



Appunti universitari

Tesi di laurea

Cartoleria e cancelleria

Stampa file e fotocopie

Print on demand

Rilegature

NUMERO: 2207A

ANNO: 2017

A P P U N T I

STUDENTE: Caruso Carlotta

MATERIA: Macchine a fluido - Teoria + Esercizi - Prof. Marzano

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

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

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

MACCHINE A FLUIDO

Macchina

Una MACCHINA è un DISPOSITIVO MECCANICO costruito e progettato per prendere parte a fenomeni di CONVERSIONE e TRASFERIMENTO di ENERGIA con lo scopo di OTTENERE un PRODOTTO. Al suo interno si hanno PARTI FISSE e PARTI MOBILI che scambiano energia con l'ambiente sotto forma di LAVORO MECCANICO.

Impianto

L'IMPIANTO è un INSERTE di MACCHINE, ACCESSORI e COMPONENTI AUSILIARI che LAVORANO INSIEME per il raggiungimento di un FINE COMUNE, che prescinde dallo specifico concetto di ciascuna macchina, per cui è stato costruito l'impianto stesso.

Sistema Energetico

Un SISTEMA ENERGETICO è una qualsiasi PORZIONE di UNIVERSO FISICO dove prendono parte PROCESSI che coinvolgono ENERGIA. Un SISTEMA ENERGETICO può essere APERTO, se scambia massa ed energia con l'ambiente, o CHIUSO, se scambia solo energia, o ISOLATO.

Macchina a fluido

Una MACCHINA a FLUIDO è una macchina che CONVERTE o TRASFERISCE ENERGIA per MEZZO di un FLUIDO.

Si distinguono:

• MACCHINE a FLUIDO MOTRICI → L'ENERGIA del FLUIDO passa alla macchina che la CONVERTE in LAVORO MECCANICO per un UTILIZZATORE esterno

$$F \rightarrow MFM \xrightarrow{\text{LAVORO}} U \quad (\text{Power Generating Machines})$$

- MACCHINE a FLUIDO OPERATIVE → Un MOTORE ESTERNO fornisce ENERGIA che viene TRASMESSA al FLUIDO grazie al LAVORO MECCANICO

$$F \leftarrow MFO \xleftarrow{\text{LAVORO}} ME \quad (\text{Power Absorbing Machines})$$

Tipi di Moto del fluido e Condizioni Operative

Il MOTO di un FLUIDO all'interno di una macchina può essere PERTINENTE o STAZIONARIO, CICLICO o PERIODICO, VALEO.

Primo Principio della Termodinamica

Per un SISTEMA FLUIDO che SCAMBIA CALORE Q e LAVORO L con l'AMBIENTE si ha che:

$$dQ = dU + dL \quad \text{con } U = \text{ENERGIA INTERNA}$$

Per UNITÀ di TASSA: $dQ = dU + dL$
Integrando per un processo finito:

$$\int_A^B dQ = \int_A^B dU + \int_A^B dL \Rightarrow Q = \Delta U + L, \quad \dot{Q} = \Delta U + L$$

Si nota che gli integrali di Q ed L sono FUNZIONI LINEARI mentre ΔU è una FUNZIONE di STATO.

Per un SISTEMA FLUIDO il LAVORO può essere espresso come:

$$dL = (\sigma, T) dV = p dV - dL_w \quad \text{dove } (\sigma, T) \text{ sono forze per unità di superficie}$$

Indichiamo con dL_w le PERDITE di LAVORO dovute alla VISCOSITÀ del FLUIDO.

ALL'INTERNO del FLUIDO:

$$L = \int_{int} (\sigma, T)_{int} dV = \int_{int} p dV - L_w, \quad L = \int_{int} (\sigma, T)_{int} dV = \int_{int} p dV - L_w$$

Le DISSIPAZIONI FLUIDODINAMICHE INTERNE di NATURA VISCOSA sono SETTORE POSITIVE e NON sono TRASCURABILI ALL'INTERNO del FLUIDO, ma sono TRASCURABILI SULLA SUPERFICIE del FLUIDO.

Il LAVORO può essere espresso anche come:

$$L = L_{as} + L_{au} \quad \text{con } L_{as} = \text{AZIONE di SUPERFICIE} \\ L_{au} = \text{AZIONE di TASSA}$$

Il LAVORO scambiato tra fluido ed ambiente attraverso AZIONI di SUPERFICIE (σ, T) viene anche detto LAVORO ESTERNO ($= l_e$). Il LAVORO scambiato tra fluido ed ambiente attraverso AZIONI di TASSA è invece SETTORE di FUNZIONI di STATO.

$$L_{as} = l_e \quad L_{au} = \Delta E_k + \Delta E_p + \dots = \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} + g(z_2 - z_1) + \dots$$

$$\Rightarrow L = l_e + \Delta E$$

$$\Rightarrow \begin{cases} l_e = L - L_{au} = \int p dV - L_w - \Delta E \rightarrow \text{FORZA MECCANICA} \\ Q = \Delta U + l_e + \Delta E \rightarrow \text{FORZA TERMODINAMICA} \end{cases}$$

Notiamo poi che: $\Delta U + \int d(pv) = \int d(U+pv) = \int dh$, pertanto il PRIMO PRINCIPIO può essere espresso come:

$$Q = \Delta h + L_i + \Delta E$$

Per Fluidi GASSOSI le VARIAZIONI di ENERGIA INTERNA ed ENTALPIA possono essere scritte come:

$$dU = m c_v dT = C_v dT \Rightarrow \Delta U = \int_1^2 m c_v dT = \int_1^2 C_v dT$$

$$dU = c_v dT \Rightarrow \Delta U = \int_1^2 c_v dT$$

$$dH = m c_p dT = C_p dT \Rightarrow \Delta H = \int_1^2 m c_p dT = \int_1^2 C_p dT$$

$$dH = c_p dT \Rightarrow \Delta h = \int_1^2 c_p dT$$

I valori di c_v e c_p possono essere assunti costanti.

Utilizzando la LEGGE SOUTROPICA $pv^\gamma = \text{costante}$ e $pv = RT$:

$$\int_1^2 p dv = \dots = -\frac{1}{\gamma-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1) = -\frac{1}{\gamma-1} R (T_2 - T_1)$$

$$-\int_1^2 v dp = \dots = -\frac{\gamma}{\gamma-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1) = -\frac{\gamma}{\gamma-1} R (T_2 - T_1)$$

$$\Rightarrow \gamma = \frac{-\int v dp}{\int p dv}$$

Secondo Principio della Termodinamica

Il SECONDO PRINCIPIO della TERMODINAMICA può essere espresso come:

$$T ds = dQ + dl_{w,tot} = dQ + dl_w + dl'_w = c dT$$

con l'_w indicavano le perdite energetiche di altro genere, perché del processo considerato e possono essere considerate TRASCURABILI nella maggior parte dei casi o eliminate se si adotta un'opportuna definizione del potere calorifero

$$\text{Si ha che: } dQ = dU + dl_e + dl'_e, \quad dl_e = p dv - dl_w - dl'_e$$

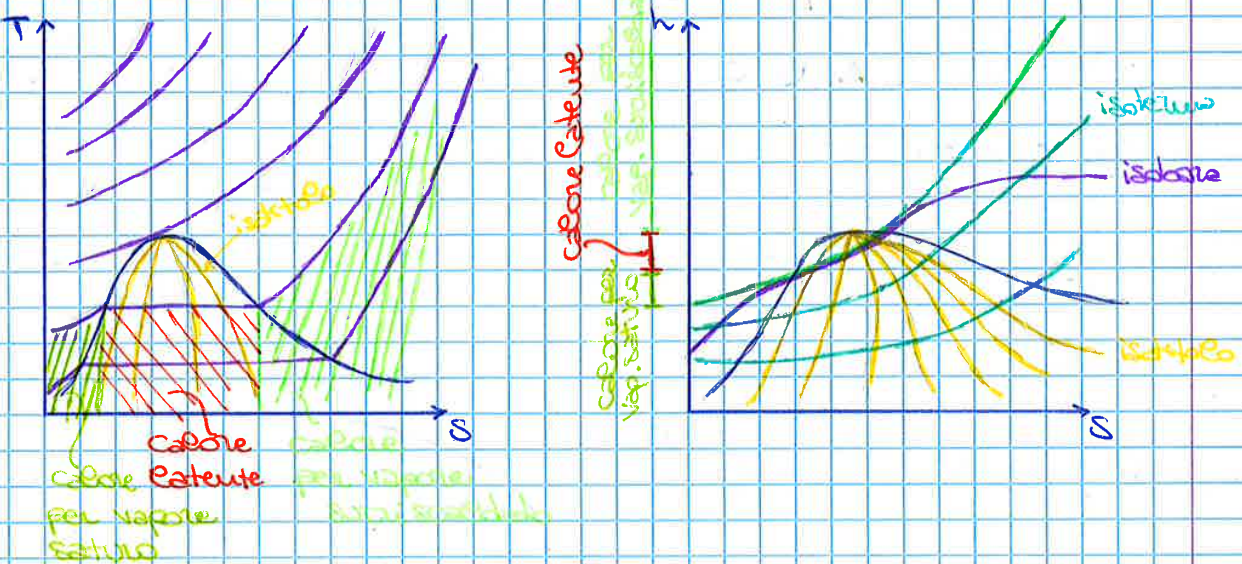
$$\begin{aligned} \Rightarrow dQ &= dU + p dv - dl_w = dU + p dv + v dp - v dp - dl_w = \\ &= dU + d(pv) - v dp - dl_w = dh - v dp - dl_w \\ &\Rightarrow dQ + dl_w = dh - v dp \end{aligned}$$

La trasformazione ISOBARA è una politropica con $\gamma = 0$ e $c = c_p$. L'ISOCORA ha $\gamma = \infty$ e $c = c_v$. L'ISOTERMA ha $\gamma = 1$ e $c = \infty$. Infine è ISENTROPICA $\gamma = k > 1$ e $c = 0$.

