: grandezze che otteniamo se fermiamo il flusso in modo adiab e senza lavoro

$L_w = 0$ perché la trasf. è reversibile

per svolgere l'integrale sostituisco $v = \frac{1}{\rho} = \frac{P^{0\,\frac{1}{\gamma}}}{\rho^0} P^{-\frac{1}{\gamma}}$

$$\frac{c^2}{2} = \frac{\gamma}{\gamma-1}\frac{P^0}{\rho^0}\left(1 - \left(\frac{P}{P^0}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right)$$

$$\boxed{c = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1}\frac{P^0}{\rho^0}\left(1 - \left(\frac{P}{P^0}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right)}}$$

$$\sqrt{P^0\rho^0} = \frac{P^0}{\sqrt{\frac{P^0}{\rho^0}}}$$

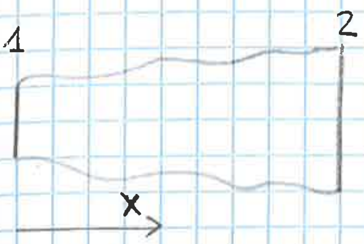
$$\boxed{\dot{m} = \frac{P^0}{\sqrt{\frac{P^0}{\rho^0}}} A \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1}\left[\left(\frac{P}{P^0}\right)^{\frac{2}{\gamma}} - \left(\frac{P}{P^0}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right]}}$$

$\rightarrow$ se trattiamo gas perfetti posso scrivere $= \sqrt{RT^0}$

$$\frac{P}{P^0} = \frac{1}{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2}M^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}}$$

La portata corretta si annulla quando $p=0$, cioè $p \to 0$ e $M \to \infty$ e quando $p \to p^o$ e $c \to 0$ e $M \to 0$. Ha un andamento con un max in mezzo che corrisponde alla situazione critica, che corrisponde ad avere $M=1$ e ad avere $\frac{p}{p^o} = \left(\frac{p}{p^o}\right)_{cr}$ = rapporto critico

Considero FLUSSO UNIDIMENSIONALE-STAZIONARIO $\to \frac{\partial}{\partial t} = 0$



le grandezze dipendono solo da una generica ascissa x. Cambiano lungo il condotto ma non trasversale

La velocità ha solo una componente lungo $x \to \frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial z} = 0$ $\quad C = C_x$

La portata che passa in 1 = a quella in 2 $\quad \dot{m}_1 = \dot{m}_2$

IPOTESI: flusso ADIABATICO e REVERSIBILE $\quad Q_e = 0 \quad L_W = 0$
e non c'è lavoro $L_i = 0$

Stiamo studiando una corrente libera

$\boxed{T_1^o = T_2^o}$ e $\boxed{P_1^o = P_2^o}$

Se scriviamo la portata in 1 e la portata in 2 e le uguagliamo otteniamo

$$\frac{\cancel{P_1^o} A_1}{\cancel{\sqrt{RT_1^o}}} \varphi(M_1) = \frac{\cancel{P_2^o} A_2}{\cancel{\sqrt{RT_2^o}}} \varphi(M_2)$$ $\to$ le espressioni della portata valgono localmente

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{\varphi(M_2)}{\varphi(M_1)}$$

Relazione che dice come variano le aree in relazione ai numeri di Mach
Tanto più l'Area cresce tanto più $\varphi(M)$ deve diminuire

I grafici ci vengono in aiuto per capire cosa succede se l'area cresce o diminuisce
Separiamo i 2 casi

SUBSONICO $M < 1$

Se l'area cresce, condotto DIVERGENTE, $A_2 > A_1$, $\varphi(M_2)$ dovrà essere $< \varphi(M_1)$.
Se siamo in subsonico e $\varphi(M)$ deve diminuire, ci dobbiamo spostare verso sx cioè il Mach diminuisce e di conseguenza la pressione aumenta.
Se l'area diminuisce, condotto CONVERGENTE, $\varphi(M)$ cresce, quindi il Mach deve salire e di conseguenza la pressione scende.
Se ~~l'area~~ sale, la portata corretta scende, ci spostiamo verso sx nel 1° grafico

SUPERSONICO $M > 1$

Se l'area cresce, condotto DIVERGENTE, la portata corretta diminuisce, la corrente accelera e la pressione scende. In modo simmetrico se l'area diminuisce la portata corretta cresce la corrente rallenta e la pressione aumenta (CONVERGENTE)

C'È UNA SEMPLICE RELAZIONE TRA MACH E AREA

Se ragioniamo a T^o e p^o cost $\quad \frac{\dot{m}\sqrt{RT^o}}{p^o A} \propto \varphi c$

Quando φc max $\to$ Amin

sfrutto queste ipotesi per fare i conti:

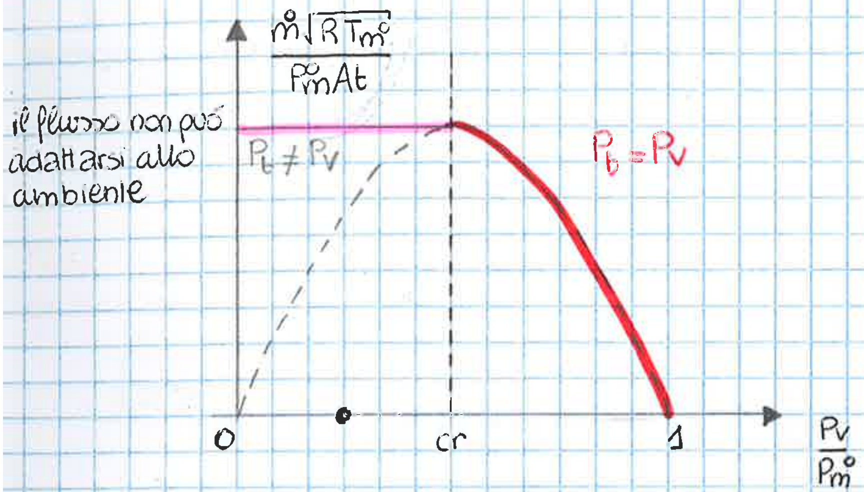
1.] Il flusso è isentropico $T_t^o = T_m^o$ e $P_t^o = P_m^o$ (le grandezze totali sono cost)

2.] Se $P_t = P_v$ potrei scrivere immed. la portata

$$\dot{m} = \frac{P_m^o A_t}{\sqrt{R T_m^o}} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1}\left(\frac{P_v}{P_m^o}\right)^{\frac{2}{\gamma}} - \left(\frac{P_v}{P_m^o}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma}}}$$

QUANDO P_v si abbassa di tanto rispetto a P_m^o tale per cui $\frac{P_v}{P_m}$ non è più compreso tra cr e 1 → non si ha + adattamento

Se l'ipotesi fosse vera, io ho già il risultato

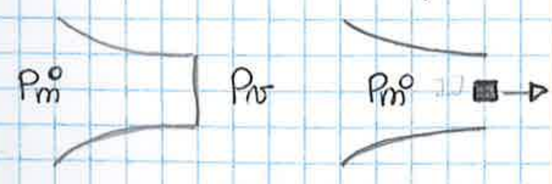


dimensiono la portata non più con i valori locali della sezione in cui sono, ma con le condizioni che stabiliscono il funzionamento del mio ugello
↓
la soluzione sarebbe esattamente la curva di prima

Questa ipotesi è verificata solo nel tratto subsonico ($P_t = P_v$)

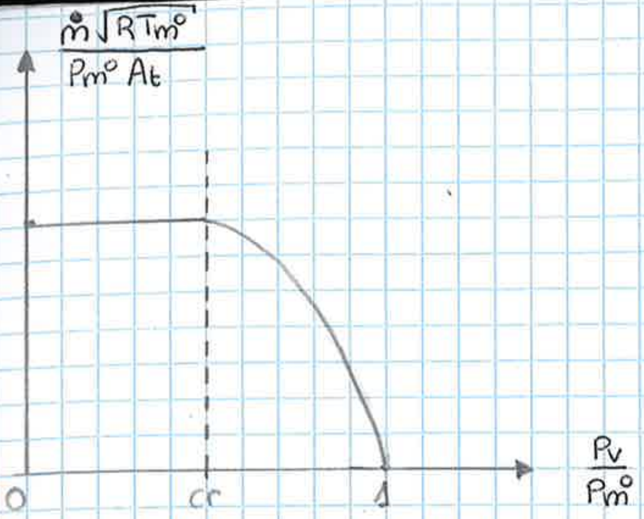
La pressione d'uscita se il flusso è subsonico è sempre = alla pressione ambiente perchè se la pressione non fosse = nascerebbe un disturbo che cambierebbe il flusso nell'ugello finchè la pressione non diventa uguale.

ESEMPIO: immagino di avere un ugello chiuso e abbiamo una P_m^o, togliendo la chiusura dell'ugello, immagino di avere una $\boxed{P_v < P_m}$ Quando tolgo il tappo c'è una differenza di pressione tra i 2 valori. La molecola d'aria ■ che si trova in mezzo ha una pressione a DX ≠ di quella a SX, quindi comincia ad accelerare. Questo fa sì che nasca un segnale xké se si muove, la particella che c'è immediat dietro, non ha più niente davanti e quindi spinta dalla pressione anche lei accelera e così via. Nasce un segnale per cui tutto il flusso nel mio ugello comincia a muoversi e lo fa sempre di più fintanto che $\boxed{P_v = P_t}$. Se il flusso è subsonico il segnale si propaga e fa sì che tutto quello che sta a monte si adegui a quello che trova a valle per cui in subsonico non ci possono essere discontinuità di pressione. Questo però vale fintanto che noi arriviamo ad essere sonici in gola ($M=1$) nella sezione d'uscita. se dovesse continuare ad essere valida l'ipotesi di pressione d'uscita = pressione di valle vorrebbe dire che il flusso dovrebbe diventare SUPERSONICO



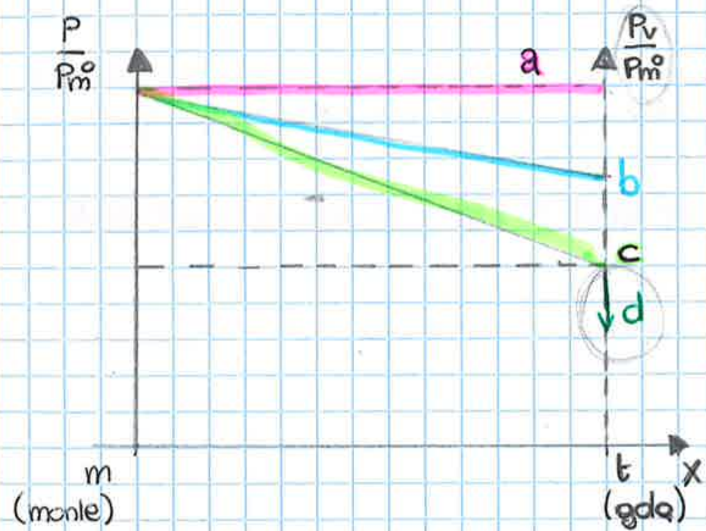
Si parla di flusso adattato quando la pressione d'uscita è uguale alla pressione ambiente
Nel tratto cr−0 non c'è può essere adattamento perchè vorrebbe dire $M > 1$
Per accelerare $M > 1$ ho bisogno di un divergente, e in questo caso non c'è. Quindi succede che in quel tratto a sx la portata rimane uguale al max che ha raggiunto per $M=1$, e rimane costante.

Immagino di essere nella situazione critica, abbiamo all'uscita $M = 1$ e $p = p_v$ improvv. abbassiamo la pressione di valle; la particella che si trova in uscita trova davanti a se una pressione più bassa, quindi tende ad accelerare, in effetti il flusso accelererà fuori dall'ugello ma dentro l'ugello la particella immediat dietro quella non può accorgersi che quella avanti se ne andata perchè il segnale si propaga con



Nel caso critico la portata non dipende dalle condizioni a valle solo da quelle a monte (è costante). In un ugello critico la portata corretta è costante non dipende da niente.
COSTANTE = non dipende dalle condizioni di valle fissate le condizioni di moto

Cosa succede lungo un ugello (dall'ingresso all'uscita) al variare della pressione di valle?

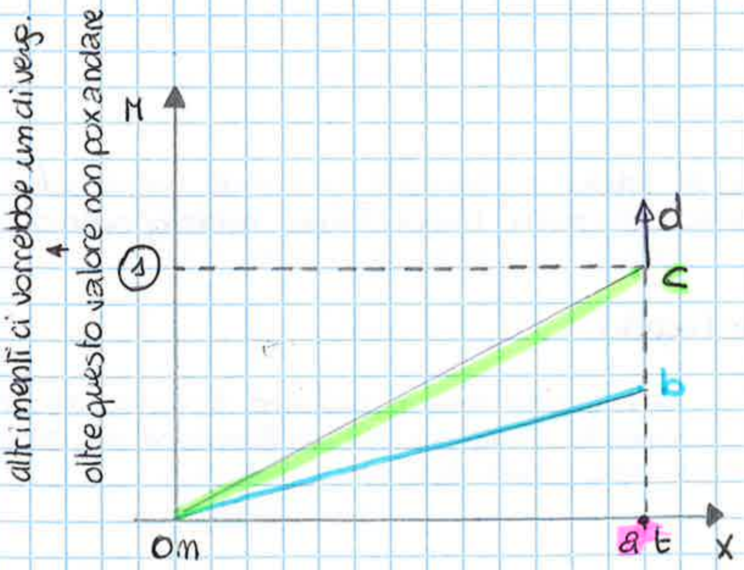


L'asse x rappresenta l'ascissa dell'ugello;

Su t andiamo a mettere $\frac{P_v}{P_m^0}$ (punto d'uscita) che rappresenta le condizioni ambiente

L'ugello ha area di monte ∞. In generale in tutte le sezioni la velocità parte da 0

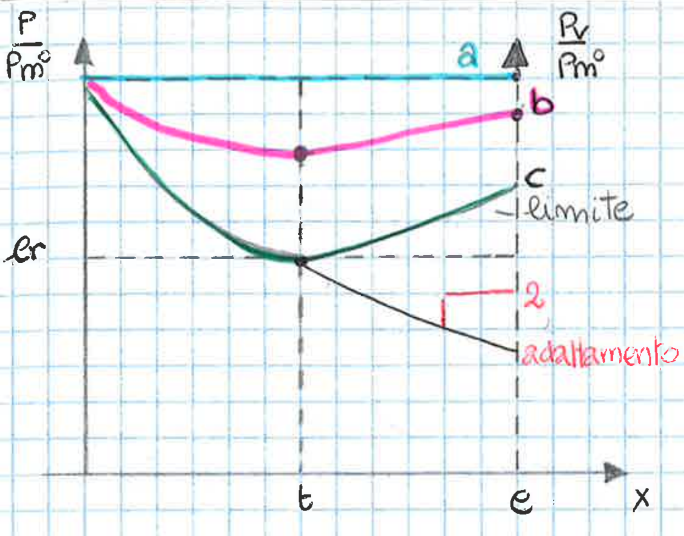
caso a: $P_v = P_m^0$
Abbiamo il condotto che mette in comunicaz. un serbatoio in cui c'è una certa pressione con un ambiente in cui c'è la stessa pressione → non succede niente, nel condotto la press è = in tutti i punti e il fluido è fermo



caso b: suppongo di avere una press. di valle intermedia tra press di monte e press. critica. Se considero questo caso transitorio (prima di ragg. caso critico) → succede quello che abbiamo detto prima: tutte le particelle accelerano, la portata aum, la pressione diminuisce finché la press. in uscita è diventata = a quella ambiente

caso c: caso critico
Andamento analogo; la corrente subsonica nel convergente accelera

d: espansione che viene fuori dall'ugello

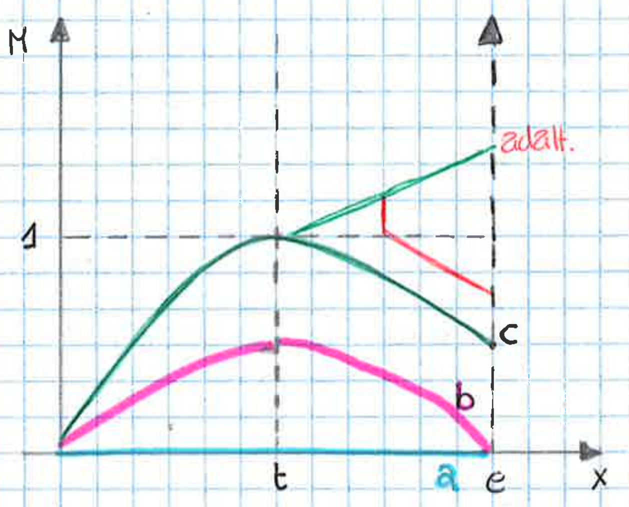


Ipotesi per flusso:
- UNIDIMENSIONALE STAZIONARIO
- ADIABATICO
- SENZA ATTRITI (ma presenza di irreversibilità legate alla presenza d'onde d'urto)

↓

Quando una corrente supersonica deve rallentare, lo fa in modo brusco attraverso l'onda d'urto → la pressione aumenta, ma a causa di un aumento d'entropia, la pressione totale diminuisce

Con queste ipotesi il flusso sarà reversibile nel convergente dove il flusso è subsonico
- REVERSIBILE nel convergente
- IRREVERSIBILE nel divergente



caso a: pressione di valle = pressione di monte → l'aria ha pressione cost, la velocità = 0 e la portata sarà 0

caso b: prima la pressione scende fino ad un certo valore minimo nella sezione di gola ma poi essendo ancora subsonico, il flusso rallenta e si comprime nella sezione divergente.