Nei DIAGRAMMA $p-v$ si individuano tra ISOBARA e ISOCORA i QUADRANTI con $\gamma > 0$ e tra ISENTROPICA e ISOTERMA si individuano invece gli SPICCHI di $c > 0$.

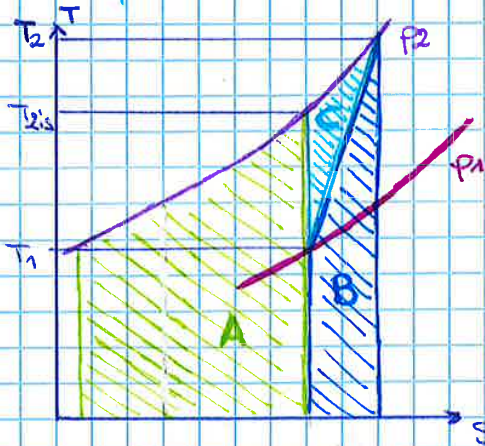
Nei DIAGRAMMA $T-S$ si individuano tra ISENTROPICA e ISOTERMA i QUADRANTI con $c > 0$ e tra ISOBARA e ISOCORA gli SPICCHI di $\gamma > 0$.

Per i VAPORI



Si utilizza spesso il DIAGRAMMA $h-S$, o DIAGRAMMA di MOLLIER, in cui si evince l'effetto del calore latente sulla trasformazione che nel diagramma $T-S$ non è intuibile.

Compressione Adiabatica in Floto Permanente



In una COMPRESIONE ADIABATICA, con PERDITE ENERGETICHE, di un GAS si ha che $\dot{Q} = 0, \dot{A}E > 0, \dot{L}W > 0$. Considerando la compressione ISENTROPICA si ha:

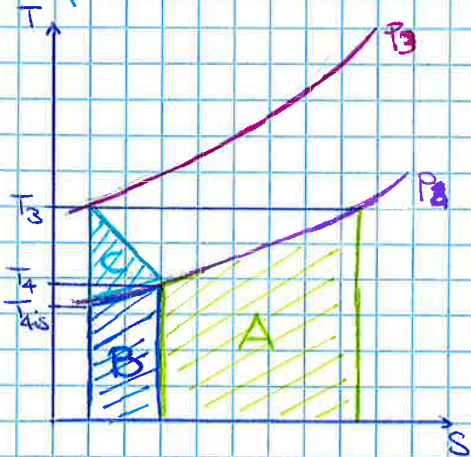
$$\dot{Q} = \dot{m} h_{1s} + \dot{L}W + \dot{A}E_{z=0} \Rightarrow \dot{L}W = -\dot{m} h_{1s}$$

$$\Rightarrow |\dot{L}W| = \dot{m} c_p (T_{2is} - T_1)$$

Considerando una compressione non ideale, quindi non isentropica, si ottiene che:

Pertanto: $\frac{R}{C_p} = \frac{k-1}{k} \Rightarrow \frac{\gamma-1}{\gamma} = \frac{1}{\eta_{yc}} \frac{k-1}{k} = \frac{1}{\eta_{yc}} \frac{R}{C_p}$

Espansione Adiabatica in Floto Permanente



Analoga mente alla compressione facciamo le seguenti considerazioni:

$|L_{ist}| = A+B$

$L_{wt} = B+C$

$|L_{it}| + L_{wt} = A+B+C$

dove $C = R_c = \text{recupero}$

Definiamo quindi: $\eta_{ist} = \frac{L_{it}}{L_{st}} = \frac{A}{A+B}$, $\eta_{yt} = \frac{L_{it}}{L_{it}+L_{wt}} = \frac{A}{A+B+C} < \eta_{ist}$

Denominando $\beta = P_3/P_4$ si ottiene:

$$\eta_{ist} = \frac{C_p(T_3 - T_4)}{C_p(T_3 - T_{4is})} = \frac{1 - \beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}{1 - \beta^{\frac{k-1}{k}}}$$

$$\eta_{yt} = \frac{C_p(T_3 - T_4)}{\frac{\gamma}{\gamma-1} R(T_3 - T_4)} = \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{k}{k-1}$$

Cicli Termodinamici

Si definisce CICLO TERMODINAMICO un processo termodinamico CHIUSO, ovvero con estremo di partenza coincidente con quello di arrivo, che si RIPETE di volta in volta nello stesso modo.

Poiché gli ESTREMI del CICLO sono COINCIDENTI, le VARIAZIONI delle FUNZIONI di STATO all'interno del ciclo sono NULLE, pertanto $\Delta U, \Delta h, \Delta E = 0$.

$$Q = \int_{z=0} \dot{Q} + \dot{L}_e + \int_{z=0} \dot{Q} = \dot{L}_e = L_{tsf} + L_{tec}$$

Poiché anche il LAVORO di TRASFERIMENTO è una FUNZIONE di STATO, se ci troviamo in CONDIZIONI di FLUSSO PERMANENTE si ha:

$$Q = \dot{L}_e = L_{tsf} + L_{tec} = \int_{z=0} \dot{Q} + L_i = L_i \Rightarrow \dot{L}_e = L_i$$

Si vede che:

$$1 - \frac{|Q_2|}{Q_1} = \frac{1}{COP}$$

$$\frac{Q_2}{|Q_1|} = 1 - \frac{1}{COP}$$

$$\Rightarrow COP = \frac{(COP - 1) / COP}{1 / COP} = COP - 1$$

Pertanto COP e COP, che NON sono RENDIMENTI ma COEFFICIENTI di PRESTAZIONE, sono LEGATI tra loro.

Ciclo di Carnot

IL CICLO di CARNOT è composto da DUE CURVE ISENTROPICHE e DUE CURVE ISOTERMICHE operate su un fluido AREEFORTE.

Se percorso in SENSO ORARIO (antiorario) tutto il CAORE viene CEDUTO (assorbito) alla TEMPERATURA MINORE.

- Stadio 1-2: COMPRESSIONE ISENTROPICA (adiabatica reversibile)

$$Q_{12} = \Delta h_{12} + L_{12} = 0 \Rightarrow L_{12} = -(h_2 - h_1) < 0 \rightarrow |L_{12}|$$

- Stadio 2-3: ASSORBIMENTO di CAORE ISOTERMICO (isoterma)

$$Q_{23} = \Delta h_{23} + L_{23} = L_{23} \rightarrow L_{23} \text{ è lavoro di espansione isoterma}$$

- Stadio 3-4: ESPANSIONE ISENTROPICA (adiabatica reversibile)

$$Q_{34} = \Delta h_{34} + L_{34} = 0 \Rightarrow L_{34} = -(h_4 - h_3) > 0 \rightarrow L_{34}$$

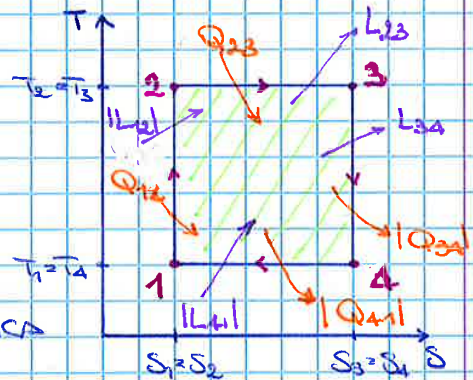
- Stadio 4-1: RILASCIO di CAORE ISOTERMICO (isoterma)

$$Q_{41} = \Delta h_{41} + L_{41} = L_{41} \rightarrow |L_{41}| \text{ è lavoro di compressione isoterma}$$

Otteniamo quindi:

- $Q_1 = Q_{12} + Q_{23} = Q_{23} \rightarrow$ calore fornito
- $|Q_2| = |Q_{34}| + |Q_{41}| = |Q_{41}| \rightarrow$ calore ceduto
- $L_{exp} = L_{23} + L_{34} \rightarrow$ lavoro di espansione
- $|L_c| = |L_{12}| + |L_{41}| \rightarrow$ lavoro di compressione

$$\Rightarrow \eta_{id} = \frac{L_{id}}{Q_1} = \frac{L_{exp} - |L_c|}{Q_1} = \frac{Q_1 - |Q_2|}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} = \dots = 1 - \frac{T_1}{T_3} = 1 - \frac{T_{min}}{T_{max}}$$



Se ad esempio la sostanza è ricca, allora solo una parte del combustibile è proporzionale per stechiometria alla quantità d'aria.

$$w_{b,sc} \cdot H_{iv} = (w_a + w_b) c_v (T_3 - T_2)$$

$$\Rightarrow \frac{w_b}{w_b} w_{b,sc} H_{iv} = \frac{w_a}{w_a} \frac{w_{b,sc}}{w_b} w_b H_{iv} \Rightarrow \frac{w_b/w_b}{w_a/w_{b,sc}} w_b H_{iv} = \frac{\alpha_R}{\alpha_{sc}} w_b H_{iv}$$

dove $\frac{w_b/w_b}{w_a/w_{b,sc}} = \frac{\alpha_R}{\alpha_{sc}} < 1$

$$\Rightarrow \frac{\alpha_R}{\alpha_{sc}} w_b H_{iv} = (w_a + w_b) c_v (T_3 - T_2) \rightarrow \text{prima correzione}$$

Se la temperatura è molto elevata si incorre nella dissociazione dei prodotti che sottrae calore all'ambiente. Si individua quindi una temperatura di soglia di dissociazione (T_{diss}) oltre la quale i prodotti si dissociano utilizzando parte dell'energia e quindi diminuendo la temperatura finale.

$$\Rightarrow \frac{\alpha_R}{\alpha_{sc}} w_b H_{iv} = (w_a + w_b) c_v (T_3 - T_2) + Q_{diss} \rightarrow \text{seconda correzione}$$

Inoltre occorre considerare la presenza di scarti termici che diminuiscono ulteriormente la temperatura finale.