In modo analogo il Mach. Parte da 0 raggiunge un massimo in gola e poi diminuisce. Il flusso è subsonico quindi forzatamente la pressione d'uscita deve essere = alla pressione di valle. Contemp. poiché il flusso è tutto subsonico sarà reversibile → la pressione totale in uscita sarà la pressione totale di monte

caso c: se abbasso ancora di più la pressione arrivo alla situazione limite o discriminante in cui l'accelerazione durante il convergente arriva proprio alla condizione SONICA $M=1$ in gola → se il flusso è 1-ε il flusso si ricomprimerà e questa è la SITUAZIONE LIMITE e la pressione è limite o discriminante. È + alta della pressione critica (flusso da sonico a subsonico con aumento di P nel divergente) → quindi la P all'inizio del divergente è < della fine.

Se abbasso ulteriormente la pressione di valle cosa succede nel convergente?
La particella accelera ancora di più, il segnale risale fino alla gola dove smette di salire perché il segnale si muove verso il monte con la stessa velocità con cui la corrente scende verso valle. Il segnale si ferma in gola. Se abbasso la pressione sotto il valore limite nel convergente non cambia niente perché il segnale non riesce ad oltrepassare la gola quando la gola è sonica, la portata non cambia. Se nel divergente la portata non cambia

$$\left(\frac{P_V}{P_m^0}\right) < \left(\frac{P}{P_0}\right)_{lim}$$

$$\dot{m} = \dot{m}_{cr} = \frac{P_m^0 A_t}{\sqrt{R T_m^0}} f(1)$$

uguaglio le 2 portate

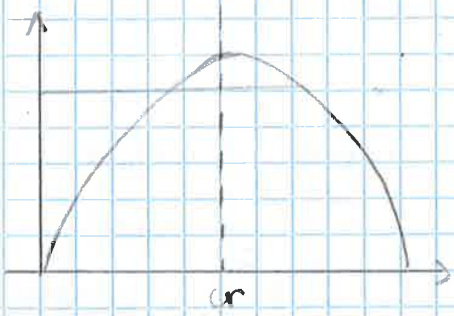
$$\frac{\cancel{P_m^0} A_e}{\cancel{\sqrt{R T_m^0}}} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1}\left[\underbrace{\left(\frac{P}{P_0}\right)}_{x}^{2/\gamma} - \underbrace{\left(\frac{P}{P_0}\right)}_{x}^{\frac{\gamma+1}{\gamma}}\right]} = \frac{\cancel{P_m^0} A_t}{\cancel{\sqrt{R T_m^0}}} f(1)$$

$$x^{\frac{2}{\gamma}} - x^{\frac{\gamma+1}{\gamma}} = \underbrace{\left[\frac{A_t}{A_e} f(1)\right]^2 \frac{\gamma-1}{\gamma}}_{K}$$

$$x = \left(\frac{K}{1-K^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}\right)^{\frac{\gamma}{2}}$$

Se $\frac{P_V}{P_m^0} < \left(\frac{P}{P_0}\right)_{cr} < \left(\frac{P}{P_0}\right)_{lim}$ Se siamo sotto il rapporto critico sicuram. siamo anche sotto il limite

Siamo sicuram. nel caso critico



SUBSONICO

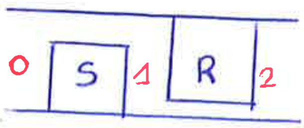
Se $\frac{P_V}{P_m^0} > \left(\frac{P}{P_0}\right)_{cr}$ $\rightarrow$ calcolo $\dot{m}_{cr}$ e la portata che avrei per $\begin{pmatrix} P_e = P_V \\ P_e^0 = P_m^0 \end{pmatrix}$

le ne prendo la più piccola

Quindi calcolo le 2 portate e prendo la più piccola

TURBINE

Nello statore $L_i = 0$



$p_1 < p_0$

$C_1 > C_0$

Nel rotore $L_i < 0$, $L_t = L_i > 0$

$C_2 < C_1$ (non necessariamente $C_2 = C_0$, ~~∄~~ limitazioni aerodinamiche)

Due casi a seconda del grado di reazione $R = \dfrac{P_2 - P_1}{P_1 - P_0}$

TURBINA ad AZIONE $P_2 = P_1$ $\Rightarrow R > 0$ (NON VARIA p)

TURBINA a REAZIONE $P_2 < P_1$

TURBINA AD AZIONE ASSIALE

Turbine assiali in uso aeronautico; le centrifughe sono usate solo per sovralimentazion

Teorema del momento angolare

$L_t = U_1 C_{U1} - U_2 C_{U2} - U(C_{U1} - C_{U2})$ poiché assiale $\to U_1 = U_2 = U$

TURBINA IDEALE $L_w = 0$, con $p_1 = p_2$, allora $\|W_1\| = \|W_2\|$

o W_1 coincide con W_2 o sono simmetriche

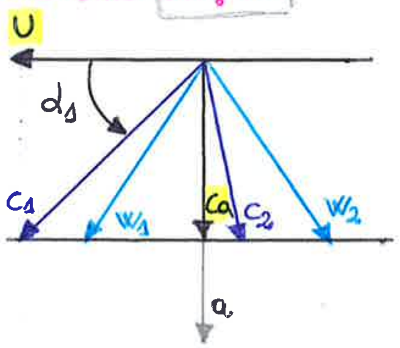
1° principio misto solidale al rotore

$$0 = \underbrace{\cancel{\int_1^2 v\,dp}}_{P_1 = P_2} + \Delta E_c + \underbrace{\cancel{\Delta E_{cp}}}_{U_1 = U_2} + \underbrace{\cancel{L_w}}_{0} = \frac{W_2 - W_1}{2} \to W_1 = W_2$$

Con l'ipotesi $C_a = cost$, conoscendo U e α_1 (costruttivo), il triangolo delle velocità è completo

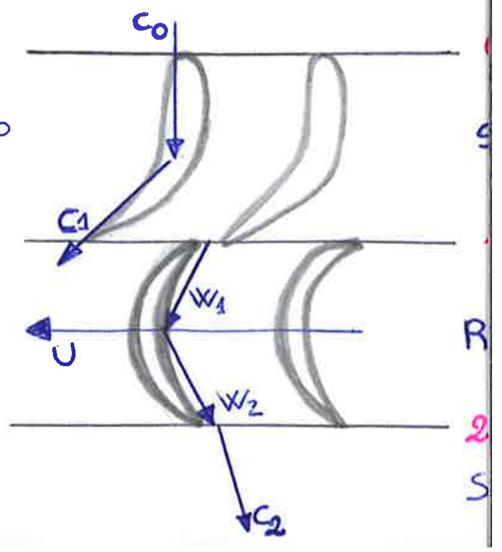
N.B. La "U" deve essere a sx poiché, se $\boxed{L_t > 0}$, $\boxed{C_{U1} > C_{U2}} \to \boxed{W_1 \text{ è a sx di } W_2}$

α_1, tipicamente $\boxed{10 \div 30°}$



C_1 è solitamente supersonica

• le pale del rotore sono aguzze per questo motivo al bordo d'attacco



LAVORO $L_t = U(C_{U1} - C_{U2})$

$C_{U1} = C_1 \cos\alpha_1$

$C_{U2} = W_{U2} + U = -W_{U1} + U = -(C_{U1} - U) + U = 2U - C_1\cos\alpha_1$

$L_t = U(C_1\cos\alpha_1 - 2U + C_1\cos\alpha_1) = 2U(\cos\alpha_1 \cdot C_1 - U)$

Potenza interna: potenza meccanica scambiata, cioè il lavoro fatto dagli organi mobili nell'unità di tempo è la coppia degli organi mobili per la velocità angolare

$P_i = C \cdot \omega =$

$= \dot{m}(\omega r_2 C_{u_2} - \omega r_1 C_{u_1})$

ωr = velocità della paletta ⇒ $\omega r = U$ = velocità di trascinamento

$P_i = C\omega = \dot{m}(U_2 C_{U2} - U_1 C_{U1})$

$(\dot{m} L_i)$ (*) Lavoro dinamico

$\cancel{\dot{m}} L_i = \cancel{\dot{m}}(U_2 C_{U2} - U_1 C_{U1})$

$L_i = U_2 C_{U2} - U_1 C_{U1}$

23/10/2014

1. ingresso rotore
2. uscita rotore

$L_i = U_2 C_2 - U_1 C_1$

W = velocità angolare del rotore
U = velocità delle palette

Se vogliamo fare lavoro positivo comprimere fluido devo aumentare la componente CU della velocità e/o aumentare la velocità U.

ROTORE ASSIALE: il flusso fluisce nella direzione assiale e non radiale

Devo studiare i triangoli di velocità

$\bar{C} = \bar{W} + \bar{U}$

$\bar{C}$: velocità assoluta; $\bar{W}$: v. del flusso relative alle palette; $\bar{U}$: velocità delle palette

Studiando i triangoli di velocità capiamo quanto lavoro dobbiamo fare. Mischiando le espressioni del 1° principio con l'espressione ~~[illegible]~~ del lavoro dinamico determ. in base a coppie e mom applicati.

Applico il 1° principio (forma euleriana) al rotore

$$L_i + \underbrace{Q_e}_{0} = c_p(T_2 - T_1) + \frac{C_2^2 - C_1^2}{2} + \cancel{\Delta E_{c,f}}$$

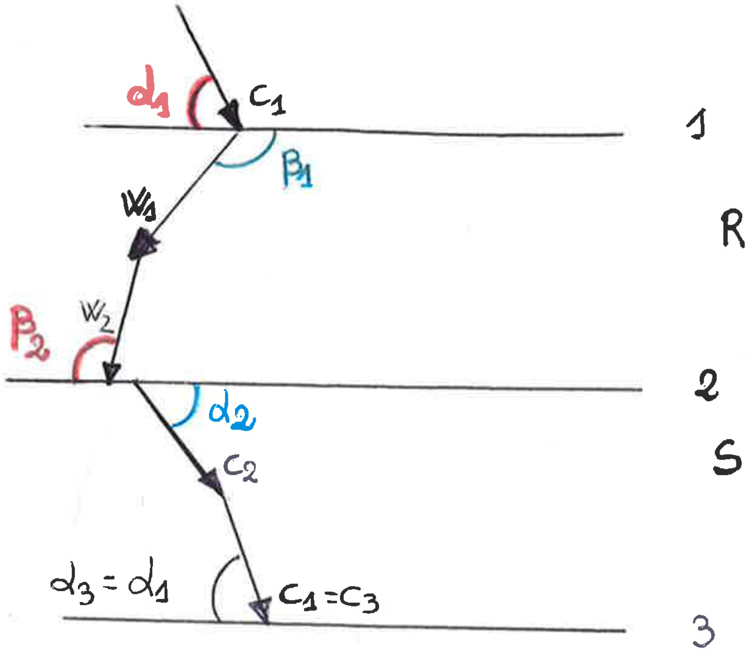
0: macchine adiabatiche

se sono in rif. fisso non ci sono forze centrifughe

Ora scrivo il 1° principio applicato nei punti 1 e 2 però in un riferimento rotante. Anche il lavoro interno è = 0 perché la paletta risulta fissa (se sto ruotando sulla paletta)
Quindi il concetto di lavoro dipende dal riferimento

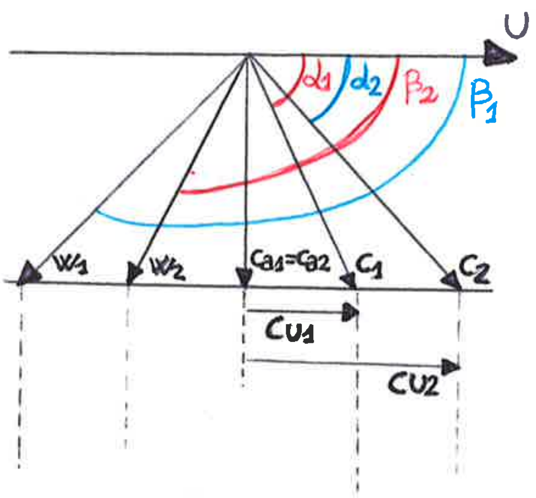
$$\underbrace{\cancel{L_i}}_{0} + \underbrace{Q_e}_{0} = c_p(T_2 - T_1) + \underbrace{\frac{W_2^2 - W_1^2}{2}}_{\text{variaz. di en cinetica}} - \underbrace{\frac{U_2^2 - U_1^2}{2}}_{\text{variaz di en potenziale legata alle forze centrifughe}}$$

– COMPRESSORE ASSIALE –



R FA LAVORO E FA AUMENTARE P e V

S CONVERTE AUMENTO DI V IN AUMENTO DI P



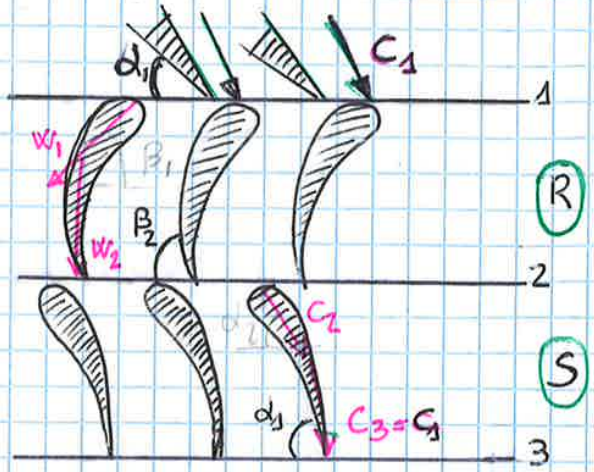
COMPRESSORE

$$\boxed{C_{u2} > C_{u1} \rightarrow C_2 > C_1}$$

Se vogliamo lavoro positivo C_{U2} deve essere > di C_{U1}. Condizione che deve essere soddisfatta nel rotore di un compressore assiale affinché ci sia compressione

Un compressore che funziona bene ha un triangolo delle velocità simmetrico o quasi.

Come devono essere fatte le palette del rotore e dello statore per realizzare questo triangolo di velocità?

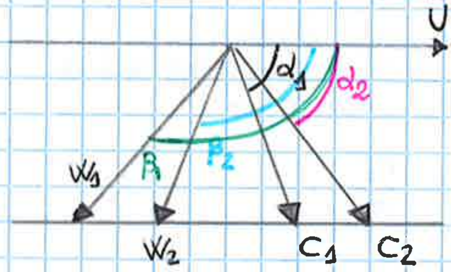


La velocità in uscita da una palettatura è // alla parete della palettatura stessa

Quando la corrente entra nella palettatura non deve formare un incidenza troppo grande rispetto la parete d'attacco (altrimenti la paletta andrebbe in stallo)

La velocità d'ingresso non dipende dalla paletta ma da cosa c'è davanti ad essa. Quindi l'angolo d'ingresso dipende dalle condizioni di funzionamento. Gli angoli d'uscita invece sono dettati dalla forma della paletta.