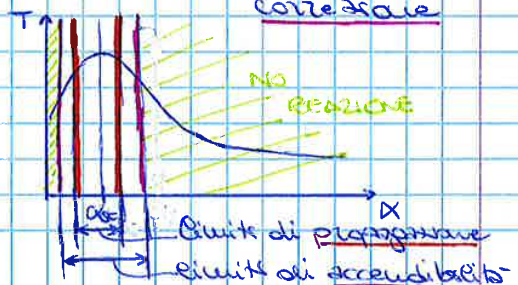
$$\Rightarrow \frac{\alpha_R}{\alpha_{sc}} w_b H_{iv} = (w_a + w_b) c_v (T_3 - T_2) + Q_{diss} + Q_{st}$$

dove $Q_{diss} = S_{diss} (w_b H_{iv})$, $Q_{st} = S_{st} (w_b H_{iv})$

$$\Rightarrow \frac{\alpha_R}{\alpha_{sc}} w_b H_{iv} = (1 - S_{diss} - S_{st}) (w_a + w_b) c_v (T_3 - T_2)$$

$$\Rightarrow \eta_{vb} w_b H_{iv} = (w_a + w_b) c_v (T_3 - T_2) \rightarrow \text{terza correzione}$$

Occorre poi tenere presente che la reazione può svilupparsi entro i limiti di accendibilità, ma non propagarsi se non rientra nei limiti di propagazione.



Fluidodinamica

Moto permanente di un liquido

L'ENERGIA di un FLUIDO in TUTTO PERTINENTE può essere espressa a partire dal PRIMO PRINCIPIO della TERMODINAMICA in FORMA MECCANICA:

$$L = - \int_1^2 v dp - L_w - \Delta E_w - \Delta E_g$$

dove $L = 0$ poiché non vi sono parti mobili e $p = \text{costante}$ in quanto consideriamo i liquidi come fluidi incompressibili

$$\Rightarrow 0 = - \frac{p_2 - p_1}{\rho} - L_w - \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} - g(z_2 - z_1)$$

Ogni termine è un'ENERGIA per UNITÀ di MASSA, u_{ij} , dividendo per g o moltiplicando per ρ , è possibile ottenere rispettivamente dei DISLIVELLI o PRESSIONI EQUIVALENTI.

$$\Rightarrow g(z_1 - z_2) + \frac{p_1 - p_2}{\rho g} + \frac{c_1^2 - c_2^2}{2g} - \frac{L_w}{g} = 0$$

$$\Rightarrow g \left(\underbrace{\left(z_1 + \frac{p_1}{\rho g} + \frac{c_1^2}{2g} \right)}_{\substack{\text{quota piezometrica } (h_1) \\ \text{carico totale } (H_1)}} - \underbrace{\left(z_2 + \frac{p_2}{\rho g} + \frac{c_2^2}{2g} \right)}_{\substack{\text{carico totale } (H_2)}} - \gamma_w \right) = 0$$

$\xrightarrow{\text{termine geodetico}}$ $\xrightarrow{\text{termine barometrico}}$ $\xrightarrow{\text{termine cinetico}}$

I termini seguenti, ovvero TERMINE GEODETICO, BAROMETRICO e CINETICO sono i 3 TERMINI di BERNOULLI.

Si noti che: $H_1 = H_2 + \gamma_w$. Pertanto se DISSIPAZIONI, divergenti nei dislivelli equivalenti ($\gamma_w = L_w/g = [L_w]$), RIMANONO il CARICO TOTALE FINALE (H_2).

Se ci troviamo nel CASO IDEALE e DISSIPAZIONI sono NULLE ($L_w = 0$) pertanto $\gamma_w = 0$, mentre nel CASO REALE $\gamma_w \neq 0$ e si possono avere addirittura parti mobili che implicano $L \neq 0$.

Considerando il CASO IDEALE ($\gamma_w = 0$) si ottiene:

$$gH = g(H_1 - H_2) = 0 \Rightarrow H_1 = H_2$$

Nel CASO REALE ($\gamma_w \neq 0$), invece:

$$gH = g(H_1 - H_2) = g\gamma_w \Rightarrow H_1 - H_2 = \gamma_w$$

$$\Rightarrow \underbrace{\left(h_2 + \frac{c_2^2}{2}\right)}_{h_1^0} - \underbrace{\left(h_1 + \frac{c_1^2}{2}\right)}_{h_2^0} = 0 \Rightarrow h_1^0 = h_2^0 \rightarrow \text{ENTALPIA TOTALE}$$

Si definisce EN TALPIA TOTALE o di stagnazione l'entalpia che si raggiungerebbe se la VELOCITÀ DECENDESSE fino allo zero e TUTTA l'ENERGIA CINETICA venisse CONVERTITA in EN TALPIA SENZA PERDITE. Proprio per questo motivo viene anche detta EN TALPIA di RAFFREDDAMENTO ISENTROPICO.

L'ENTALPIA TOTALE (h^0) in un flusso adiabatico di un AERIFORME si mantiene COSTANTE per tutto il condotto, mentre per un liquido in flusso ideale ($h_w=0$) si mantiene costante il carico totale. Ciò non significa che la velocità (c) debba essere costante, ma che lo sia la somma di h e $c^2/2$. Detto all'entalpia totale è possibile ricavare, grazie alle equazioni politropiche, anche altre grandezze che si mantengono COSTANTI in tutto il condotto:

- TEMPERATURA TOTALE $T^0 = T + \frac{c^2}{2c_p}$
- PRESSIONE TOTALE $p^0 = p \left(\frac{T^0}{T}\right)^{\frac{k}{k-1}}$
- DENSITÀ TOTALE $\rho^0 = \rho \left(\frac{T^0}{T}\right)^{\frac{1}{k-1}}$
- VOLUME TOTALE $v^0 = v \left(\frac{T^0}{T}\right)^{-\frac{1}{k-1}}$

È possibile esprimere la velocità del fluido c_2 come:

$$c_2 = \sqrt{2\left(h_1 + \frac{c_1^2}{2}\right) - 2h_2} = \sqrt{2(h_1^0 - h_2)}$$

$$\Rightarrow c = \sqrt{2(h^0 - h)} = \sqrt{2c_p(T^0 - T)} = \sqrt{2c_p T^0 \left(1 - \frac{T}{T^0}\right)}$$

Poiché $c_p = R \frac{k}{k-1}$ e indicando con $\pi = p/p^0$, si ottiene:

$$c = \sqrt{\frac{2k}{k-1}} \sqrt{RT^0} \sqrt{1 - \left(\frac{p}{p^0}\right)^{\frac{k-1}{k}}} = \sqrt{\frac{2k}{k-1}} \sqrt{RT^0} \sqrt{1 - \pi^{\frac{k-1}{k}}}$$

La PORTATA in MASSA $G = \rho A c$, ricordando che $\rho = p^0 \pi^{\frac{1}{k}} = \frac{p^0}{R^0} \pi^{\frac{1}{k}}$, e:

$$G = \rho A c = \frac{p^0}{R^0} \pi^{\frac{1}{k}} \sqrt{\frac{2k}{k-1}} \sqrt{RT^0} \sqrt{1 - \pi^{\frac{k-1}{k}}} \cdot A$$

② Energia, Primo principio della Termodinamica

$$dL_i = -v dp - \int_{L=0}^L \kappa w - dE_w - \int_{L=0}^L E_g$$

$$\Rightarrow 0 = -\frac{dp}{\rho} - c dc \Rightarrow \frac{dc}{c} = -\frac{dp}{\rho c^2}$$

$$\Rightarrow \frac{dc}{c} = -\frac{dp}{\rho} \frac{dp/dp}{c^2}$$

③ Definizione di velocità del suono

$$c_s^2 = \frac{dp}{d\rho} = k \frac{p}{\rho} = kRT$$

Poiché $\frac{T}{T_0} = \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}$ otteniamo: $T^0 = T + \frac{c^2}{2c_p} = T + \frac{kRT}{2c_p} = \frac{k+1}{2} T$

$$\Rightarrow c_s = \sqrt{\frac{dp}{d\rho}} = \sqrt{kRT} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} RT^0}$$

$$\Rightarrow \frac{dc}{c} = -\frac{dp}{\rho} \frac{dp/dp}{c^2} = -\frac{dp}{\rho} \frac{c^2}{c^2} = -\frac{dp}{\rho} \frac{1}{(c/c_s)^2}$$

④ Definizione del Numero di Mach

$$Ma = \frac{c}{c_s} \rightarrow Ma > 1 \rightarrow \text{CONDIZIONI SUPERSONICHE}$$

$$\rightarrow Ma < 1 \rightarrow \text{CONDIZIONI SUBSONICHE}$$

$$\rightarrow Ma = 1 \rightarrow \text{CONDIZIONI SONICHE}$$

$$\Rightarrow \frac{dc}{c} = -\frac{dp}{\rho} \cdot \frac{1}{Ma^2} = -\frac{dp}{\rho} \frac{1}{k} \frac{1}{Ma^2}$$

È quindi facile notare che, se $Ma < 1$, ad una diminuzione di ρ o di p , la VELOCITÀ AUMENTA PIÙ di quanto PRESSIONE e DENSITÀ DIMINUISCONO causando appunto il DISTACCO dalla PARETE.

Riassumendo:

① $dp/p = (\kappa/w) (dp/p)$

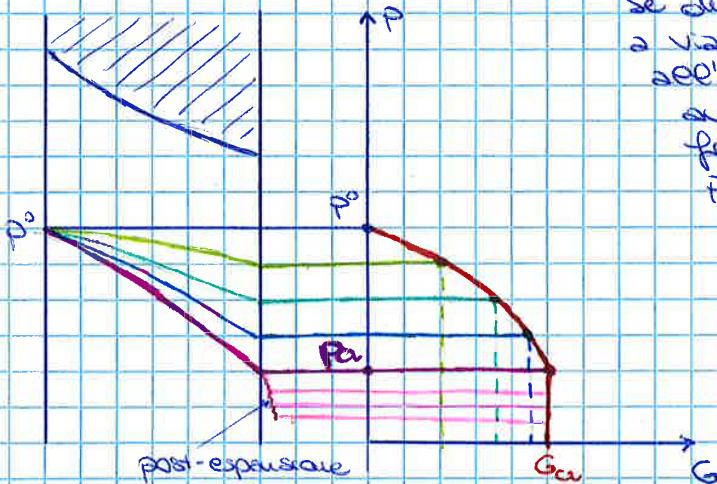
② $dc/c = -dp/p$

③ $c_s = \sqrt{dp/d\rho}$

④ $Ma = c/c_s$

Profilo Convergente

In un condotto con profilo convergente la sezione d'uscita (A_2) è anche la più piccola (A_1), quindi $A_1 = A_2 = A_{min}$.
 In caso di espansione si avrà che $p_1 = p_2 = p_{min}$, $T_1 = T_2 = T_{min}$,
 $\rho_1 = \rho_2 = \rho_{min}$, ma $v_1 = v_2 = v_{max}$ e $C_1 = C_2 = C_{max}$.



Se diminuiamo quindi via a via la pressione, la velocità all'uscita del condotto aumenterà sempre di più fino ad assumere valore pari alla VELOCITÀ del SUONO. La PRESSIONE a cui si raggiunge la VELOCITÀ del SUONO (C_s) è detta PRESSIONE CRITICA (p_c) e ad essa corrisponde una PORTATA in MASSA CRITICA (G_{cr}).

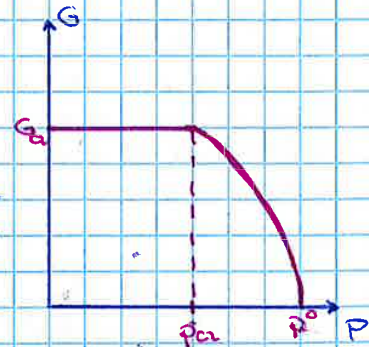
In CONDIZIONI CRITICHE si ha che p_c è anche la PRESSIONE MINIMA nel condotto, così come la PORTATA MASSICA CRITICA è MASSIMA ($G_{cr} = G_{max}$ in tutto il condotto). Se la PRESSIONE in USCITA è MINORE della PRESSIONE CRITICA, la PRESSIONE nella SEZIONE d'USCITA RESTA COSTANTE e pari a p_c , così come TUTTE le altre GRANDEZZE FISICHE restano COSTANTI e pari ai VALORI CRITICI. Tuttavia, una volta FUORI dal condotto, il FLUIDO SUBIRÀ un FORTE CALO di PRESSIONE, detto POST-ESPANSIONE, con profilo APERTO e pertanto con PERDITE NON TRASCURABILI che rendono l'ESPANSIONE non più ISENTROPICA.

Si avrà infatti che per $p < p_c$ si ha che $G = G_{cr} = costante$.

Una PERDITA di PRESSIONE a VALE RISALE la CORRENTE portandola e INFORZIANDO l'equivalente il CALO di PRESSIONE. La PORTATA in MASSA viene RICHIAMATA con una VELOCITÀ legata alla PERDITA di PRESSIONE stessa.

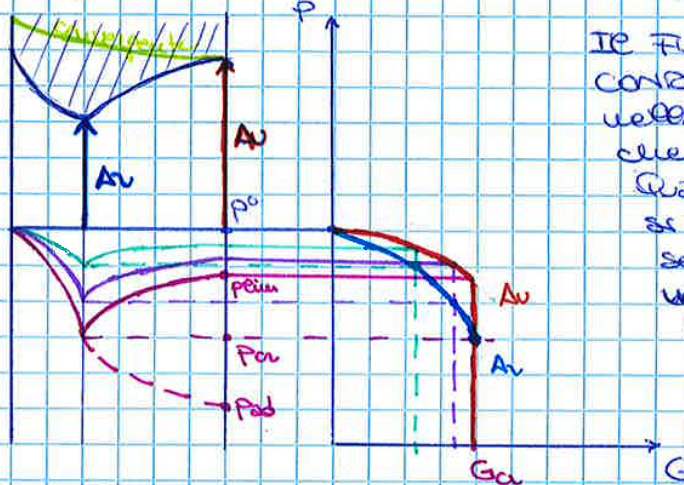
Fluente il fluido scorre con VELOCITÀ INFERIORE alla VELOCITÀ del SUONO

e INFORZIAMENTO sul CALO di PRESSIONE più RISALE il condotto. Se il fluido raggiunge la VELOCITÀ del SUONO in una sezione del condotto e l'INFORZIAMENTO non riesce a risalire il condotto e la portata in massa non verrà richiamata così che la PORTATA MASSICA RESTERÀ COSTANTE e MASSIMA in tutto il condotto. La SEZIONE che RAGGIUNGE PRIMA le CONDIZIONI CRITICHE sarà quella PIÙ PICCOLA, in questo caso quella d'USCITA.



Profilo Convergente-Divergente

Un condotto con profilo convergente-divergente è costituito da due parti: una prima parte convergente ed una seconda parte divergente tra le quali si trova la sezione più piccola (A_c), pertanto $A_1 > A_c$. Poiché A_c è la sezione più piccola del condotto, in corrispondenza di questa si avrà $\rho_c = \rho_{min}$, $T_c = T_{min}$, $f_c = f_{min}$, $v_c = v_{max}$, $a_c = a_{max}$.



Il fluido raggiunge le condizioni critiche prima nella sezione ristretta (A_c) che nella sezione d'uscita (A_2). Quando ciò accade il condotto si dice **INGOZZATO**, ovvero sebbene la parte divergente non abbia espresso al massimo la sua potenzialità e sia in condizioni subsoniche la sezione ristretta è in condizioni critiche.

Il corrispondente rapporto di pressioni sulla sezione d'uscita ($\pi_{u,c}$) può essere ottenuto a partire dall'equazione della portata in massa critica:

$$G_{cr} = \sqrt{\frac{2k}{k-1}} A_c \frac{P_0}{R T_0} \pi_{u,c}^{1/k} \sqrt{1 - \pi_{u,c}^{(k-1)/k}}$$

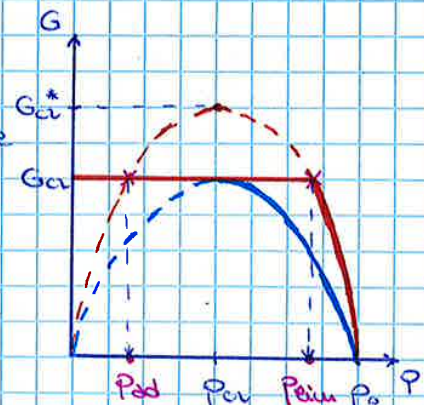
Tale equazione ha due soluzioni:

- Il limite o discriminante (π_{lim}) pari a P_{crim}/P_0
- Il di adattamento o ottimale (π_{ad}) pari a P_{ad}/P_0

dove $\pi_{lim} > \pi_{ad}$.

Se $\pi_{u,c} = \pi_{lim}$ il flusso è subsonico tanto che sulla sezione ristretta dove è critico. Pertanto la parte convergente funge da effusore subsonico mentre la parte divergente fa da diffusore subsonico.

Se $\pi_{u,c} = \pi_{ad}$ si ha il miglior rapporto di pressione che permette l'espansione. Il flusso sarà subsonico nella parte convergente, sonico sulla sezione ristretta, supersonico nella parte divergente. In condizioni ottimali la portata in massa è costante e pari alla portata critica, stessa portata che si avrebbe per un condotto convergente con $A_1 = A_c$. Tuttavia la velocità del flusso all'uscita del condotto è supersonica, quindi maggiore, con una conseguente variazione maggiore di quantità di moto. Ciò trova applicazione in ambito propulsivo.



Turbomacchine

Le TURBOMACCHINE sono MACCHINE ROTATRICI a FLUSSO CONTINUO in cui il FLUIDO segue un PERCORSO LIMITATO da PARETI PALETTATE ed entra in contatto anche con PALETTE FISSI delle GIRANTI o ROTORI.

Una TURBOMACCHINA MOTRICE (= power generating) viene detta TURBINA. Nelle TURBINE la GIRANTE è PRECEDUTA da un dispositivo chiamato DISTRIBUTORE.



Il DISTRIBUTORE viene ottenuto sagomando opportunamente le PARETI e/o dotandolo di PALETTE in modo che grazie ad esso il FLUIDO impatti con la girante con il MINORE PERICOLO POSSIBILE. Il DISTRIBUTORE quindi dà al FLUSSO la DIREZIONE PIÙ OPPORTUNA e fa da EFFUSORE, quello TRASFORMA il CONTRIBUTO IPERBARICO in CONTRIBUTO CINETICO aumentando così la velocità del fluido. Le TURBOMACCHINE OPERATRICI (= power absorbing) possono essere COMPRESSORI, VENTILATORI, ROTORE ed altri tipi di macchine. In esse la GIRANTE è DIRETTAMENTE AFFRONTATA al FLUIDO ed è SEGUITA da un DIFFUSORE.



Il DIFFUSORE viene ottenuto sagomando opportunamente le PARETI e/o dotandolo di PALETTE in modo che grazie ad esso la PORTAZIONE di ENERGIA CINETICA RESIDUA venga TRASFORMATA in CONTRIBUTO IPERBARICO, quello aumentando la pressione.

Si definisce STADIO l'insieme di DISTRIBUTORE e GIRANTE per TURBOMACCHINE MOTRICI e di GIRANTE e DIFFUSORE per MACCHINE OPERATRICI. Esistono quindi TURBOMACCHINE a SINGOLO STADIO che TURBOMACCHINE MULTISTADIO dove il flusso passa da uno stadio ad un altro.

In una TURBOMACCHINA la VELOCITÀ del FLUSSO è in genere ELEVATA, pertanto le PERDITE non possono essere IGNORATE, mentre il TRASFERIMENTO di CALORE è TRASCURABILE.