Gli angoli d'uscita si chiamano angoli costruttivi, nel senso che una volta che ho costruito la paletta, la velocità in uscita dalla paletta avrà sempre quella direzione indipendentemente dalle condizioni di funzionamento.
Se la velocità d'arrivo è C_1, ve' perché lì davanti c'è una palettatura che ha bordo d'uscita // a C_1. L'uscita dello statore diventa l'ingresso dello stadio successivo. Dentro il rotore la velocità a cui dobbiamo fare riferimento è la velocità relativa (dobbiamo vedere la velocità che vede la paletta, poiché è questa che determina la forza scambiata dalla macchina). Quindi il rotore si vede arrivare una W_1 e scaricherà una W_2. La forma della paletta sarà con bordo d'attacco // a W_1 e bordo d'uscita // a W_2. Lo statore si vede arrivare una velocità C_2 e si caricherà una velocità $\boxed{C_3 = C_1}$ (multistadio → tutti gli stadi hanno stesso velocità d'ingresso)



α_1 e β_2: ANGOLI COSTRUTTIVI
angoli che i bordi d'uscita delle palette formano con la direzione tangenziale

β_1: non è ANGOLO COSTRUTTIVO poiché se cambio le condizioni di funzionamento l'angolo cambia

Si può fare un'ulteriore distinzione: l'angolo della paletta e l'angolo della velocità; la paletta una volta costruita gli angoli sono quelli, l'angolo della velocità è uguale all'angolo delle palette in uscita, ma è ≠ in entrata.

Scrivo il lavoro in funzione di questi angoli costruttivi

$C_{U1} = C_1 \cos\alpha_1$

$C_a = C_1 \sin\alpha_1$

$C_{U1} = C_a \cdot \cot g\,\alpha_1$

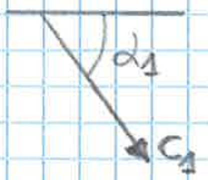
$C_{U2} = W_{U2} + U$ (non posso usare α_2 poiché non è costruttivo)

$W_{U2} = C_a \cdot \cot g\,\beta_2$

$(C_a = W_a)$

© Proprietà riservata dell'autore - Digitalizzazione e distribuzione a cura del CENTRO APPUNTI - Corso Luigi Einaudi, 55 - Torino / Pagina 41 di 130

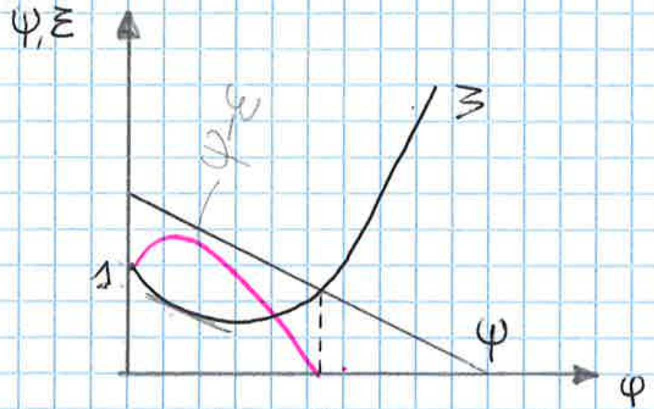
- **PERDITE CONCENTRATE per imbocco scorretto dei palettaggi**: sono perdite di scia. Non solo c'è attrito tra corrente e parete, ma c'è creazione di scia, vortici che fanno sì che la pressione dietro sulla paletta sia frenata. C'è una certa incidenza sulla parete per cui le perdite sono minime. Se si cambia l'incidenza della direzione favorita le perdite sono maggiori fino a giungere allo stallo delle palette. Il fattore determinante è L'INCIDENZA che dipende da φ



La direzione di C_1 è fissata; la direzione di W_1 dipende, fissato C_1, da U

Esiste un valore di $\boxed{\varphi}$ per cui il coeff. di perdita $\xi_1 = \frac{L_{W_2}}{\frac{U^2}{2}}$ è minimo.

INCIDENZA OTTIMALE

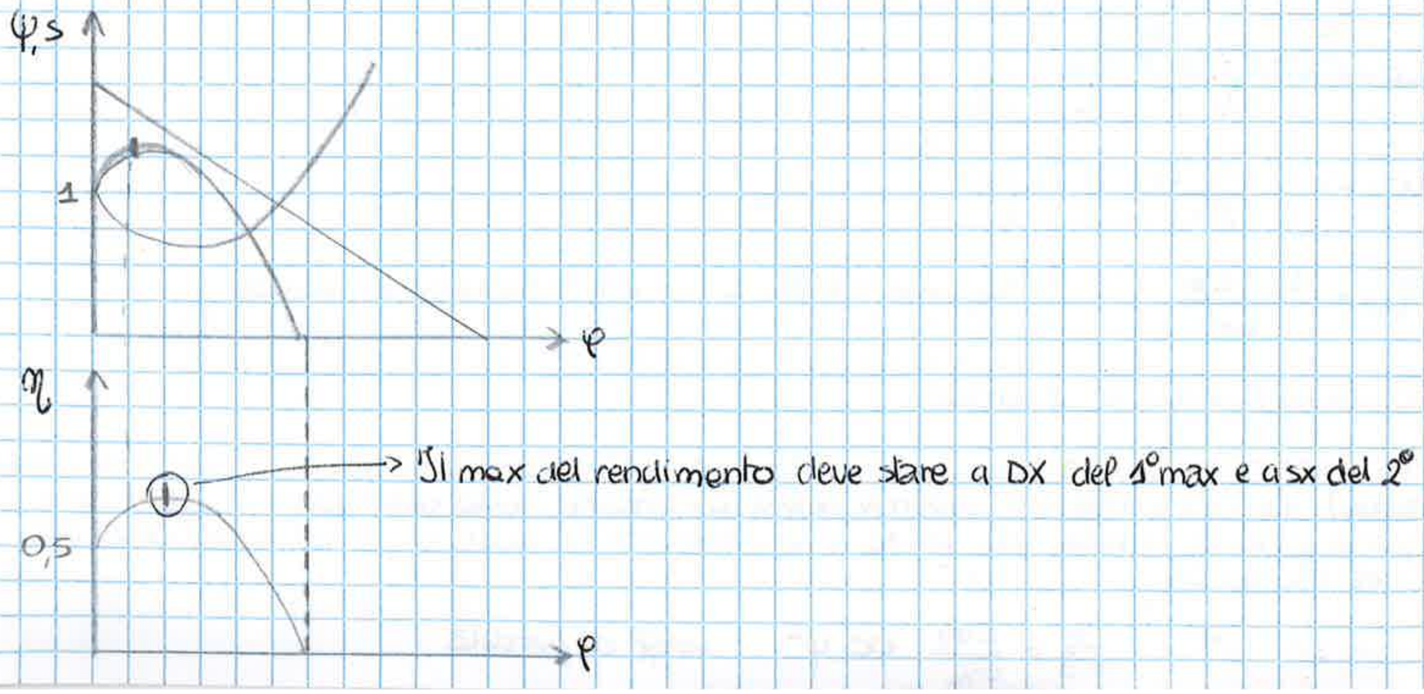


per $\varphi = 0 \rightarrow \xi = 1$ Il compressore fa girare il flusso senza effetto utile; l'aria arriva con $C_1 = 0$ e $C_2 = U$; ho fornito en. cinetica $\frac{U^2}{2}$

$\psi - \xi$: ξ scende più velocemente di ψ, poi raggiunge max e poi tende a ∞ quando ψ è 0. Il massimo è dove le 2 pendenze sono =

$$\eta_{yc} = \frac{L_c - L_w}{L_c} = \frac{\psi - \xi}{\psi} = 1 - \frac{\xi}{\psi}$$

Posso trovare la curva del rendimento: dove $\psi - \xi$ va a zero, il lavoro va a zero



$$\tau_1 = \frac{\gamma}{\gamma-1}\frac{RT_1^0}{U^2/2} \propto \frac{RT_1^0}{(nD)^2} \propto \frac{1}{\left(\frac{nD}{\sqrt{RT_1^0}}\right)^2}$$

I giri corretti sono in proporzione a $\sqrt{\tau}$

$$\dot{m} = \rho_1 c_{a1} A_1 = \rho_1 c_1 A_1 \sin\alpha_1$$

→ portata che avrei in un ugello

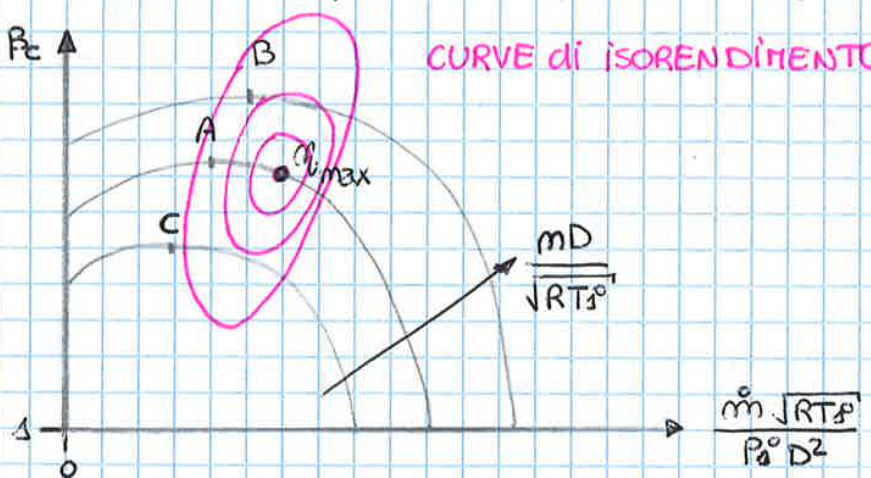
$$M_1 = \frac{c_1}{\sqrt{\gamma R T_1}} = \frac{c_a/\sin\alpha_1}{\frac{\sqrt{\gamma R T_1^0}}{U}} \cdot g(M_1)$$

$M_1 = h$ (funzione che dipende da $\frac{c_a}{U}$, cioè φ e $\frac{\sqrt{nD}}{U}$ cioè i giri corretti

$M_1 = (\varphi, \tau)$

La mia portata corretta, M_1, può essere scritta in funzione di φ e di giri corretti. Se φ cresce la $\rho(M_1)$ cresce, se c_a cresce, la portata corretta cresce, se crescono i giri corretti M_1 cresce. La portata corretta cresce se φ o $\frac{nD}{}$ crescono entrambi. A parità di U, cresce c_a e cresce la portata. A $T = \text{cost}\ \sqrt{RT_1^0}$ e facciendo crescere U per mantenere lo stesso φ, deve crescere c_a, la portata aumenta e la portata corretta aumenta.

CARATTERISTICA MANOMETRICA DEL COMPRESSORE



CURVE di ISORENDIMENTO: il centro è quello con rendimento massimo

A fissato τ e φ variabile, se φ cresce, la portata corretta cresce. Se andiamo a τ più piccolo il max della curva si sposta a DX rispetto a quella a parità di φ (B)

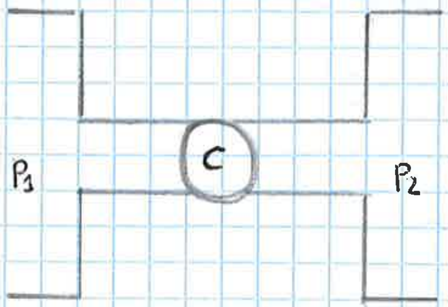
Per ogni φ abbiamo un bel preciso valore di rendimento essendo che $\varphi_A = \varphi_B = \varphi_C$ dovrebbe essere che i 3 rendimenti siano = ma non è così perché ci sono dei cambiamenti dovuti a Mach e Reynolds

η_B è < di η_A per effetti dovuti a compressibilità

Se andiamo a velocità più basse, abbasso il n° di Re. A Re piccoli diventano + imp gli effetti viscosi, quindi il rendimento tende a peggiorare.

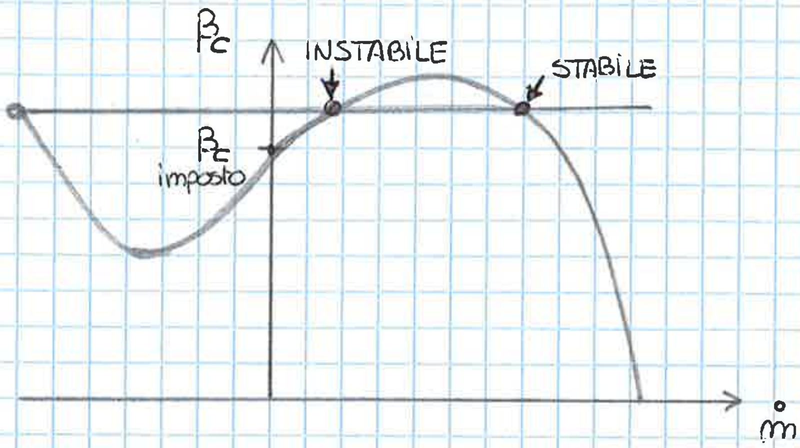
Sulla "giusta" curva (compromesso tra i 2 effetti) individuo η_{max} poi sia se ci spostiamo in alto o in basso il rendimento peggiora.

Individuo le curve di ISORENDIMENTO: dovrebbero essere linee aperte, invece sono chiuse per effetto di Ma e Re



Il β_c "richiesto" è $\frac{P_2}{P_1}$ → caratteristica esterna che richiede il circuito

Questa è la mia caratteristica



Ci sono 2 possibili punti di FUNZIONAMENTO dove la caratteristica interna, cioè quella che mi dà il compressore, uguaglia quella esterna

Dove il β che mi dà il compressore è proprio quello che il circuito mi richiede il funzionamento è in equilibrio

Il primo punto è instabile il secondo è stabile. Prendo il primo punto e immagino che per un ∀ disturbo la portata diventi più grande di quella di prima (quella di equilibrio). Il β del compressore diventa > di quello richiesto dal circuito così aumenta la portata. Più il compressore comprime più aumenta la portata e il punto di funzionamento va a portarsi nella posizione di stabilità. Se la portata diminuisce, il β fornito dal compressore è < di quello richiesto, la portata diminuisce, il compressore comprime di meno, il fluido all'uscita rallenta. Il punto di funzionamento si porta a portate più piccole (negative). Un ∀ disturbo lo può riportare nella parte positiva, oscilla e il compressore si rompe.
Quindi nella mappa del compressore non bisogna mai andare a funzionare a sx dei massimi. Bisogna fare attenzione quando siamo a n° di giri costanti a ridurre la portata.
Altra limitazione rispetto al punto di max: non posso spostarci né troppo a sx né troppo a DX altrimenti avviene lo STALLO ROTANTE

Si ha lo STALLO della PALETTA quando l'angolo che l'aria forma con il bordo d'attacco della paletta diventa troppo grande.
Lo stallo rotante di solito riguarda un n° limitato di palette e poi si propaga nel compressore (una dietro l'altra)
Si può spiegare questo fenomeno pensando ad una schiera di palette uguali

Su una delle palette (montata male) l'incidenza non è corretta e la paletta va in stallo. Si genera una scia vorticosa sul dorso della paletta. La scia crea un blocco al passaggio d'aria → BLOCCAGGIO. L'aria che dovrebbe passare non ce la fa, quindi si scarica in altri passaggi prima e dopo, in parte verso la cella precedente e in parte verso quella successiva, così la 1a paletta vede ridursi l'incidenza