Teorema del Momento della Quantità di Moto

Consideriamo un SISTEMA FLUIDO di MASSA m , VELOCITÀ c e DISTANZA b dall'ASSE di ROTAZIONE. Si ha che, essendo $\vec{c} = -b \cdot \vec{\omega}$:

$$\vec{M} = \frac{d}{dt} (m \vec{c} \wedge \vec{b}) = \frac{d}{dt} (m \vec{c} \wedge (-\vec{r})) = - \frac{d}{dt} (m \vec{c} \wedge \vec{r}) = J \frac{d\vec{\omega}}{dt}$$

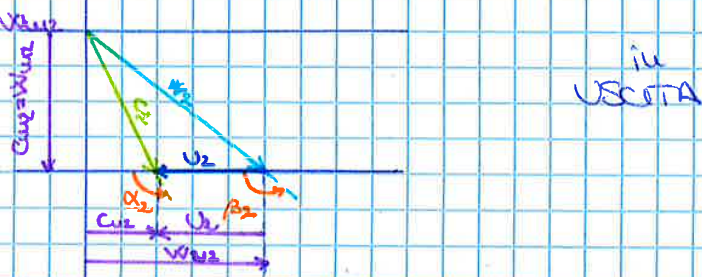
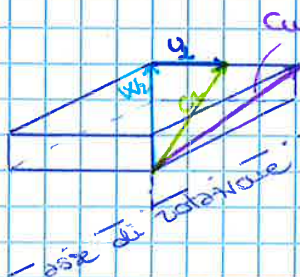
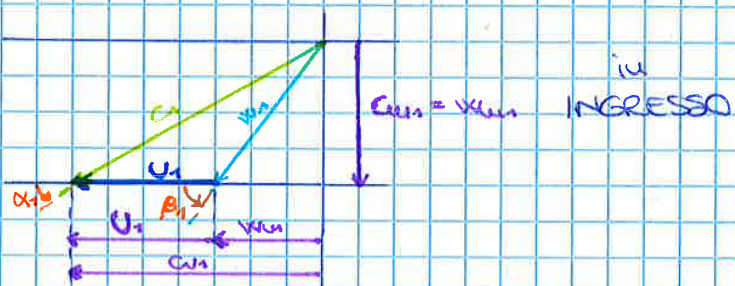
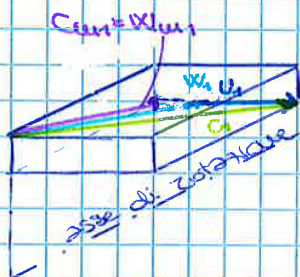
La velocità C può però anche essere vista come somma della velocità relativa W rispetto all'elica e della velocità della girante stessa U . Pertanto CIASCUNA COMPONENTE di C (C_x, C_y, C_z) è SOMMA di una COMPONENTE W e una COMPONENTE U . Pertanto:

$$C_{x1} = W_{x1} + U_{x1} \quad C_{y1} = W_{y1} + U_{y1} \quad C_{z1} = W_{z1} + U_{z1}$$

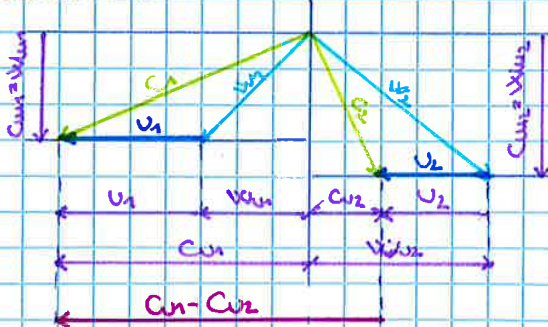
Tuttavia nelle TURBOTACCHINE la VELOCITÀ di TRASCINAMENTO U è SOLO PERIFERICA, quindi azimutale:

$$C_{x1} = W_{x1} \quad C_{y1} = W_{y1} \quad C_{z1} = W_{z1} + U_{z1}$$

Si avrà così:



Quindi:



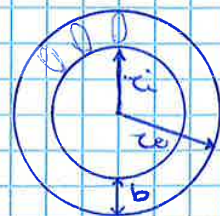
Notiamo che $U_1 > U_2$ pertanto i TRIANGOLI di VELOCITÀ si riferiscono ad una MACCHINA MOTRICE (= turbina). Nelle TURBOTACCHINE OPERATRICI infatti $U_2 > U_1$.

Inoltre per calcolare la SEZIONE di PASSAGGIO

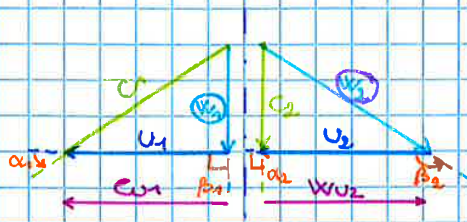
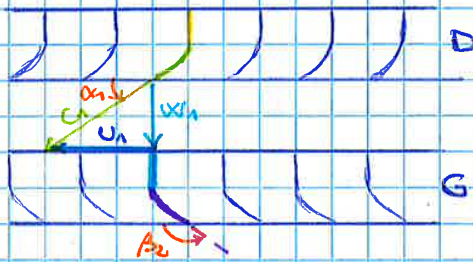
$$A_g = \pi (r_e^2 - r_i^2) = 2\pi r_m \frac{r_e + r_i}{2} (r_e - r_i) = 2\pi r_m b$$

$$\Rightarrow A = 2\pi r_m b \sigma$$

con b = altezza palette
 σ = coefficiente della pannelatura



Esistono dei particolari triangoli di velocità RETTI e SPECULARI.



TURBOTACCHINA

MOTRICE

$$C_{u1} = U_1 = U_2$$

$$w_{u2} = -U_2 = -U_1$$

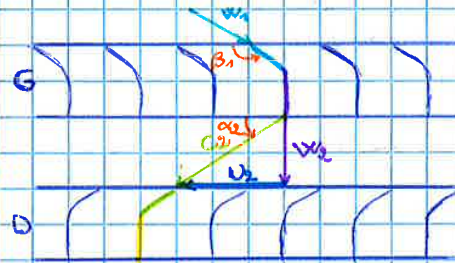
$$w_{u1} = C_{u2} = 0$$

$$\beta_1 = \alpha_2 = 90^\circ$$

$$\beta_2 + \alpha_1 = 180^\circ$$

$$L_{i, motrice} = U_1 C_{u1} - U_2 C_{u2} = U(C_{u1} - C_{u2}) = U^2 > 0$$

TURBOTACCHINA OPERATRICE



$$C_{u1} = w_{u2} = 0$$

$$C_{u2} = U_2 = U_1$$

$$w_{u1} = -U_1 = -U_2$$

$$\alpha_1 = \beta_2 = 90^\circ$$

$$\alpha_2 + \beta_1 = 180^\circ$$

$$L_{i, operatrice} = U_1 C_{u1} - U_2 C_{u2} = U(C_{u1} - C_{u2}) = -U^2 < 0$$

In questi casi la DEFLESSIONE è EDI TRIPEDISTA, w in DIREZIONI OPPOSITE.

In fine è possibile formulare il PRIMO PRINCIPIO della TERMODINAMICA per TURBOTACCHINE in TUTTO PERTINENTE:

- riferendosi al MOTO ASSOLUTO

$$L_i = Q - \Delta h - E_k - E_g - E_s = - \int_1^2 r dp - L_w - \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} - \Delta E_g - \frac{\Delta s}{z}$$

- riferendosi al MOTO RELATIVO

$$L_i = Q - \Delta h - E_k - E_g - E_s = - \int_1^2 r dp - L_w - \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} - \Delta E_g + \frac{U_2^2 - U_1^2}{2}$$

Sottraendo le due espressioni si ottiene:

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

La stessa espressione è infatti ottenibile per mezzo del Teorema di Coriolis in riferimento ai triangoli di velocità considerando che

$$L_i = -(U_2 C_{u2} - U_1 C_{u1})$$

come ottenuto da teorema del momento della quantità di moto.

Infine ricordando che $li = -\int_1^2 v dp - Lw - \Delta E_k - \Delta E_p - \Delta E_s$ si ottiene che:

$$li = -\int_1^2 v dp - Lw - \frac{c_2^2 - c_1^2}{2}$$

$$\Rightarrow R = \frac{li + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2}}{li} = \frac{-\int_1^2 v dp - Lw}{-\int_1^2 v dp - Lw - \frac{c_2^2 - c_1^2}{2}}$$

Pertanto se $R=0$ allora $-\int_1^2 v dp - Lw = 0$, cioè $Lw = -\int_1^2 v dp$.
 Ciò significa che per $R=0$ la VARIAZIONE di PRESSIONE UGUALE ALLA GIRANTE è pari al Δp necessario per SUPERARE LE PERDITE FRIZIONARIE attraverso la girante stessa.
 Quindi la GRAN PARTE DELLA CADUTA di PRESSIONE TOTALE avviene nel DISTRIBUTORE ($p_0 - p_1$).

Grado di Reazione Isotropico (GRI)

IL GRADO di REAZIONE ISOTROPICO confronta la CADUTA ENTALPICA ISOTROPICA UGUALE GIRANTE ($h_1 - h_{2is}$) con la CADUTA ENTALPICA ISOTROPICA TOTALE ($h_0 - h_{2is}$).

$$X = \frac{\Delta h_{12is}}{\Delta h_{01is} + \Delta h_{12is}}$$

Ricordando $-\Delta h = li + \Delta E_k$ e che $li = \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} - \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} - \frac{u_2^2 - u_1^2}{2}$

$$-\Delta h_{12is} = li + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} = \frac{w_{2is}^2 - w_{1is}^2}{2} - \frac{c_{2is}^2 - c_{1is}^2}{2} - \frac{u_2^2 - u_1^2}{2} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2}$$

$$\Rightarrow -\Delta h_{12is} = li + \frac{c_{2is}^2 - c_{1is}^2}{2} = \frac{w_{2is}^2 - w_{1is}^2}{2} - \frac{u_2^2 - u_1^2}{2}$$

$$\Rightarrow -\Delta h_{01is} = \frac{c_{1is}^2 - c_{0is}^2}{2}$$

$$\Rightarrow -(\Delta h_{01is} + \Delta h_{12is}) = \frac{w_{2is}^2 - w_{1is}^2}{2} + \frac{c_{1is}^2 - c_{0is}^2}{2}$$

$$\Rightarrow X = \frac{(w_{2is}^2 - w_{1is}^2)}{(c_{1is}^2 - c_{0is}^2) + (w_{2is}^2 - w_{1is}^2)}$$

Si nota che $-(\Delta h_{01is} + \Delta h_{12is}) = li + \frac{c_{2is}^2 - c_{1is}^2}{2} + \frac{c_{1is}^2 - c_{0is}^2}{2}$ e poiché $c_{0is} \approx c_{0is}$ si ottiene:

$$X = \frac{li + \frac{c_{2is}^2 - c_{1is}^2}{2}}{li}$$

Ricordando infine $li = -\int_1^2 v dp - Lw - \Delta E_k - \Delta E_p - \Delta E_s$ si ottiene, considerando ΔE_p trascurabile e trasformazione adiabatica reversibile ($\Rightarrow Lw$ uguale):

Turbine

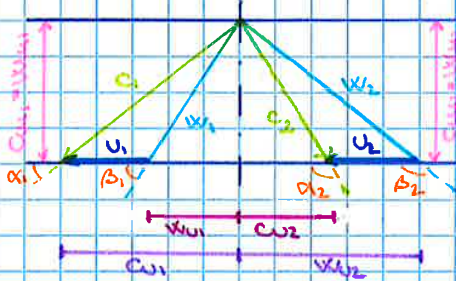
Turbine Assiali Reostatico A Reazione

Le TURBINE A REAZIONE hanno GRADO di REAZIONE NON NULO, come visto in precedenza.
Consideriamo $R = 0,5$.

$$R = \frac{W_2^2 - W_1^2}{(W_2^2 - W_1^2) - (C_2^2 - C_1^2)} = 0,5$$

$$\Rightarrow -(C_2^2 - C_1^2) = (W_2^2 - W_1^2)$$

Tale condizione viene soddisfatta da particolari triangoli di velocità, TRIANGOLO SIMMETRICO, con le seguenti caratteristiche:



$$W_2 = C_1, C_2 = W_1, U_2 = U_1 \text{ (parché assiale)}$$

$$\alpha_1 + \beta_2 = \alpha_2 + \beta_1 = \pi$$

$$\Rightarrow W_{1u} = C_{2t}, C_{1t} = W_{2u}, C_{1u} = W_{1t} = C_{2t} = W_{2u}$$

Pertanto: $l_i = U C_{1t} - U_2 C_{2t} = U(C_{1t} - C_{2t})$, ma essendo $C_{2t} = W_{2u} + U = -C_{1t} + U$, si ottiene:

$$l_i = U(C_{1t} - C_{2t}) = U(2C_{1t} - U)$$

Ricordando che $C_{1t} = C_1 \cos \alpha_1$ e definendo $\sigma = U/C_1$:

$$l_i = U(2C_1 \cos \alpha_1 - U) = C_1^2 \frac{U}{C_1} (2 \cos \alpha_1 - \frac{U}{C_1}) = \frac{C_1^2}{2} 2\sigma (2 \cos \alpha_1 - \sigma)$$

Tuttavia si ha che: $l_i = \frac{C_2^2 - C_1^2}{2} + \frac{W_2^2 - W_1^2}{2} - \frac{U_2^2 - U_1^2}{2}$

Tenendo conto delle perdite, ovvero $C_1 = \psi C_{1is}$, $W_2 = \psi W_{2is}$ definiamo il LAVORO di CONFRONTO come:

$$\begin{aligned} L_{CFR} &= \frac{C_{1is}^2 - C_2^2}{2} + \frac{W_{2is}^2 - W_1^2}{2} - \frac{U_2^2 - U_1^2}{2} \\ &= \frac{C_1^2/\psi^2 - C_2^2}{2} + \frac{W_2^2/\psi^2 - W_1^2}{2} = \frac{C_1^2}{2} \left(\frac{1}{\psi^2} + \frac{1}{\psi^2} \right) - 2 \frac{C_2^2}{C_1^2} \end{aligned}$$

Contemporaneamente:

$$\begin{aligned} C_2^2 &= C_{1t}^2 + C_{1r}^2 = (-W_{1u})^2 + C_{1t}^2 = (C_{1t} - U)^2 + C_{1t}^2 = C_{1t}^2 + U^2 - 2UC_{1t} + C_{1t}^2 \\ &= C_1^2 + U^2 - 2UC_1 \cos \alpha_1 \end{aligned}$$

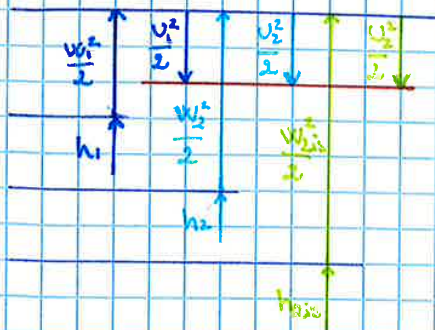
$$\Rightarrow C_2^2 = C_1^2 \left(1 + \left(\frac{U}{C_1}\right)^2 - 2\left(\frac{U}{C_1}\right) \cos \alpha_1 \right) = C_1^2 (1 + \sigma^2 - 2\sigma \cos \alpha_1)$$

Ripetendo il ragionamento, ma riferendoci alla GIRANTE otteniamo:

$$\chi = \Delta h + \chi_i + \Delta E_h + \Delta E_g + \Delta E_s$$

$$\Rightarrow 0 = h_2 - h_1 + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} - \frac{U_2^2 - U_1^2}{2} = h_{2is} - h_1 + \frac{w_{2is}^2 - w_1^2}{2} - \frac{U_2^2 - U_1^2}{2}$$

$$\Rightarrow h_1 + \frac{w_1^2}{2} - \frac{U_1^2}{2} = h_2 + \frac{w_2^2}{2} - \frac{U_2^2}{2} = h_{2is} + \frac{w_{2is}^2}{2} - \frac{U_2^2}{2}$$



Essendo invece la TURBINA ASSIALE ricordiamo che $U = U_1 = U_2$.

Turbine Assiale Mono stadio Ad Azione

Le TURBINE ad AZIONE hanno GRADO di REAZIONE NULO, quindi:

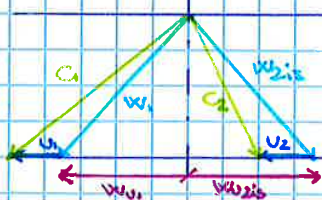
$$\chi = \frac{h_{is} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2}}{h_{is}} = 0$$

Ricordando che $h_{is} = -\frac{c_2^2 - c_1^2}{2} + \frac{w_{2is}^2 - w_1^2}{2} - \frac{U_2^2 - U_1^2}{2}$, notiamo che: $\frac{U_2^2 - U_1^2}{2} = 0$, assiale

$$\chi = 0 \Rightarrow h_{is} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} = \frac{w_{2is}^2 - w_1^2}{2} = 0$$

$$\Rightarrow w_{2is} = w_1$$

Tale condizione implica che le PALETTE siano SIMMETRICHE in quanto le VELOCITÀ RELATIVE lo sono. Ciò determinerà però



che i TRIANGOLI di VELOCITÀ NON siano SIMMETRICI!

Considerando il processo come ISENTROPICO notiamo poi che:

- $w_{u2} = -w_{u1} = -(c_{u1} - U)$
- $c_{u2} = w_{u2} + U = -w_{u1} + U = -c_{u1} + U + U = -c_{u1} + 2U$

$$\text{Pertanto: } h_i = -(U_2 c_{u2} - U_1 c_{u1}) = U(c_{u1} - c_{u2}) = U(c_{u1} + c_{u1} - 2U) = 2U(c_{u1} - U) = 2U(c_1 \cos \alpha_1 - U) = \frac{c_1^2}{2} 4 \left(\frac{U}{c_1}\right) (\cos \alpha_1 - \frac{U}{c_1})$$

$$\Rightarrow h_i = \frac{c_1^2}{2} 4 \sigma_{is} (\cos \alpha_1 - \sigma_{is}) \quad \text{con } \sigma_{is} = \frac{U}{c_1} = \frac{U}{c_1} = \varphi \frac{U}{c_1} = \varphi \sigma$$

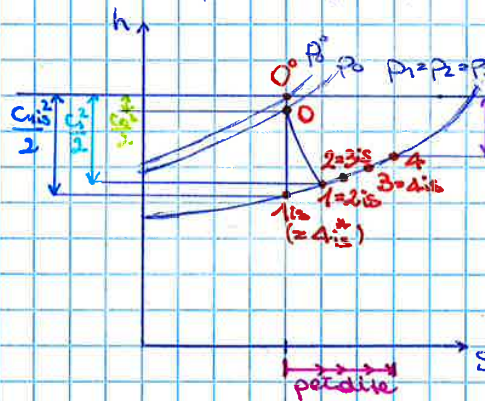
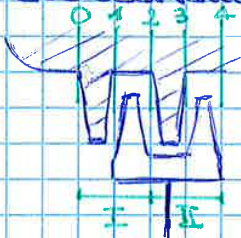
$$\left(= \frac{c_1^2}{2} 4 \sigma \left(\frac{1}{\varphi} \cos \alpha_1 - \sigma \right) \right)$$

$$\left(h_{is} = \frac{c_1^2}{2 \varphi^2} \right)$$

Ruota Curtis

IL FLUIDO, oltre a dissipare energia a causa della sua stessa viscosità, DISSIPA ENERGIA nel CONTATTO con le PALETTILOBIE della TURBINA. IL FLUIDO infatti tende ad inscurarsi nei meandri tra i vari dischi della turbina impattando con essi e determinando ulteriori perdite. Questo fenomeno, detto EFFETTO VENTILANTE, viene ridotto dalla RUOTA CURTIS, la quale presenta DE PALETTATURE sullo STESSO DISCO.