- TUTTE LE VOLTE CHE ABBIAMO AUMENTO DI PRESSIONE, SE C'È 1 RALLENTAMENTO TROPPO FORTE, NASCE LO STALLO
- SI PUÒ DEFINIRE L'ENTITÀ DEL RALLENTAMENO CON IL COEFF. DI PRESSIONE

$$C_{P_R} = \frac{P_2 - P_1}{\frac{1}{2}\rho W_1^2} \qquad C_{P_S} = \frac{P_3 - P_2}{\frac{1}{2}\rho C_2^2}$$

- PER EVITARE LO STALLO $C_P < C_{P_{max}} = 0,5$
- TROVO UN'ALTRA FORMA DI SCRITTURA DEL C_P APPLICANDO IL 1° PRINC. IN FORMA MISTA, SE CONSIDERO UN SISTEMA SOLIDALE CON LA PALETTA

$$0 = \int v\, dP + \frac{W_2^2 - W_1^2}{2}$$

$$\frac{P_1 - P_2}{\rho} = \frac{W_2^2 - W_1^2}{2} \rightarrow \boxed{\frac{\Delta P_R}{\rho} = \frac{W_1^2 - W_2^2}{\rho}}$$

$$\boxed{\frac{\Delta P_S}{\rho} = \frac{C_3^2 - C_2^2}{2}}$$

$$C_P = \begin{cases} 1 - \frac{W_2^2}{W_1^2} \\ 1 - \frac{C_3^2}{C_2^2} \end{cases}$$

$$\frac{P_2}{P_1} = 1 + \frac{\gamma}{2} C_{P_R} M_{1_{REL}}^2$$

$$\frac{P_3}{P_2} = 1 + \frac{\gamma}{2} C_{P_S} M_2^2$$

$$\beta_C \approx 1,3$$

$$C_p = \frac{P_2 - P_1}{\frac{1}{2}\rho W_1^2}$$

Per trovare una forma semplice scrivo il 1° principio in forma mista

ipotesi $\rho = cost$

Mi metto in riferimento rotante in modo che non appare lavoro ($L_i = 0$). Se sono nel caso ideale, trascuro le perdite $L_w = 0$

$$0 = \frac{P_2 - P_1}{\rho_1} + \frac{W_2^2 - W_1^2}{2}$$

$$C_{p_R} = 1 - \frac{W_2^2}{W_1^2} = 1 - \left(\frac{\sin\beta_1}{\sin\beta_2}\right)^2$$

$$C_a = W_1 \sin\beta_1 = W_2 \sin\beta_2$$

β_1 e β_2 non possono essere troppo $\neq$ tra loro
la corrente non può raggiungere un'inclinazione troppo elevata

Nei nostri compressori la paletta è sempre dritta, poco curvata

2° aspetto

Tengo le stesse approssimazioni e aggiungo $C_3 = C_1$ che si traduce con $M_3 \approx M_1$

$$\beta_c = \frac{P_3^0}{P_1^0} \approx \frac{P_3}{P_1} = \frac{P_3}{P_2} \cdot \frac{P_2}{P_1}$$

con le stesse approssimazioni di prima

$$P_2 - P_1 = \frac{1}{2}\rho_1 \left(W_1^2 - W_2^2\right) = \frac{1}{2}\rho\, W_1^2\, C_p$$

divido per P_1 e ricavo

$$\frac{P_2}{P_1} = 1 + C_p \frac{1}{2} \frac{W_1^2}{\frac{P_1}{\rho}} \cdot \frac{\gamma}{\gamma}$$

C_{s1} : velocità del suono nel punto 1

$$\frac{P_2}{P_1} = 1 + \frac{\gamma_2}{2} C_p\, M_{1\,rel}^2$$

$$\frac{P_3}{P_2} = 1 + \frac{\gamma}{2} C_{p_S} M_2^2$$

Il rapporto di compressione è il prodotto di due fattori. Per avere rapporto di compressione più grande possibile rotore e statore devono avere C_p max e max Mach possibile

Questo si può ottenere facendo di modo che W_1 sia più grande possibile, cioè $W_1 = C_2 = 300 \frac{m}{s}$

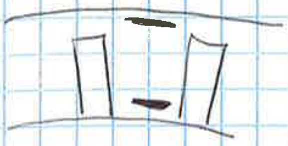
ALCUNI CONCETTI DA PUNTUALIZZARE

30/10/2014

1] STALLO

Dobbiamo stimare qual è il numero di palette necessarie nel compressore

C_p è importante per lo stallo

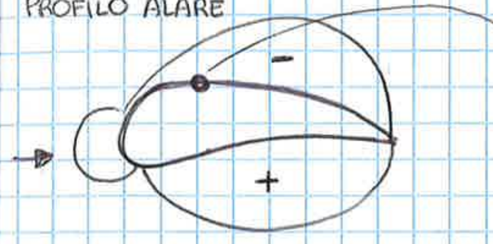


il fluido che scorre lungo queste pareti subisce un aumento di pressione a scapito della velocità causando stallo sulla parete

STALLO SULLA PALETTA: stesso caso che sulla parete -> gradiente di pressione troppo grande -> creazione di vortici

Sulla paletta abbiamo anche effettivamente aria che gira attorno alla paletta e cambia velocità e pressione

PROFILO ALARE



punto in cui viene raggiunta la massima depressione. Da lì in poi la pressione risale: è questo il rallentamento che la particella deve subire

Il pericolo di stallo si ha perché il fluido deve risalire dal valore minimo di pressione

Dobbiamo capire quanto aumento di pressione deve essere tollerato senza avere lo stallo e questo dipende anche da quanta depressione c'è sul dorso del profilo
Quindi devo tenere in considerazione la diff di pressione tra dorso e ventre
Per tenere conto di questo si usa il **FATTORE di DIFFUSIONE**, un coefficiente

$$D = \underbrace{1 - \frac{W_2}{W_1}}_{\text{Sono l'effetto } P_2 > P_1} + \underbrace{\frac{W_{u2} - W_{u1}}{\frac{c}{s} W_1}}_{\text{tiene conto della differenza di pressione tra dorso e ventre}}$$

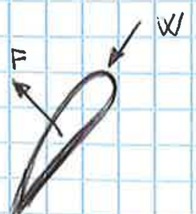
se $P_1 = P_2$ il D è $= 0$

È legato a Cp ed è indice di quanto la corrente rallenta
Più $W_2 \downarrow$ più $D \uparrow$

c = corda della paletta
s = passo, distanza tra 2 palette

$$\frac{W_{u2} - W_{u1}}{\frac{c}{s} W_1} = \frac{\frac{N_{pa} \cdot F \cdot r}{\dot{m} r}}{\frac{c}{s} W_1} = \frac{N_{pal}\, F}{\frac{c}{s} W_1 \underbrace{\rho W_1 \sin\beta_1\, 2\pi r \cdot h}_{\dot{m}}}$$

N_{pa} = numero palette
F = forza esercitata
r = raggio

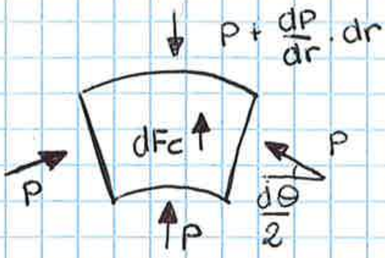


$$N_{pal} = \frac{2\pi r}{s}$$

$$F = \Delta p\, c\, h$$

D tiene conto di quanto la pressione in uscita è più grande di quella d'ingresso
L'aumento di pressione è legato a $P_1 - \Delta P$ fino a P_2. Tipicamente il valore di D è $< 0,5$

Assegnati P_2 e P_1 e quindi W_1 e W_2; $W_1 = 250\ \frac{m}{s}$, $W_2 = 200\ \frac{m}{s}$; $D = 0,5 = 1 - 0,8 + \frac{0,16}{\frac{c}{s}}$



Forze che agiscono sul volumetto:
- pressione P sulla faccia inferiore
- la stessa pressione P sulle 2 facce laterali
- $P + \frac{dP}{dr} \cdot dr$ sulla faccia superiore
- F_c = forza centrifuga diretta verso l'esterno

La risultante di tutte queste forze deve essere 0

$$p \cdot r \cancel{d\theta}\, dz + p\, dr \cancel{dz} \sin\frac{d\theta}{2} \cdot \cancel{2} - \underbrace{\left(\cancel{p} + \frac{dp}{dr} dr\right)\left(r + \cancel{dr}\right) d\theta\, dz}_{\text{area della faccia superiore}} + \underbrace{\frac{C_u^2}{r} \rho\, r\, d\theta\, dr\, dz}_{\text{forza centrifuga}} = 0$$

risultante delle forze laterali : $\frac{d\theta}{2}$

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

Scopriamo allora che se abbiamo un fluido che sta ruotando attorno ad un asse con una certa velocità C_u ci deve essere un aumento di pressione. La pressione ai raggi esterni (+ grandi) deve essere maggiore di quella ai raggi + piccoli. Questa pressione in + serve per equilibrare la forza centrifuga

Come dobbiamo tenere la paletta per tenere fronte a questa variazione di pressione?

Vogliamo realizzare un compressore che tenga conto dell'equilibrio radiale
Faccio delle ipotesi:

1.) Suppongo che il fluido arrivi al rotore con condizioni totali uniformi

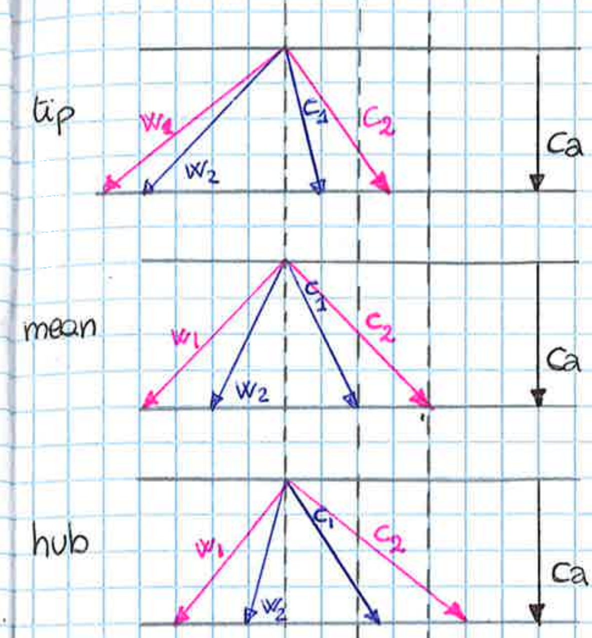
$$\frac{dT_1^\circ}{dr} = 0 \qquad \frac{dP_1^\circ}{dr} = 0$$

2.) Chiediamo che questa uniformità sia conservata anche all'uscita ossia che

$$\frac{dT_3^\circ}{dr} = 0 \qquad \frac{dP_3^\circ}{dr} = 0$$

Ipotesi	Condizioni imposte
$\frac{dT_1^\circ}{dr} = 0$	$\frac{dT_3^\circ}{dr} = 0$
$\frac{dP_1^\circ}{dr} = 0$	$\frac{dP_3^\circ}{dr} = 0$
le perdite siano uniformi con il raggio $\frac{T ds}{dr} = 0$	

entropia costante perché le perdite sono costanti



C_1 si é ridotta

tip

$C_a = \cos t$

$C_{u1} = \frac{C_{u1m}\, r_m}{r}$

$U = U_m \frac{r}{r_m}$

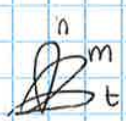
Paletta // alla velocità che arriva -> funzionamento in PROGETTO

Nelle tip il triangolo sarà più schiacciato infatti $W_u = C_u - U$

Nelle hub ($C_u = \frac{4}{3}$ rispetto a quello che avevo prima) il triangolo si sposta verso DX

Dopo aver costruito i triangoli, procedo con le palette

Rotore



Da hub a tip aumenta l'inclinazione della paletta

Statore

Tendenza alla ritorsione delle palette per questo il vortice libero non é usato nei compressori -> lo svergolamento porta a sollecitazioni difficili da gestire

Viene invece usato il vortice esponenziale

$r C_{u1} = a_1 r + b_1$

$r (C_{u2} - C_{u1}) = \cos t = a_1 = a_2$

$r C_{u2} = a_2 r + b_2$

C_u non diminuisce così tanto come nel vortice libero

rC_u cresce con il raggio, non é più costante con il raggio e ciò causa diminuzione di C_a

Posso ridurre le velocità senza incorrere nello svergolamento da vortice libero

Il triangolo non é + con le velocità costanti ma le cavariano, i triangoli si modificano profondamente

lo svergolamento non é + eccessivo

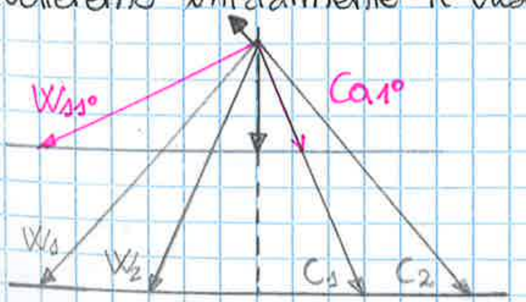
AVVIAMENTO COMPRESSORI ASSIALI MULTISTADIO

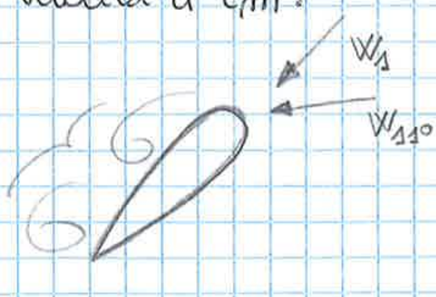
Supponiamo come già avvenuto l'avviamento meccanico; il rotore ruota già alla velocità di progetto.

Ci interesseremo quindi dell'avviamento FLUIDODINAMICO, ovvero ciò che avviene nel tempo affinché la portata raggiunga il valore stimato della portata di progetto : (P)

$\dot{m} < \dot{m}_P \;,\; U = U_P$

Studieremo inizialmente il triangolo di velocità a r_m:



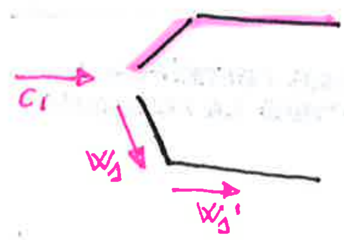


$W_{U1} = C_{U1} - U$

ROTORE : INDUCER + IMPELLER

* SE METTO PREGIRANTE OTTENGO C1 POSITIVA → U PIÙ GRANDE

INDUCER



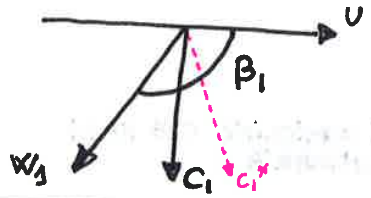
- IMPONGO $\boxed{W_1' = C_1}$
- NEL PASSAGGIO TRA W_1 e W_1' PERICOLO STALLO PERCHÈ $c\downarrow$ $P\uparrow$
- IMPONGO LIMITAZIONI ($\rho = cost$)

$$C_p = \frac{P_1' - P_1}{\frac{1}{2}\rho W_1^2} < 0{,}5$$

$$M_{1_{rel}} = \frac{W_1}{\sqrt{R\gamma T_1}} < M_{max}$$

- QUESTE LIMITAZIONI SU C_p e M SI TRADUCONO SU β_1
- I VINCOLI SONO DETERMINATI DALLA SEZ. D'INGRESSO e DA ω (VELOCITÀ DI ROTAZIONE)

TRIANGOLO VELOCITÀ

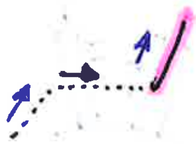


- DATA LA PORTATA $\dot{m} = \rho_1 C_1 A_1$, POSSO DETERMINARE IL DIAMETRO DELL'INDUCER

$$U_1 = \omega \cdot r = \omega \frac{D_1}{2}$$

- VELOCITÀ D'INGR. E VEL. DI ROTAZIONE SONO LIMITATE

IMPELLER

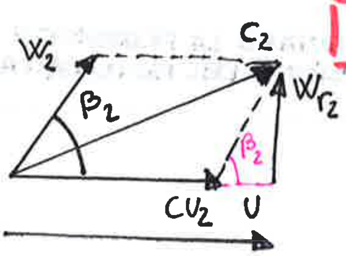


- IL FLUSSO DA DIREZIONE ASSIALE (→), ASSUME DIREZIONE RADIALE (↑)
- ESPRIMO LAVORO ATTR. TEOREMA della QUANTITÀ di MOTO E MOMENTO ANGOLARE

$$L_c = U_2 C_{U_2} - U_1 C_{U_1}^*$$

* SCELGO COMPRESSORE SENZA PREGIRANTE → $\boxed{C_{U_1} = 0}$

$$\boxed{L_c = U_2 C_{U_2}}$$



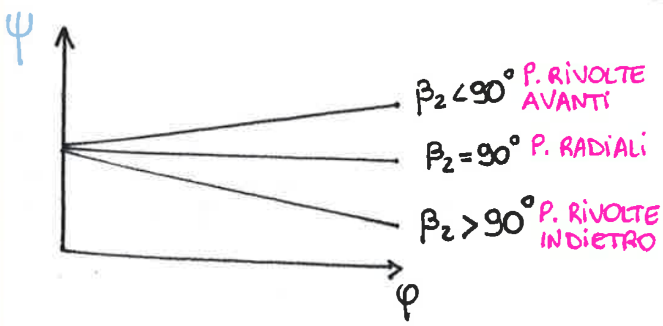
$$\left.\begin{aligned} C_{U2} &= U_2 + W_{U2} \\ W_{U2} &= W_2 \cos\beta_2 \end{aligned}\right\} C_{U2} = U_2 + W_2 \cos\beta_2$$

$$W_{r2} = W_2 \sin\beta_2 \rightarrow W_2 = \frac{W_{r2}}{\sin\beta_2}$$

$$C_{U2} = U_2 + W_{r2} \cot g\,\beta_2 = \boxed{U_2\left(1 + \frac{W_{r2}}{U_2}\cot g\,\beta_2\right)}$$

$\boxed{\varphi = \frac{W_{r2}}{U_2}}$ COEFF. di PORTATA

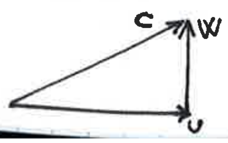
$\boxed{\psi = \frac{L_c}{U_2^2/2}}$ COEFF. di PRESSIONE



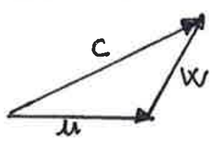
$$\boxed{\psi = 2\left(1 + \varphi \cot g\,\beta_2\right)}$$

- SE HO P. RIVOLTE IN AVANTI, HO C_2 ELEVATE XCHÈ DIFFUSORE TROPPO GRANDE E INGOMBRANTE. QUINDI SCELGO PALE RIVOLTE INDIETRO C_2 RISULTA PIÙ PICCOLA → AVRÒ MENO LAVORO MA RISPARMIO SULLE DIMENSIONI DEL DIFFUSORE

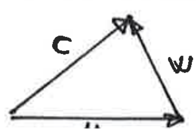
P. RADIALI



PALE IN AVANTI



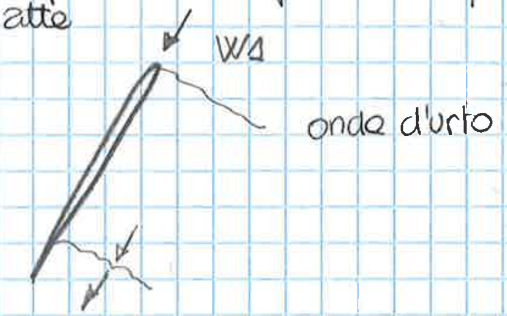
PALE INDIETRO



Divido il compressore in 2-3 che lavorano. Noi faremo le ipotesi che viaggiano alle stesse velocità per semplicità. Succede che l'albero di bassa P all'avviamento tende a rallentare, quello di alta P ad accelerare; infatti con la bassa P le palette stallate sul dorso comportano una resistenza all'avviamento molto grande: la coppia frenante è molto più grande che quella di progetto a causa dello stallo ⇒ velocità angolare diminuisce $U < U_p$.
Negli alberi ad alta P uno stallo sul ventre riduce la coppia frenante $U > U_p$

COMPRESSORI TRANSONICI

Compressore in cui il flusso, per gran parte della paletta è subsonico ma alla punta della paletta è supersonico pertanto le palette alla punta sono praticamente piatte



Si crea un'onda d'urto ma il flusso rimane supersonico. Si crea successivamente una seconda onda d'urto dove il flusso passa da supersonico a subsonico. Queste onde vanno ad interagire con le onde del ventre: posso fare un compressore transonico se so esattamente dove avvengono le onde d'urto e le conseguenze che causano come le perdite e gli urti

I FAN sono tipicamente transonici perché ricevono flusso pulito e possono contrastare opportunamente le onde d'urto

COMPRESSORE CENTRIFUGO

Supera le limitazioni del compressore assiale come i problemi aerodinamici Mach 1, $C_p < MAX$

Prendiamo dei valori significativi del compressore:

$\alpha_1 \approx 50°$, $U \approx 300 \frac{m}{s}$, $c_a = 100 \frac{m}{s}$, $\varphi \approx 0{,}3$

$\Psi = 2(1 - 2\varphi \cot g\, \alpha) \approx 0{,}8$ $\quad R = 0{,}5$

$L = \psi \frac{U^2}{2} = 35 \frac{kJ}{kg}$ $\quad \beta = 1{,}3 \times$ stadio

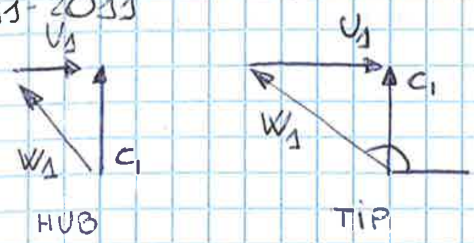
Limitazioni del cp: W si mantiene costante ma il lavoro aumenta grazie al lavoro delle forze centrifughe. Scriviamo il principio in forma mista; sono sulle palette in un sistema rotante ⇒ $L_i = 0$

$$L_i = 0 = \int_1^2 v\,dP + \frac{W_2^2 - W_1^2}{2} - \frac{U_2^2 - U_1^2}{2} + L_w$$

dove $\int_1^2 v\,dp = \frac{U_2^2 - U_1^2}{2}$

Ho un aumento di pressione grazie all'aumento di raggio; $W_1 = W_2$; vale ancora l'equilibrio dell'equazione radiale. 1 stato centrifugo $\sim$ 5 assiali.

06-11-2011



Il bordo d'attacco della pala deve essere // a W_1; le palette sono curvate per "accogliere" una W_1 inclinata $\Rightarrow$ ciò determina la direzione del moto

1ª trasformazione da W_1 a W_1' (dritta)
Imponiamo $W_1' = C_1$

$W_1' = W_1 \operatorname{sen} \beta_1$ Dal punto 1 al punto 1' il fluido rallenta a discapito della velocità, pertanto c'è il pericolo di stallo da evitare imponendo delle limitazioni. Se Mach 1 relativo è troppo grande c'è pericolo pertanto, solo per l'inducer.

$$M_{1rel} = \frac{W_1}{\sqrt{\gamma R T_1}} < M_{MAX}$$

$$C_p = \frac{P_1' - P_1}{\frac{1}{2}\rho W_1^2} = 1 - \left(\frac{W_1'}{W_1}\right)^2 = 1 - \operatorname{sen}\beta_1^2 < C_{pMAX}$$

Quindi i vincoli sono determinati dalla dimensione della sezione d'ingresso e dalla velocità di rotazione. Determinando M_{1rel} e C_p risultano univocamente determinate le velocità, posso quindi determinare C_1, U_1, W_1

Data la portata posso determinare il diametro D dell'inducer, infatti:

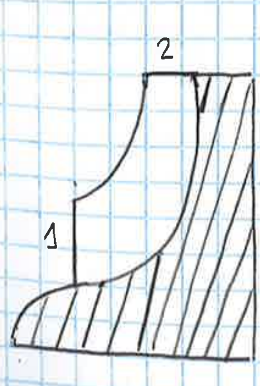
$$\dot{m} = \rho_1 C_1 A_1$$

$U_1 = \omega \cdot r = \omega \frac{D_1}{2}$ risulta univocamente determinata la velocità angolare ω

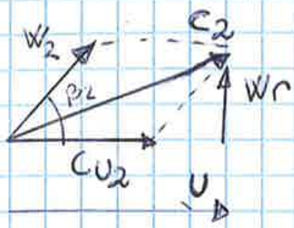
Il nostro lavoro sarà legato alla $U_2^2 \Rightarrow L \propto U_2^2$: $U_2 = \omega \frac{D_2}{2}$

[illegible]

Le velocità con cui entriamo e la velocità con cui il compressore ruota, sono limitate se specifichiamo queste 2 velocità e assegnamo la portata abbiamo univocamente determinato Va e quindi di conseguenza anche la velocità di rotazione.
Se Mach cresce e Cp cresce allora posso accettare velocità maggiori, il diametro risulterà minore e il compressore girerà più velocemente. Se riesco a migliorare la mia aerodinamica creo un compressore che gira più velocemente e ho un ingresso più piccolo. Il nostro lavoro sarà legato alla velocità U_2 in uscita. U_2 sarà grande fino ad arrivare alle max sollecitazioni che il compressore può subire. C'è un limite a questa velocità ($500 \frac{m}{s}$ contro i 300 che sono tipiche di un compressore assiale)



Se la velocità angolare è determinata sull'INDUCER e U_2 è scelta in base al lavoro che voglio ottenere o in base al max valore che posso accettare, abbiamo anche univocamente determinato il diametro.
Semplici limitazioni aerodinamiche sull'INDUCER fissano univocamente la geometria del compressore.
Se riusciamo a migliorare l'aerodinamica e accettare valori > il compressore gira + velocemente e quindi possiamo farlo più piccolo e ovviamente + leggero. Questo ci porta a volte a mettere una PREGIRANTE cioè mettere una palettatura prima dell'ingresso del compressore che fornisca alla velocità in ingresso C_1 una componente C_u. Conviene, come nei compressori assiali, avere una C_u positiva.



Dobbiamo calcolare $c_{u_2} = U + W_{U2}$

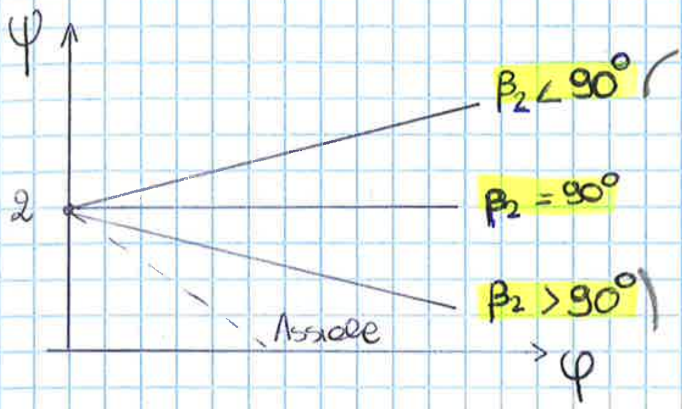
$W_{U2} = W_2 \cos \beta_2$

$W_{r2} = W_2 \sin \beta_2$

$L_c = U_2 \left(U_2 + W_{r2} \cot g \beta_2 \right)$

Definisco $\varphi = \dfrac{W_r}{U_2}$

$$\boxed{\psi = \frac{L_c}{\frac{U_2^2}{2}} = 2\left(1 + \varphi \cot g \beta_2\right)}$$



Se disegnamo questa curva che in realtà è una retta, ottengo 3 andamenti in funzione del coeff. angolare, della cotg di β_2

- Se $\beta_2 < 90°$, la cotg β è positiva e la retta è crescente. Per pale rivolte in avanti la curva cresce al crescere di φ

- Se $\beta_2 = 90°$, cioè per pale radiali, la curva è costante (perché tg 90 è ∞)
- Se $\beta_2 > 90°$, cioè pale rivolte indietro, la curva è decrescente

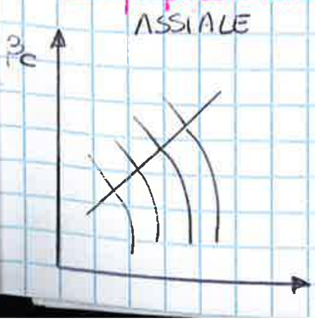
Tipicamente vogliamo che ψ sia grande; a parità di lavoro che noi otteniamo se ψ è grande la U sarà più piccola e quindi un compressore + piccolo. Quindi sembrerebbe essere conveniente avere pale in avanti. Nella realtà però, una volta arrivati all'uscita della girante ho bisogno di uno statore che rallenti il flusso uscente dalla girante fino a velocità basse guadagnando in pressione. Il diffusore è una parte molto ingombrante del compressore, quindi pale rivolte in avanti corrisponde ad avere c_2 molto elevata, perciò sarebbe molto difficile costruire un diffusore adeguato o se costruissimo un diffusore adeguato, questo risulterebbe estremamente grande. (tanto + grande è la c_2, tanto + grande sarà il diffusore)

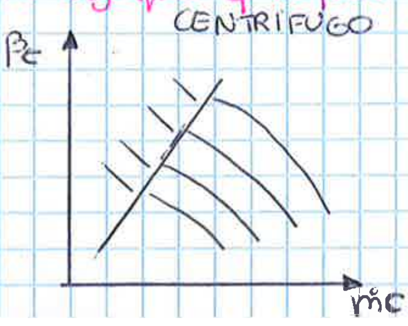
La convenienza sta nell'adottare pale rivolte all'indietro

Se ragioniamo a parità di U e a parità di W_r e metto le pale all'indietro c_2 risulta essere + piccola. Quindi avrò un po' meno lavoro (dovrò fare una girante un po' + grande) ma risparmio di molto sulle dimensioni del diffusore.

Per le situazioni in cui sono richieste maggiori prestazioni → pale all'indietro; per situazioni normali, pale radiali.