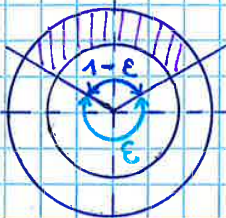
Si tratta di una TURBINA ad AZIONE, in genere utilizzata come prima parte delle turbine unitarie, dove tra le due palette è posto un RADDRIZZATORE di FLUIDO anzitutto funzionante ad AZIONE. La PERDITA di PRESSIONE partendo da ha solo tra DISTRIBUTORE e PALETTA CORONA PALETTATA; successivamente si ha $p_1 = p_2 = p_3 = p_4$.



Le PERDITE su PALETTILOBIE in genere sono MAGGIORI di quelle su PARTI FESSE ($\frac{1}{2} p$) e i COEFFICIENTI di PERDITE AUMENTANO con il NUMERO di STADI poiché è meno è già stato deflesso più volte.

Se la TURBINA è costituita dalla SOLA RUOTA CURTIS, la C_4 in uscita costituisce una PERDITA e pertanto va MINIMIZZATA, una NON RESA NULLA in quanto il fluido deve avere sufficiente energia cinetica da poter lasciare la girante. Se invece è posta A FONTE di una TURBINA MULTISTADIO, in modo da ridurre molto pressione ed entalpia e caricare meno gli stadi successivi, la C_4 costituisce l'ENERGIA CINETICA del FLUIDO per gli STADI SEGUENTI, pertanto non va ridotta.

IL CARICO della macchina, inoltre, può essere VARIATO modificando le CONDIZIONI in INGRESSO o VARIANDO la PORTATA avendo sulla SEZIONE di PASSAGGIO. Grazie a delle PARTIE la PORTATA può essere infatti PARZIALIZZATA.



Considerando il GRADO di PARZIALIZZAZIONE ϵ :

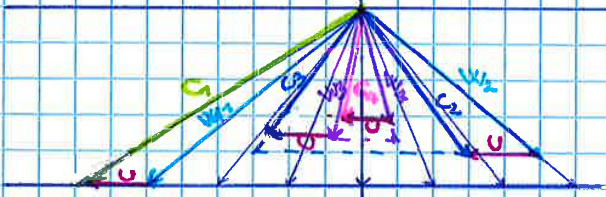
$$\epsilon = \frac{\theta}{2\pi}$$

$$\text{Si ottiene: } A = \xi \pi d_w b (1 - \epsilon) = \xi \pi \frac{d_e^2 - d_i^2}{4} (1 - \epsilon)$$

dove ξ è il COEFFICIENTE d'INGRESSO delle palette.

$$\Rightarrow u = \frac{c^2}{2} \left[2 \frac{u}{c} \left(A \cos \alpha_1 - B \frac{u}{c} \right) - \frac{c^2}{2} \right] = \frac{c^2}{2} \left[2 \left(A \cos \alpha_1 - B \frac{u}{c} \right) - 1 \right]$$

$$\Rightarrow \sigma_{\min} = \frac{A}{B} \cos \alpha_1, \quad \sigma_{\max} = \frac{1}{2} \frac{A}{B} \cos \alpha_1$$



Come si può vedere dal disegno, è presente di perdite isipica che $w = \psi w_{is}$ e $c = \psi c_{is}$, pertanto i seguenti che rappresentano c e w si accorciano, ma u resta

costante. Pertanto, di volta in volta, la velocità subisce una DEFESSIONE e RIVOLUZIONE rispetto al caso ideale rendendo così la CA NON PIÙ SOLO ASSIALE e anche più ridotta.

Se AUMENTATO il NUMERO di CORONE PALETTATE si ha:

$$\sigma_{\min} = \frac{1}{z} \cos \alpha_1, \quad \sigma_{\max} = \frac{1}{2} \frac{1}{z} \cos \alpha_1$$

con $z =$ numero di corone palettate. Pertanto AUMENTANDO il NUMERO di CORONE PALETTATE, la CURVA di RENDIMENTO sarà sempre lo STESSO TIPOLOGIA $m_{\text{vis,tot}} = \cos^2 \alpha_1$, che dipende solo da α_1 (e dalle perdite quindi), ma sarà PIÙ STETTA.

In fine, se la RUOTA QUOTIS è:

- DA SOLA, $\frac{c^2}{2}$ è ENERGIA DISSIPATA, pertanto si calcola il RENDIMENTO STATICO

$$m_{\text{vis,t}} = \frac{u}{L_{CFR}} \quad \text{con } L_{CFR} = h_0 - h_{a1s}^*$$

- SEGUITA da ALTRI STADI, $\frac{c^2}{2}$ è ENERGIA CINETICA per gli STADI SUCCESSIVI e quindi viene RECUPERATA, pertanto si calcola il RENDIMENTO TOTALE

$$m_{\text{vis,t}} = \frac{u}{L_{CFR}} \quad \text{con } L_{CFR} = (h_0 - h_{a1s}^*) - \frac{c^2}{2}$$

Se le TURBINE sono MULTISTADIO, il FLUIDO che si espande lungo il condotto necessita di più spazio, quindi le PARETI della TURBINA saranno DIVERGENTI. Inoltre:

$$m_{\text{vis,tot}} = m_{\text{vis0}} \frac{\sum_k \Delta h_{is,k}}{\sum_k \Delta h_{is,k}^*} > m_{\text{vis0}}$$

Pertanto il RENDIMENTO di una TURBINA MULTISTADIO è SUPERIORE a quello di un SINGOLO STADIO.

Dai grafici notiamo come vi sia un CALO di PRESSIONE INIZIALE dovuto al RISUCCHIO causato dall'EFFUSORE, un AUMENTO di PRESSIONE dovuto alla GIRANTE, un AUMENTO più modesto di PRESSIONE dovuto al DIFFUSORE ed un CALO FINALE di PRESSIONE causato dalle PERDITE alla BORSA di TIANDA.

Caratteristica Idrometrica di un Turbocompressore

Sappiamo che: $G = \rho_1 A_1 C_{m1} = \rho_2 A_2 W_{u2} = \frac{A_1 C_{m1}}{v_1} = \frac{A_2 W_{u2}}{v_2}$

dove $A = \xi \pi d b = \xi \pi \left(\frac{b}{d}\right) d^2 = \xi \pi \delta d^2$

Così, triangoli di velocità è possibile esprimere ciascuna componente in funzione delle altre, quindi:

$C_{m1} = \frac{C_u}{\cos \alpha_1}$, $\text{sen} \alpha_1 = C_u \text{tg} \alpha_1 = W_{u1} = \frac{W_{u1}}{\cos \beta_1}$, $\text{sen} \beta_1 = W_{u1} \text{tg} \beta_1$

$\Rightarrow \frac{C_{m1}}{\text{tg} \alpha_1} = C_u = W_{u1} + U_1 = \frac{W_{u1}}{\text{tg} \beta_1} + U_2 \delta$ infatti $\frac{U_1}{U_2} = \frac{c_{p21}}{c_{p22}} = \delta$

$\Rightarrow C_{m1} = W_{u1} = \frac{U_2 \delta}{\frac{1}{\text{tg} \alpha_1} - \frac{1}{\text{tg} \beta_1}} = U_2 f(\alpha_1, \beta_1, \delta)$

Per tanto: $G = \frac{A C_{m1}}{v_1} = (\xi \pi \delta d^2) (U_2 f(\alpha_1, \beta_1, \delta)) \frac{1}{v_1}$

Poiché $v = \omega r = 2\pi \frac{m}{60} \frac{d}{2} = \frac{\pi}{60} m d$

$\Rightarrow G = \xi \frac{\pi^2}{60} \frac{b}{d} d^3 \frac{m}{v_1} f_G(\alpha_1, \beta_1, \delta)$

Si ottiene inoltre che:

$C_{u1} = \frac{C_{m1}}{\text{tg} \alpha_1} = U_2 \delta f_1(\alpha_1, \beta_1)$ $C_{u2} = \frac{C_{m2}}{\text{tg} \alpha_2} = U_2 f_2(\alpha_2, \beta_2)$

$\Rightarrow |l_{ci}| = U_2 C_{u2} - U_1 C_{u1} = U_2 U_2 f_2(\alpha_2, \beta_2) - (U_2 \delta) ((U_2 \delta) f_1(\alpha_1, \beta_1)) =$
 $= U_2^2 (f_2(\alpha_2, \beta_2) - \delta^2 f_1(\alpha_1, \beta_1)) = U_2^2 f_i(\alpha, \beta, \delta)$
 $\Rightarrow |l_{ci}| = \left(\frac{\pi}{60}\right)^2 m^2 d^2 f_i(\alpha, \beta, \delta)$

Da ciò si ricava che:

$P_c = G |l_{ci}| = K_i \frac{b}{d} \xi \frac{m^3 d^5}{v_1} f_p(\alpha, \beta, \delta)$

In questa zona infatti si verificano due tipi di FENOMENI INDESIDERABILI: il PORTAGGIO, per cui la macchina aspira in modo pressante e rigurgita parte dell'elementazione, lo STALLO ROTANTE, instabilità dovuta alla mancanza di portata che si ripercute di stadio in stadio facendo il giro.