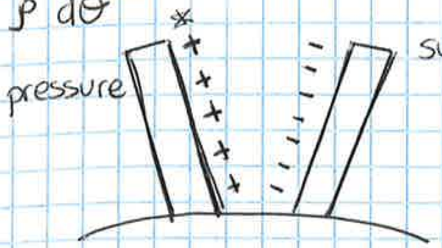
Scelto β possiamo costruire il grafico ψ (psi) in funzione di φ (fi): C'è una diff. tra le mappe di un compressore assiale e un compr. centrifugo: i comp. assiali funzionano con φ più grande invece in quelli centrifughi φ è + piccolo, questo perché la U_2 è molto + grande a parità di velocità. Altra diff.: sul compr. assiale ho una curva + ripida. Questo si traduce in 2 mappe che





girare in quel modo
Se sommo tutte le forze e le pongo = a zero, trovo che

$$\frac{1}{\rho}\frac{dP}{d\theta} = -2\omega W_r r = -2UW_r$$

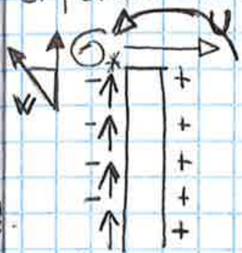


Scopriamo che la pressione da questo lato è alta*, va via via riducendosi e dall'altro lato sarà + bassa. Abbiamo il **PRESSURE SIDE** (la parte dove c'è pressione alta) e un **SUCTION SIDE** (pressione + bassa)

QUINDI la particella non mano che aumenta di raggio vede aumentare la pressione grazie alle forze centrifughe e risulta essere spinta nella direzione del moto dalla paletta che sta avanzando

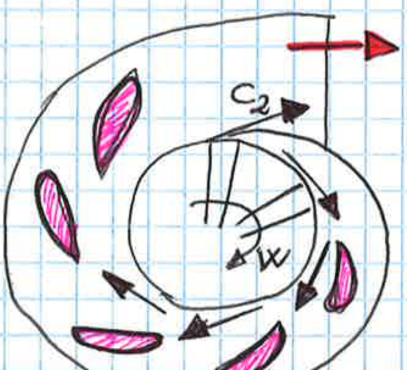
Questo effetto ha 2 conseguenze:
- Pericolo di stallo
- SLEEP FACTOR → quando la velocità all'uscita non è allineata con il bordo della paletta

Il pericolo di stallo riguarda la parte terminale della paletta

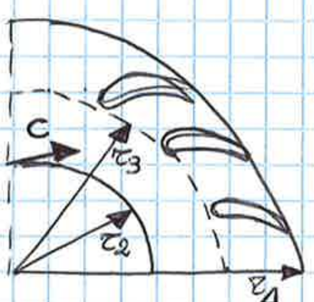


Osserviamo la paletta: all'estremità la differenza di pressione va a sparire → nasce un vortice d'estremità
*la particella da questo lato dovrà rallentare poiché si trova poi una pressione più alta. Siamo nello strato limite all'estremità della paletta → questo rallentamento può provocare lo stallo
Questo vortice d'estremità farà sì che la velocità non sia //, ma rivolta un po' indietro con una piccola differenza tra l'angolo della pala e la direzione di W. (componente all'indietro pari al 5-10% di U)

DIFFUSORE



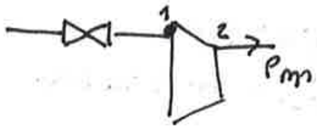
Il flusso esce dalla girante con una velocità C_2
Dobbiamo ora raccogliere questo flusso che esce con una componente radiale ma anche tg. Questo si può fare pensando ad una chiocciola di raccolta: attorno al mio compressore metto un tubo avvolto a spirale. All'interno posso mettere delle palette che prendano la velocità C_2 e la girino opportunamente e si parla di diffusore palettato



Quindi ci può essere il diffusore palettato o non palettato. CMQ prima delle palette c'è sempre una zona non palettata e poi eventualmente ci sono le palette.
Consideriamo uno spicchio:
1a parte: girante (fino a r_2)
2a parte: fino a r_3, parte non palettata
3a parte: fino a r_4, c'è anche la parte delle palette

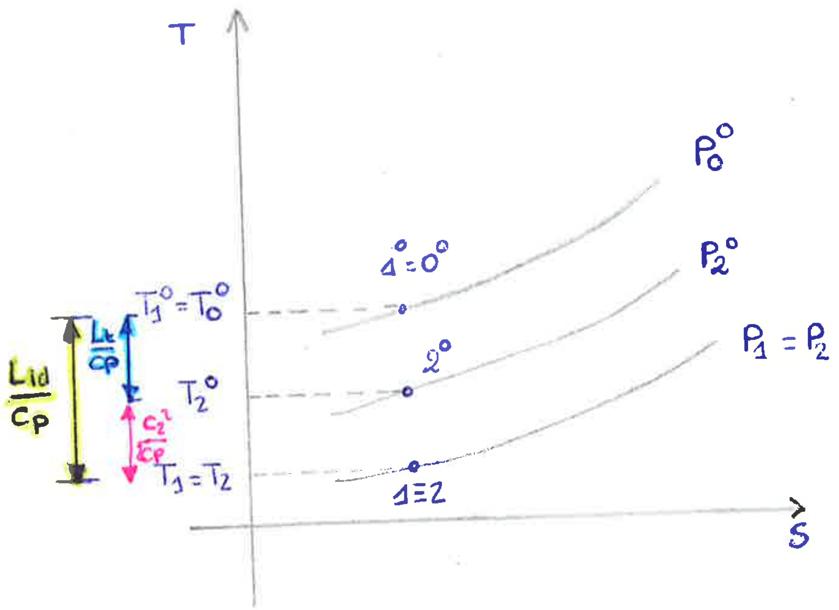
Noi studiamo SOLO la parte non palettata.
Lo scopo del diffusore è RALLENTARE IL FLUSSO e guadagno di PRESSIONE. Il flusso è tipicamente SUPERSONICO, per questo motivo non metto subito le palette, altrimenti avrei un moto disordinato e turbolento che va a

- LAMINAZIONE ALL'ASPIRAZIONE



TURBINA AD AZIONE

DIAGRAMMA T-S



TOTAL-TO-STATIC : TIENE CONTO DELLE PERDITE DI EN. CINETICA DEL FLUIDO

per lo STATORE $\quad c_0 \approx 0$

$$\cancel{\phi_e} + \cancel{L_i} = \Delta i + E_c = c_p(T_1 - T_0) + \frac{0 + c_1^2}{2} = \Delta i^0$$

macchina adiabatica; no lavoro organi interni

$$\Rightarrow 0 = c_p(T_1^0 - T_0^0) \rightarrow \boxed{T_1^0 = T_0^0}$$

per ROTORE

$$L_t = c_p(T_0^0 - T_2^0)$$

$$L_{t_{id}} = c_p(T_0^0 - T_2) \rightarrow (T_0^0 - T_2) = \frac{L_{tid}}{c_p}$$

$$\boxed{L_t = L_{t_{ID}} - \frac{c_2^2}{2}}$$

Il lavoro ottenuto nello stadio di turbina corrisponde alla caduta di entalpia totale; viene quindi sfruttato il salto di entalpia disponibile a meno dell'energia cinetica allo scarico che va quindi considerato come perdita per lo stadio in esame

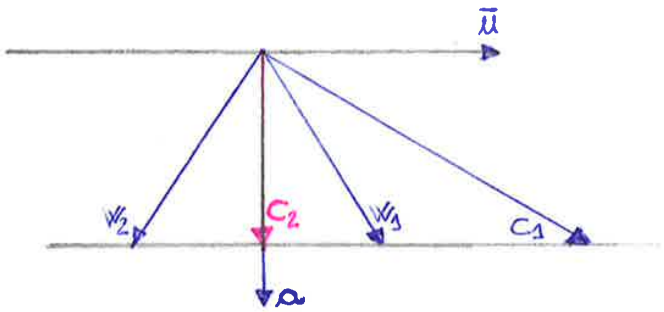
RENDIMENTO TOTAL-TO-STATIC

$$\boxed{\eta_{TTS} = \frac{L_t}{L_{t_{ID}}}} < 1$$

Nello statore convertiamo energia termica in energia cinetica, nel rotore trasformiamo energia cinetica in lavoro a costo di una perdita di lavoro dovuta al calore trasportato dal fluido.

- $\eta_{max} = \cos^2 \alpha_1$, si vorrebbe $\alpha_1 \to 0$, ma questo equivale a fare pale statoriche troppo vicine
  Tipicamente $\alpha_1 \simeq 20°, 30°$

- Il massimo η_{TTS} si ottiene ovviamente con il minimo valore di $\frac{c_2^2}{2}$ che è l'energia cinetica di scarico
  Perchè $c_2 = c_{2\,min}$ è necessario che $c_{u2} = 0$ che vorrebbe dire un triangolo di velocità di questo tipo



Tanto più α_1 è piccolo, tanto più c_2 è piccolo, meno risulteranno le perdite per E_c di scarico

$$L_t = \frac{c_1^2}{2} - \frac{c_2^2}{2}$$

Le limitazioni delle turbine sono molto minori rispetto a quelle dei compressori poichè la U non è limitata da questioni aerodinamiche

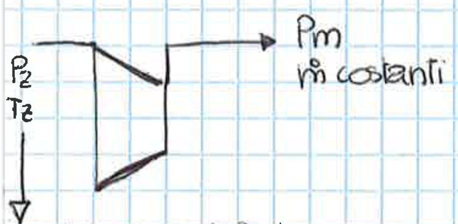
* CASO REALE : vedi appunti miei

REGOLAZIONE AERONAUTICA

Noi progettiamo la sovralimentazione per avere prestazioni di progetto con una certa quota QUOTA di ADATTAMENTO e rappresenta la quota x cui il motore e il compressore sono stati progettati, ossia la quota alla quale il velivolo deve volare
Cosa succede quando vado a quote più alte? E a quote più basse?

A quote più alte il fluido ha una pressione più bassa, quindi se lo comprimo in modo = a prima nel mio motore entrerà meno aria. Se la quota sale sopra il valore di adattamento il fluido sarà meno denso quindi avrò meno potenza.
-> le prestazioni calano, il motore mi dà meno potenza.
Se scendo sotto la quota di adattamento, l'aria è più densa, riesco a far entrare più aria nel motore e il motore anziché 100 cavalli me ne dà 110 però il motore è stato progettato per 100 -> se lo sovralimento troppo il motore si rompe. Quando scendo sotto la quota di adattamento se non regolassi il compressore il motore si spaccherebbe

La regolazione aeronautica prevede di regolare il compressore quando scendiamo sotto la quota di adattamento



Al cambiare delle condizioni ambiente il motore deve fornire una pressione e una portata costanti.

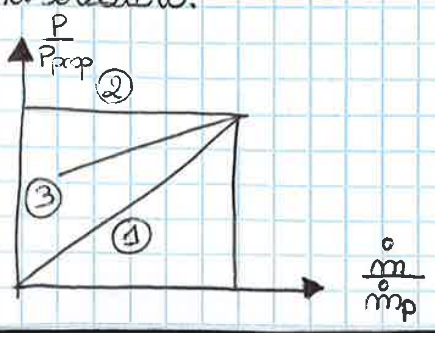
cambiano perché sto scendendo sotto le condizioni di adattamento (aumentano)

Regolazione industriale

Esistono 6 metodi di cui 2 non cambiano il punto di funzionamento, uno prevede di cambiare il compressore, e 3 prevedono il cambiamento del punto di funzionamento e si andrà a studiare dove finisce il punto di funzionamento sulla mappa del compressore.
Nella regolazione industriale, quella più semplice e più efficiente a cui uno può pensare è la regolazione X TUTTO O NIENTE. Essa prevede di far funzionare il compressore per tot % del tempo. EX: a progetto il compressore dà 10 Kg noi ne vogliamo solo 8 allora faccio funzionare il compressore per 8 min e poi lo 5 tengo 2 min spento. La portata media è 80% di quella a progetto. A fronte di una portata ridotta, diamo la stessa portata ma aol un tempo minore. In questo modo il compressore funziona sempre nel punto di progetto, sempre alla massima portata (condizione di massima efficienza) -> gioco sul tempo di accensione

$$t_{acc} = \frac{\dot{m}}{\dot{m}_p} \cdot \Delta t \qquad \dot{m}_p = \text{portata di progetto}$$

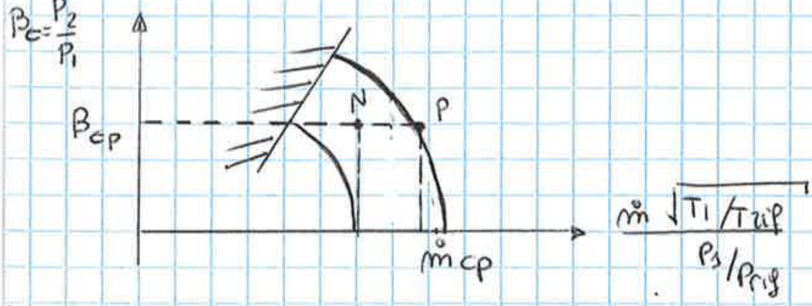
È necessario un serbatoio per poter immagazzinare quella quantità di portata che è in più e non viene usata. Dopo 8 min la macchina viene spenta, il serbatoio è pieno quei 2 min in cui il compressore è spento i Kg/s che mi servono li prendo nel serbatoio.



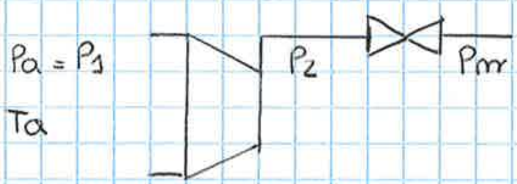
4) **VARIAZIONE NUMERO DI GIRI**; si varia il numero di giri. Sapendo che $\dot{m} < \dot{m}_p$ bisogna stabilire il punto N

$$= \frac{P_2}{P_1} = \frac{P_m}{P_a} = \beta_{cp}$$

$$= \frac{\dot{m}\sqrt{T_a/T_{rif}}}{P_a/P_{rif}} = \dot{m}_{cp}\,\frac{\dot{m}}{\dot{m}_p}$$



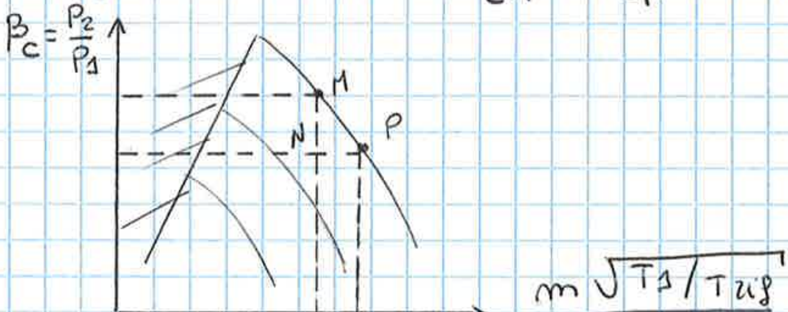
5) **LAMINAZIONE ALLA MANDATA**; si pone una valvola tipicamente a farfalla dopo la mandata (strozzatura)



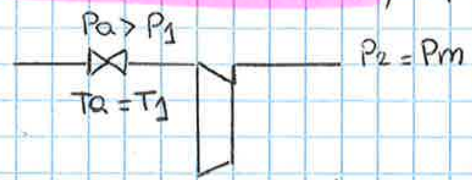
Tanto più chiudo la valvola, tanto più la pressione diminuisce: bisognerà pertanto comprimere di più $\Rightarrow P_2 > P_M$ tanto più maggiore sarà la pressione 2 tanto più la valvola è chiusa

La $\dot{m}_c$ del punto M (punto della mandata) sarà uguale a $\dot{m}_{CR} = \dot{m}_{CN}$

Se i giri non cambiano $m_{CM} = m_{cp}$



6) **LAMINAZIONE ALL'ASPIRAZIONE**; si pone la valvola prima dell'ingresso



La portata corretta è incognita perché non conosco P_1:

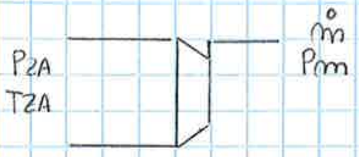
$$\dot{m}_A = \frac{\dot{m}}{P_1/P_{rif}}\sqrt{T_{1=a}/T_{rif}}$$

Non so a priori di quanto devo far scendere P_1 per arrivare alla portata richiesta, poiché la P_1 è incognita non conosco la portata nel punto A, è incognita anche β_{cA}

Regolazione aeronautica

Progettiamo il compressore per avere le prestazioni di progetto ad una certa quota chiamata QUOTA DI ADATTAMENTO. A quote maggiori della quota di adattamento, il fluido è meno denso, pertanto serve meno potenza e le prestazioni scendono. A quote minori della quota di adattamento, il fluido è più denso, si sviluppa troppa potenza e ciò comporta la rottura del motore. Devo quindi regolare il compressore quando scendiamo al di sotto della quota di adattamento

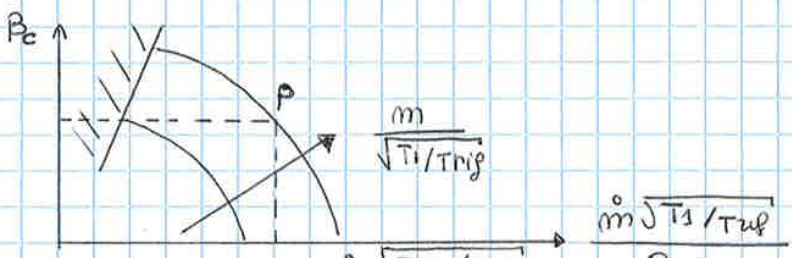
Condizioni di adattamento → quota Z_A



CONDIZIONI DI PROGETTO

$Z < Z_A$ sono sceso di quota, la pressione cresce e anche la temperatura aumenta
Quindi $Z < Z_A$, $P_Z > P_{ZA}$, $T_Z > T_{ZA}$

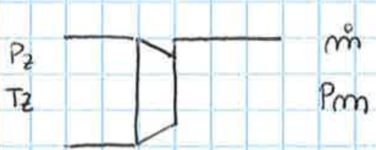
A queste condizioni vogliamo la stessa portata e la stessa pressione di mandata $\Rightarrow \dot{m} = cost$, $P_m = cost$. Dobbiamo cercare il nuovo punto di funzionamento sulla mappa



$$\dot{m}_{CP} = \frac{\dot{m}\sqrt{T_{ZA}/T_{rif}}}{P_{ZA}/P_{rif}}$$

Nel caso aeronautico i tipi di regolazione sono solo 3: variazione del n° di giri, laminazione di mandata e la laminazione all'aspirazione

① VARIAZIONE DEL N° DI GIRI



Rispetto a prima sono cambiate le condizioni all'aspirazione

Il problema è trovare il punto di funzionamento sulla mappa.

$$m_{CN} = \frac{P_m}{P_Z} < \beta_{CP}$$

Se scendo di quota, il compressore deve comprimere di meno perché parto da una pressione più alta.

$$\dot{m}_{CN} = \frac{\dot{m}\sqrt{T_Z/T_{rif}}}{P_Z/P_{rif}} < \dot{m}_{CP}$$

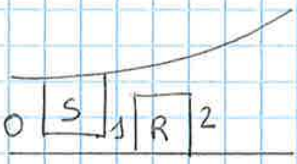
Crescono sia la temperatura sia la pressione, tuttavia le variazioni di pressione nell'atmosfera terrestre, sono più grandi delle variazioni di temperatura (che inoltre è sotto radice), pertanto la portata è minore di quella di progetto poiché il denominatore cresce maggiormente rispetto al numeratore.

Vado a confrontare α del punto N che sto cercando, con α del punto P; dalla visione delle 2 tangenze rimane il rapporto di temperature sotto radice:

$$\frac{tg\,\alpha_N}{tg\,\alpha_P} = \sqrt{\frac{T_{ZA}}{T_Z}} < 1$$

TURBINA ASSIALE

In questo corso tratteremo solo delle turbine assiali anche se esistono le turbine radiali.
La turbina assiale è una macchina speculare rispetto al compressore assiale



Le turbine sono multistadio, l'area di passaggio va via via aumentando.
Il lavoro della turbina è

$L_t = U_1 C_{U1} - U_2 C_{U2} = U(C_{U1} - C_{U2})$ Nella turbina assiale $U_1 = U_2$

Nello statore di una turbina abbiamo una pressione che scende ↓ e una velocità che sale; nello statore non abbiamo lavoro perché è fermo. Nel rotore abbiamo una pressione che scende o resta costante, una velocità assoluta che scende e una W che sale o resta costante.

STATORE $P\downarrow$ $C\uparrow$ $L=0$

ROTORE $P\downarrow$ $C\downarrow$ $L_i < 0$

W può essere costante o salire; in base a ciò ci sono 2 tipi di turbine:
TURBINE AD AZIONE $P_2 = P_1$
TURBINE A REAZIONE $P_2 < P_1$

TURBINA AD AZIONE

L'ipotesi che dobbiamo premettere è che la macchina sia adiabatica e in moto stazionario ovvero studiamo il funzionamento all'equilibrio.

Studiamo il funzionamento nel CASO IDEALE $L_w = 0$; $S = \text{COST}$

TRIANGOLI DI VELOCITÀ E LAVORO
Devono soddisfare precisamente la condizione che W sia uguale in modulo. Scrivo il 1° principio applicato al rotore tra il punto 1 e il punto 2 [1→2] in un sistema rotante.
→ Il rotore risulta quindi fermo ($L_i = 0$):

$$L_i = 0 = \underbrace{\cancel{\int_1^2 v\, dp}}_{\to P_1 = P_2 \text{ non c'è } \Delta P} + \underbrace{\frac{W_2^2 - W_1^2}{2}}_{\text{VELOCITÀ RELATIVA}} - \underbrace{\cancel{\frac{U_2^2 - U_1^2}{2}}}_{\to = 0} + \underbrace{L_w}_{\to 0 \text{ (caso ideale)}}$$

$U_2 = U_1$
variazione dovuta alle forze centrifughe

$\Rightarrow |W_1| = |W_2|$ ovvero devono esserci nei triangoli di velocità le stesse W

Assumiamo che la componente assiale C_A sia costante $\Rightarrow C_{A1} = C_{A2}$

$W = \sqrt{C_a^2 - W_u^2}$

$W_{u2} = -W_{u1}$

$L_t = U(C_{U1} - C_{U2})$ deve essere positivo $\Rightarrow C_{U1} > C_{U2}$

$W_{U1}(+U) > W_{U2}(+U)$

Rendimento

Vogliamo ora calcolare il rendimento prendendo il lavoro ideale in funzione della velocità così da poter prendere i triangoli di velocità per avere il max rendimento poss.

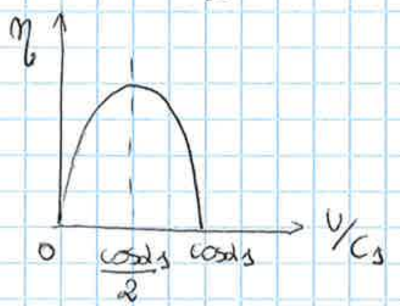
$$\eta = \frac{L_t}{L_{ID}} = \frac{c_1^2}{2}$$

$$L_{ID} = c_p(T_0^\circ - T_2) = c_p(T_1^\circ - T_1) = 0$$

Infatti: $T_2 = T_1 \quad (P_2 = P_1,\ S_2 = S_1)$
$T_1^\circ = T_0^\circ \quad (\text{statore } L_i + Q_e = 0,\ L_i = \Delta i^\circ = 0)$

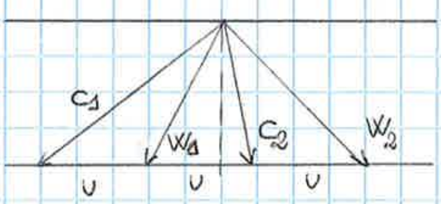
Ovvero nello statore convertiamo energia termica in energia cinetica (calore -> velocità)
Nel rotore trasformiamo energia cinetica in lavoro a costo di una perdita di lavoro dovuta al calore trasportato dal fluido:

$$\eta = \frac{2U(c_1 \cos\alpha_1 - U)}{c_1^2/2} = 4\left(\frac{U}{c_1}\cos\alpha_1 - \frac{U}{c_1}\right) \quad \text{parabola in funzione di } \frac{U}{c_1}$$



$$\eta_{MAX} \text{ per } \frac{U}{c_1} = \frac{\cos\alpha_1}{2} \Rightarrow \eta_{MAX} = \cos^2\alpha_1$$

$$c_{U2}\,\eta_{MAX} = 0$$



$$\text{se } \alpha_1 = \frac{c_2}{c_1} = \frac{c_a}{c_1}$$

Tanto più α è piccolo, tanto più c_2 è piccolo, meno risulteranno le perdite per Ec di scarico

$$L_t = \frac{c_1^2}{2} - \frac{c_2^2}{2}$$

Il lavoro in condizioni di max rendimento è: $\eta_{MAX} \rightarrow L_{\eta_{max}} = 2U^2$

Le limitazioni delle turbine sono molto minori rispetto a quelle dei compressori; la U non è limitata da questioni aerodinamiche

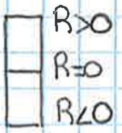
Se prendiamo:

$L_{\eta_{MAX}} = 2U^2 = 320 \frac{Kg}{Kg}$ => poiché è sovrabbondante (8 stati superiore ai compressori) mi accontento di questo lavoro senza massimizzarlo; cerco invece il max rendimento. Nonostante ciò anche le turbine hanno più stadi
Anche se la turbina è separata da un ugello è conveniente avere una componente c_2 della velocità assiale.
Useremo sempre $\frac{\cos\alpha_1}{2}$

ASPETTI NEGATIVI DELLA TURBINA AD AZIONE

- Esistono delle turbine con η migliore delle turbine ad azione (a parità di tutto il resto)
- Le turbine a reazione si comportano meglio in regolazione. Se mi sposto dal punto ottimale di funzionamento cambiando per esempio portata o n° di giri il rendimento peggiora di poco, mentre nelle turbine ad azione peggiora di molto
- **Problema dello** svergolamento della paletta. Questo è l'aspetto più grave tra tutti quelli elencati che impedisce l'utilizzo della turbina ad azione in campo aeronautico. Questo problema consiste nell'avere piani diversi delle velocità alla radice e alla punta della pala. Se facciamo riferimento al RAGGIO MEDIO, scopriamo che il grado di reazione è basso. Se prendo una paletta e ho R=0 al raggio medio avrei R>0 alla punta e R<0 alla base che vuol dire $P_2 > P_1$, cioè avrei un aumento di pressione che assolutamente dobbiamo evitare perché ci sarebbe il pericolo di stallo

Quando l'altezza della pala è alta avremmo sempre **TURBINE A REAZIONE**



La turbina ad azione può essere usata solo se l'altezza della paletta è piccola e il grado di reazione è lo stesso su tutta la paletta e l'eff. dello svergolamento risulta trascurabile.

Se l'h della paletta è già il 10 % del raggio l'aumento di pressione sarebbe non accettabile. Quindi le turbine ad azione sono usate soltanto dove le portate in volume (quindi l'h delle palette) sono piccole. È il caso tipico delle TURBINE A VAPORE, in particolare nei primi stadi. Il vapore all'ingresso in turbina è a pressioni molto alte e a temperature non molto alte, quindi il volume risulta piccolo → quindi nelle turbine a vapore nello ingresso l'altezza delle palette è molto piccola. Man mano che l'espansione va avanti e il volume aumenta si fanno turbine a reazione perché l'altezza delle palette tende a diventare via via più grande.

Nel campo aeronautico le pressioni non sono troppo alte invece le temperature sono alte e l'altezza delle palette non è trascurabile → turbine a reazione

Importante aspetto delle turbine ad azione negli impianti a vapore: si possono regolare facilmente per parzializzazione cioè chiudo l'accesso al vapore in alcuni vani dello statore → passa minore portata e quindi ottengo minore potenza. Questo è un modo facile per regolare la turbina, però si può fare solo per le turbine ad azione, dove poi nel rotore la pressione è costante

Tipicamente le turbine hanno molti stadi. Quando abbiamo a che fare con stadi ad azione abbiamo ≠ modi per configurare i possibili stadi: ci sono le turbine a salti di pressione (1). e le turbine a salti di velocità (2)

(1.) Se ho bisogno di più lavoro di quello che mi dà il primo stadio, gli faccio seguire un altro stadio uguale. Vede quindi z stadi = a quello appena descritto. Ripete lo stesso stadio + volte.

$$L_t = z \cdot 2U^2$$

(2.) L'idea è di prendere una c_1 più grande rispetto al caso ideale o una U più piccola

TURBINA A 2 SALTI DI VELOCITA'

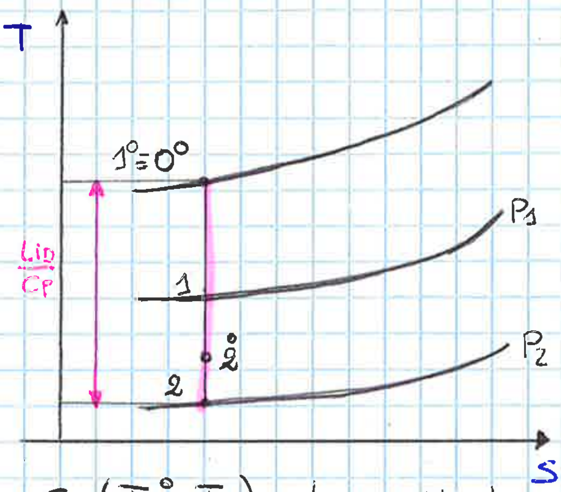
La limitazione della velocità di rotazione è legata alla resistenza strutturale

Il problema è che così avremmo una c_2 molto grande e quindi perdite per energia cinetica di scarico.

$C_{U_2} = -W_{U_1} = -(C_{U_1} - U)$ sfruttiamo la simmetria del triangolo

$L_t = U(2C_1 \cos\alpha_1 - U)$

Per definire il rendimento è necessario riferirsi al diagramma T-s



Rispetto a prima devo disegnare 2 isobare P_1 e più in basso P_2 (prima le 2 isobare coincidevono).

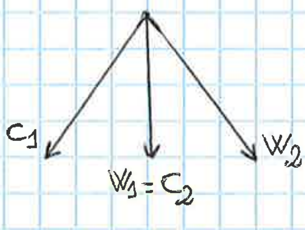
Lo statore ha calore risparmiato pari a zero $L=0$ e quindi la temperatura totale nello statore si conserva $T_1^\circ = T_0^\circ$; ma se il punto 1 sta sulla verticale di 0, il punto $1^\circ \equiv 0^\circ$

N.B. Per capire dove sono collocati i punti cerco le grandezze in uscita dallo statore uso il 1° principio applicato allo statore e mi dice che calore $=0$; lavoro $=0$ e quindi $T^\circ =$ costante

$L_{iD} = C_P(T_0^\circ - T_2)$ lavoro ideale

$L_t = C_P(T_0^\circ - T_2^\circ)$ lavoro reale

La differenza tra lavoro ideale e reale è l'energia cinetica di scarico, che è l'unica perdita.
Per avere max η l'en. cinetica di scarico deve essere minima. Ea minima fissato C_2 min fissata $C_a \rightarrow C_{U_2} = 0$
Il triangolo delle velocità dovrà avere una c_2 assiale e per simmetria anche W_1 dovrà essere assiale. I due Δ diventano 2 Δ rettangoli



Facciamo un ragionamento un po' + analitico scrivo L_{iD} in funzione delle c

$$L_{t_{iD}} = C_P(T_1^\circ - T_1) + C_P(T_1 - T_2) \overset{(*)}{=} \frac{C_1^2}{2} + \frac{W_2^2 - W_1^2}{2}$$

il salto di temperatura è il salto di velocità

Ho spezzato il lavoro ideale in 2 parti nel punto 1
Se applico il 1° principio al rotore in un riferimento rotante nella forma classica (*)

$L = U(2C_1 \cos\alpha_1 - U)$

$$Q_e + \cancel{L_i} = C_P(T_2 - T) + \frac{W_2^2 - W_1^2}{2}$$ Le palette non fanno lavoro perché sono ferme

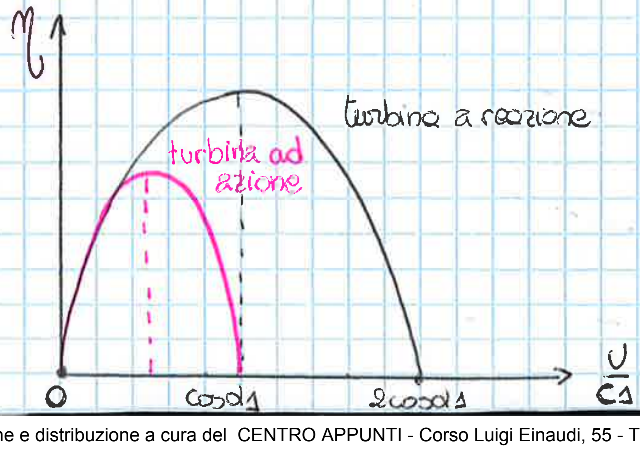
$=0$

Usando il teorema di Carnot esprimo $W_1^2 = C_1^2 + U^2 - 2UC_1 \cos\alpha_1$

$$L_{iD} = \frac{C_1^2}{2} - \frac{U^2}{2} + UC_1 \cos\alpha_1$$

$$\eta = \frac{L}{L_{iD}}$$

Trovo un andamento di questo tipo



$$L_{ID} = c_p(T_0^\circ - T_{1is}) + c_p(T_{1is} - T_{2is}) = \frac{C_{1ID}^2}{2} + \frac{W_{2ID}^2 - W_1^2}{2}$$

Le perdite faranno abbassare il rendimento (sul grafico una campana un po' più bassa)

$\eta_{MAX} \Rightarrow C_2$ assiale

η_{MAX} per $\frac{U}{C_1} = \cos\alpha_1 \qquad C_{U2} = 0$

C'è espansione sia nel rotore che nello statore pertanto φ non è + più piccolo ma $\varphi \approx \psi$
Bisogna scrivere l'equazione dell'equilibrio radiale per tenere in conto dell'altezza delle palette; vogliamo inoltre che l'espansione avvenga in maniera uniforme e aggiungeremo l'ipotesi che le perdite siano proporzionali al raggio.
Nelle turbine useremo il vortice libero:
per ottenere $C_{U2} = 0 \Rightarrow U C_{U2} = 0$
$r C_{U2} = 0$

$U(C_{U1} - C_{U2}) = cost$
$U C_{U1} = cost$ VORTICE LIBERO
$r C_{U1} = cost$

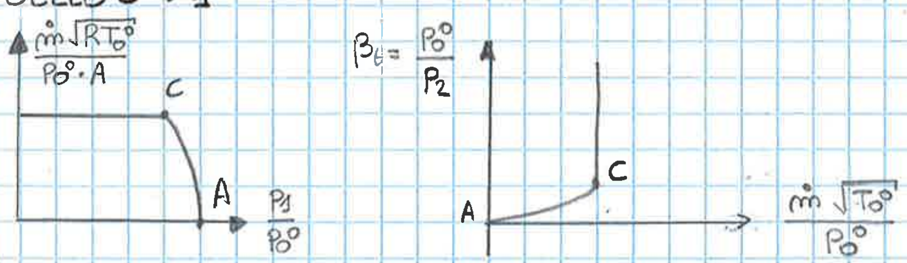
Abbiamo delle limitazioni strutturali ma non di aerodinamica (stallo!): $U_{MAX} \approx 400 \, m/s$
Reazione: $L_t = U^2 \Rightarrow L_{MAX} = 1600 \, kJ/kg$

Bisogna fare attenzione alla temperatura delle palette dovuta al riscaldamento del gas: le palette soprattutto all'inizio sono raffreddate, inizialmente veniva fatta passare una corrente d'aria all'interno, ora invece si usa una paletta contenenti piccoli fori in cui l'aria può passare e crea un sottile strato (film/pellicola) di aria fredda
$\Rightarrow$ il metallo non fonde e il gas rimane caldo
Il profilo della turbina è molto curvo rispetto a quello del compressore

Mappatura turbine

vedi app Crescenti

Riassumiamo le prestazioni della turbina, riferimento TOTAL TO STATIC; consideriamo un ugello e poi trasportiamo il grafico
UGELLO 0 -> 1



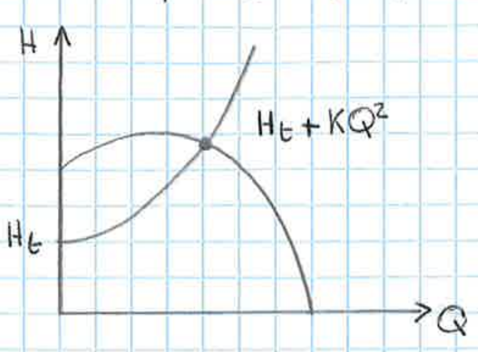
La mappa ricalca quella di un ugello
Lo statore è un ugello in riferimento assoluto; il rotore è un ugello in riferimento rotante

$$\dot{m}_{STATORE} = f\left(P_0^\circ, T_0^\circ, \frac{P_1}{P_0}\right) \qquad \dot{m}_{ROTORE} = f\left(P_{1\,rel}^\circ, T_{1\,rel}^\circ, \frac{P_2}{P_{1\,rel}^\circ}\right)$$

$T_{1\,rel}^\circ = T_1 + \frac{W_1^2}{c_p} \Rightarrow$ dipende quindi da W_1 che dipende quindi da U, cioè dalla velocità di rotazione

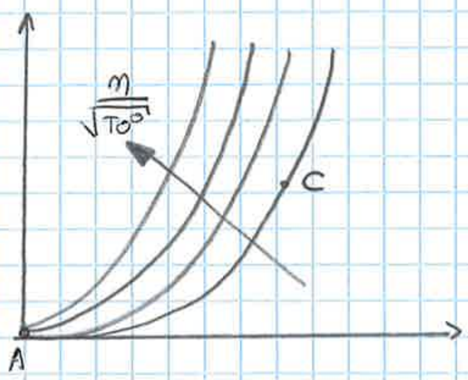
Se ragioniamo a $\varphi = cost$ ovvero cambio il numero dei giri, faccio il funzionamento in similitudine $\Rightarrow$ 2 triangoli sono simili $\Rightarrow \psi$ uguale

Sulla mappa troviamo il punto di funzionamento quando la caratteristica interna incontra quella esterna



$Y = KQ^2$

Al crescere dei giri serve un β maggiore; ci può essere un punto critico prima di quello del rotore.



Le curve tendono ad alzarsi e la portata max a diminuire, in prima approssimazione uno può trascurare l'effetto dei giri: si possono considerare tutte le curve molto vicine.

Il tratto verticale indica che anche se fossero una unica curva, abbassando P_2 la portata non varia +.

TURBOPOMPE

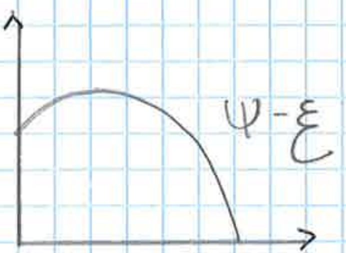
Le turbopompe sono turbocompressori per liquidi. Ci sono turbopompe assiali e centrifughe

$$\varphi = \frac{c_a}{U} \quad , \quad \frac{W_z}{U}$$

$$\psi = 2\left[1 + \varphi\left(\cot g\,\underset{(\alpha_2)}{\beta_2} - \cot g\,\alpha_1\right)\right]$$

Hanno gli stessi andamenti dei turbocompressori:

$$\xi = \xi_1 + \xi_2$$



$$\eta_Y = \frac{\psi - \xi}{\psi}$$

Le turbopompe sono macchine analoghe ai compressori però nelle turbopompe ci sono dei vantaggi: infatti in una macchina che tratta un fluido incompressibile non bisogna correggere le variabili perché non viene influenzato dalla temperatura. Le prestazioni vengono rappresentate in portata e prevalenza manometrica (anziché usare β)

$$H_u = \frac{L - L_w}{g}$$

Si divide per g perché viene espressa come lunghezza in m

La prevalenza utile consiste nell'altezza a cui si può portare il fluido in base al lavoro che si sta facendo

Portata in volume: $\dot{Q} = \frac{\dot{m}}{\rho}$

da P_{MIN} si avrà sul dorso.

$$c_p = \frac{P - P_1}{\frac{1}{2}\rho W_1^2}$$

$$P_{MIN} = P_1 - c_{p_{MIN}} \frac{1}{2} \rho W_1^2$$

la distribuzione di c_p sul profilo dipende dall'incidenza che a sua volta dipende da φ; pertanto:

$$c_{p_{MIN}} = f(\varphi) = \lambda$$

$$P_{MIN} = P_1 - \lambda(\varphi) \cdot \frac{1}{2} \rho W_1^2$$

$$\frac{P_1}{\rho g} - \frac{\lambda W_1^2}{2g} > \frac{P_{vap}}{\rho g}$$

In generale P_1 non è nota mentre W_1 si può leggere dai triangoli di velocità

Scrivo quindi il 1° principio tra A e 1 : $(A \to 1)$

$$0 = \frac{P_1 - P_a}{\rho g} + \frac{c_1^2 - \cancel{c_a^2}^{\,\to 0}}{2g} + z_1 - z_A + \frac{L_{wca}}{g}$$

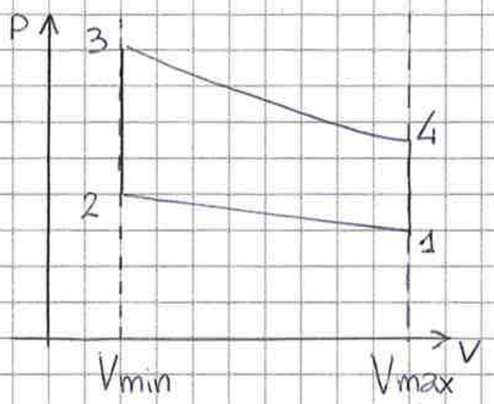
c_a^2 è nullo perché non c'è velocità all'aspirazione.

Sostituisco ora, ricavando P_1 dall'altra espressione.

$$\frac{P_a - P_{vap}}{\rho g} - (z_1 - z_a) - \frac{L_{wca}}{g} > \frac{c_1^2}{2g} + \lambda \frac{W_1^2}{2g}$$ EQUAZIONE della CAVITAZIONE

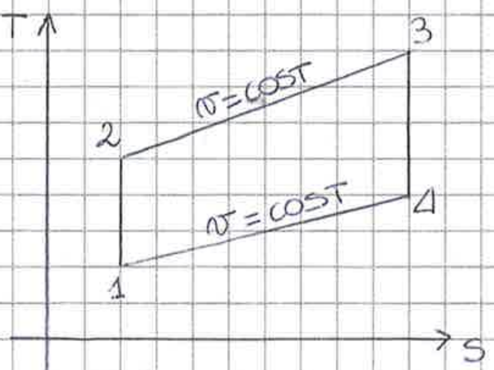
CICLO OTTO

È il ciclo termodinamico di riferimento per un motore ad accensione comandata a benzina o motore Otto. Mentre nelle turbomacchine il ciclo Joule-Braiton di riferimento è abb. vicino a quello che accade nella macchina, riconoscere il ciclo Otto in un motore alternativo è più difficile; il ciclo vero e proprio della macchina sarà molto ≠. Il ciclo Otto rappresenta il ciclo al quale dovremmo cercare di tendere per avere il max rendimento.
Dal p.d.v del ciclo termodinamico, la diff. tra il ciclo Otto e il ciclo Disel è minima.



Considero un diagramma P-V e un diagramma T-S. Studiamo il ciclo su questi 2 diagrammi

(N.B. Segnaliamo solo le diff. tra motori disel e motori a benzina)



Il cilindro varia il suo volume tra un vol minimo e un vol max come lo stantuffo nella sua corsa delimita un volume min e un volume max.
Le due linee verticali tratteggiate delimitano il campo di funzionamento.
Nei motori dobbiamo far entrare prima la miscela aria-benzina poi una volta che ha svolto il suo compito bisogna buttarla fuori per sostituirla con una carica fresca.
Quando studiamo il ciclo poss. dimenticarci questa parte e immaginare che il cilindro sia già pieno di un certo gas e far evolvere questo gas all'interno del cilindro. Ovviamente nel motore abbiamo una combustione che cambia la natura del gas, ma quando studiamo un ciclo termodinamico possiamo dimenticarci di questo e considerare un fluido unico e anziché pensare ad una combustione all'interno del gas pensiamo ad una fornitura di calore. Quindi abbiamo un gas di proprietà costanti, un gas ideale, perfetto all'interno di un cilindro che evolve e le evoluzioni che segue sono le seguenti:

P-V immagino di partire nel volume max in un punto che chiamo 1 di effettuare una compressione fino a 2, un riscaldamento cioè una fornitura di calore Q_1 da 2 a 3, un'espansione da 3 a 4 e il ciclo si chiude da 4 a 1 con un raffreddamento, Q_2 (considerato positivo) che è pari al calore sottratto al fluido. Le compressioni e le espansioni sono entrambe isentropiche (entropia costante), mentre le forniture di calore e il raffreddamento sono a volume costante.
Il ciclo è fatto da 2 ISENTROPICHE e 2 ISOCORE

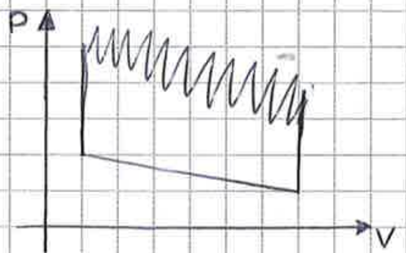
T-S Nel diagramma T-S queste stesse trasformazioni portano da 1->2->3->4->1
L'aspetto è simile a quello di un ciclo Joule-Braiton, solo che le 2 linee sono a v cost (mentre nel ciclo Joule-B. erano a P cost)

N.B. Tutti i cicli che sono fatti da 2 isentropiche e 2 curve = il rendimento è sempre formalmente lo stesso: possiamo 8 il ciclo in tante "felline" ciascuna di esse costituisce il ciclo di Carnot e tutti hanno lo stesso rapporto T_2/T_1 perché sono in relazione all'isentropica (se hanno lo stesso rapporto di volumi, hanno anche lo stesso rapporto di pressioni

! L'eq. del rendimento ci dice come dobbiamo costruire il motore; se vogliamo rendimenti alti abbiamo bisogno di rapporti di compressione alti (come per il ciclo Joule c'è sempre convenienza ad alzare il rapporto di compressione)

LIMITAZIONI NEI MOTORI ALTERNATIVI

Nei motori alternativi ci sono delle limitazioni e questo dipende dal tipo di motore con cui abbiamo a che fare.
Nei motori ad accensione comandata a benzina, c'è un limite al ρ_{max} che possiamo avere. Questo limite è legato ad un fenomeno che si chiama DETONAZIONE. La detonazione è una combustione irregolare della benzina all'interno del motore. Anziché innescarsi quando facciamo scoccare la scintilla (cioè nel momento giusto!) avviene un'accensione spontanea del combustibile la benzina, che avviene quando la pressione è troppo alta. La combustione è irregolare cioè si innesta improvvisamente in ≠ punti e questo provoca delle fortissime OSCILLAZIONI DI PRESSIONE



→ Avremo un ciclo con improvvise oscillazioni di pressione quello che si chiama il "*battito in testa*". Questo provoca da un lato onde di pressione che possono danneggiare il motore e dall'altro un peggioramento delle prestazioni le quali portano a dissipazioni di energia

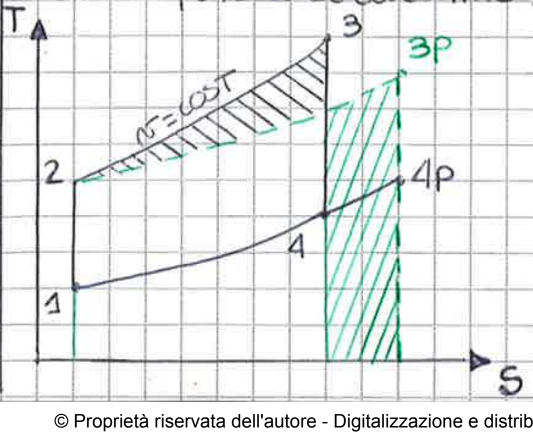
Questo fenomeno è assolutamente da evitare, per questo si usano benzine ad alto n° di ottani che è una misura della tendenza a non detonare (+ alto è il n° di ottani + è difficile che la miscela detoni, + alta è la pressione alla quale la miscela inizia a detonare)

Nei motori a benzina $\boxed{P_2 < P_{max}}$, se superassi il valore di P_{max} avrei la detonazione → avrei l'innesto della combustione prima della fine della compressione

$$P_2 = P_1 \rho^{\gamma} \qquad (\text{caso isentropico } P_2 v_2^{\gamma} = P_1 v_1^{\gamma})$$

Fissate le condizioni ambiente abbiamo un limite a ρ. Per i motori a benzina, ρ è tra gli 8 e 10 (P_2 lim circa 30 bar)

Giunti al punto 2 se avessimo una combustione non a volume costante, ma per esempio a pressione COST → quello del ciclo DIESEL ! supporremmo che la curva sarebbe più bassa di quella a v cost. A parità di Q_1 il punto 3 finirebbe più a DX. L'area sottesa dalla curva 2-3 è = a quella sottesa dalla curva 2-3p



Se fornisco calore a volume costante e a pressione costante a parità di calore fornito, l'area sottesa dalla curva è la stessa