Se osserviamo le CURVE di RENDIMENTO, inoltre, notiamo che esse presentano un MASSIMO, ovvero esistono CONDIZIONI OTTIMALI per cui con determinata G_v ed n vengono MINIMIZZATE le PERDITE. Tali perdite infatti dipendono dall'ORIENTAZIONE del FLUIDO rispetto all'ANGOLO delle PALETTE su cui il fluido impatta. Se si VARIA la PORTATA, C_d diminuisce o aumenta,

ma poiché U è COSTANTE ciò determina un CAMBIAMENTO di w_1 e della sua ANGOLOAZIONE

causando in OGNI CASO delle

PERDITE. Allo stesso modo se

si VARIA VELOCITÀ di

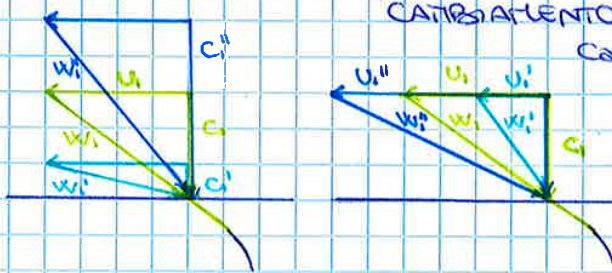
ROTAZIONE U_1 , ma la PORTATA

(e quindi C_d) è COSTANTE, si

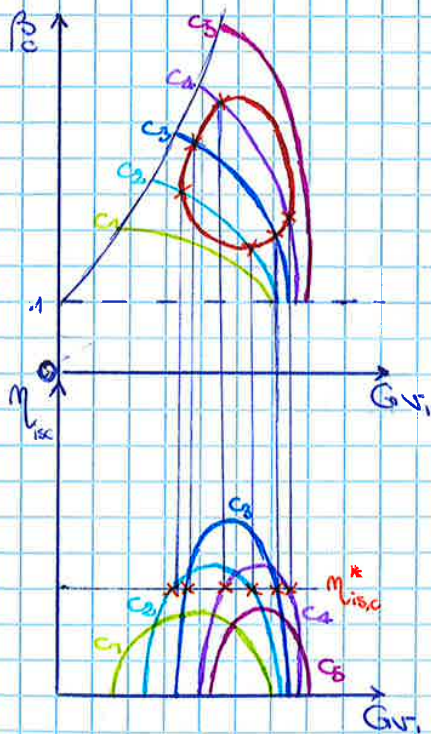
avrà un CAMBIAMENTO di

w_1 e della sua ANGOLOAZIONE

che causa PERDITE.



La CONDIZIONE OTTIMALE, ovvero di massimo rendimento, è quindi quella per cui ANGOLOAZIONE del FLUIDO e delle PALETTE sono COINCIDENTI.



Notiamo che le CURVE di RENDIMENTO presentano MASSIMI DIVERSI e CAMPI di ESISTENZA DIVERSI a seconda della VELOCITÀ e corrispondente. Il RENDIMENTO MASSIMO PIÙ GRANDE si ottiene per VELOCITÀ di ROTAZIONE n INTERMEDIE in modo che es. COMBINAZIONE tra PORTATA e VELOCITÀ di ROTAZIONE determini l'ANGOLO β_1 PIÙ AGOSTO per minimizzare le perdite.

Correlando i punti con MEDESIMO RENDIMENTO sulle CURVE delle CARATTERISTICHE TANOMETRICHE si trovano le CURVE ISORENDIMENTO.

Esse possono essere viste come sezioni superficiali di un grafico tridimensionale che mette in relazione β/c , G_v e m_{visc}^* .

Si noti che le CURVE ISORENDIMENTO sono CIRCOLARI e CONCENTRICHE tra loro, ovvero non si intersecano. Anche le CURVE di CARATTERISTICA TANOMETRICA

NON SI INTERSECANO mentre le CURVE di RENDIMENTO presentano molteplici INTERSEZIONI. Grazie a questi diagrammi è possibile stabilire le correttezza delle condizioni operative.

Similitudine nei Compressori

Similitudine Geometrica

Due macchine con STESSA FORMA, ma DIVERSE DIMENSIONI sono SIMILI da un punto di vista geometrico. Il RAPPORTO tra LE DIMENSIONI LINEARI di una macchina e PARI AL RAPPORTO delle DUE DIMENSIONI CIRCOLARI nell'altra. In altre si definisce b/d il RAPPORTO di FORMA che permette di dire se una macchina è più TORZA o più SNELLA.

Due macchine che sono SIMILI GEOMETRICAMENTE presentano lo STESSO VALORE nel RAPPORTO tra GRANDENZE CIRCOLARI che viene detto FATTORE di SCALA GEOMETRICA.

Pertanto: $\frac{b}{d} = \frac{b'}{d'} \rightarrow$ stessa forma

$$\frac{b'}{b} = \frac{d'}{d} = \frac{s'}{s} = \frac{d_o'}{d_o} = \text{fattore di scala geometrica } (\delta)$$

Si tenga presente che due MACCHINE UGUALI sono SIMILI GEOMETRICAMENTE con FATTORE di SCALA pari a 1 e che OGNI MACCHINA è GEOMETRICAMENTE SIMILE a SE STESSA con FATTORE di SCALA pari a 1.

Similitudine Cinematica

Due macchine sono CINETICAMENTE SIMILI se presentano TRIANGOLI di VELOCITÀ CIRCOLARI SIMILI. La similitudine dei triangoli richiede quindi che gli ANGOLI dei triangoli siano UGUALI ed i VETTORI PROPORZIONATI secondo il FATTORE di SCALA CINEMATICA. Questo:

$$\frac{c_1'}{c_1} = \frac{w_1'}{w_1} = \frac{u_1'}{u_1} = \frac{c_2'}{c_2} = \frac{w_2'}{w_2} = \frac{u_2'}{u_2} = \text{fattore di scala cinematica}$$

Similitudine Fluidodinamica

Due macchine sono FLUIDODINAMICAMENTE SIMILI se le rispettive PERDITE FLUIDODINAMICHE L_w sono DESCRITTE dalle STESSO TIPO di LEGGE FENOMENOLOGICA del LAVORO INTERNO l_i .

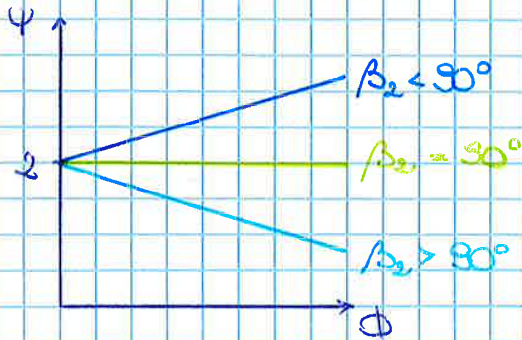
$$l_i = u_1 c_{1r} - u_2 c_{2r} = u^2 f_i(\alpha, \beta, \delta) \Rightarrow \frac{l_i}{L_w} = \frac{f_i(\alpha, \beta, \delta)}{f_w(\alpha, \beta, \delta)} = \text{Costante}$$

$$L_w = \xi \frac{w^2}{2} = u^2 f_w(\alpha, \beta, \delta)$$

Si ottiene quindi che, essendo uguali gli angoli α e β ed il medesimo fattore di scala geometrica δ , il RAPPORTO l_i/L_w è COSTANTE. Pertanto anche L_w/l_i è COSTANTE.

Si ottiene così che:

$$\psi_2 = \frac{|k_2|}{\psi_2/2} = 2 \left(1 + \frac{\phi}{\tan \beta_2} \right)$$

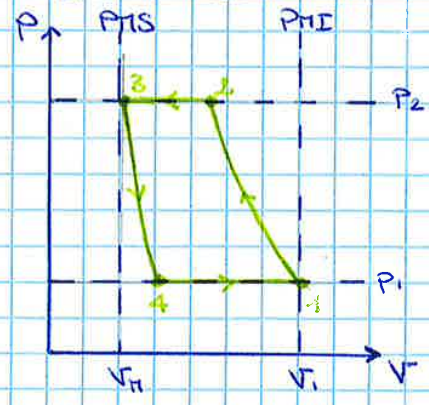


È possibile in questo modo prevedere il carico ottenibile con una certa portata al variare dell'angolo β_2 . Essendo i parametri ψ e ϕ addizionali si ha che tali conclusioni sono valide per qualsiasi macchina a prescindere dalle sue dimensioni.

$$V_1 P_1 = V_2 P_2 \quad V_1^{\gamma} P_1 = V_2^{\gamma} P_2 \quad \frac{V_1}{V_4} = \frac{V_2}{V_3}$$

In un COMPRESSORE VOLUMETRICO a STANTUFFO si ha:

- STADIO 1-2: La MASSA ASSIRATA viene COMPRESSA da P_1 a P_2 ; le VALVOLE sono CHIUSE, il VOLUME si RIDUCE e PRESSIONE e TEMPERATURA AUMENTANO finché, raggiunta P_2 , la VALVOLA in USCITA si APRE
- STADIO 2-3: La MASSA di GAS viene SPINTA all'esterno del cilindro e la PRESSIONE è COSTANTE, poiché la massa diminuisce quando il volume si riduce, finché non si raggiunge il PTS; a questo punto il volume è minimo, sebbene una parte del gas resti all'interno, ed il flusso si interrompe
- STADIO 3-4: il GAS RITRATTO si ESPANDE, facendo iniziare la corsa all'indietro allo stantuffo, pertanto il volume AUMENTA, ma la PRESSIONE diminuisce fino a raggiungere P_1 e permettere quindi l'APERTURA della VALVOLA in INGRESSO
- STADIO 4-1: una NUOVA MASSA di GAS fluisce all'interno facendo aumentare il volume fino a V_1 , ovvero fino a raggiungere il PTS, e permettendo l'INIZIO di un NUOVO CICLO



Lavoro per Ciclo

Considerando la POLITROPICA e PSEUDO-POLITROPICA si ha che:

$$P_1 V_1^{\gamma} = P_2 V_2^{\gamma} \Rightarrow P_1 (w_1 V_1)^{\gamma^*} = P_2 (w_2 V_2)^{\gamma^*}$$

dove $\gamma = \gamma^*$ solo se $w_1 = w_2$, ovvero NON vi sono FUGHE quindi $\eta_v = 1$: $P_1 w_1^{\gamma} V_1^{\gamma} = P_2 w_2^{\gamma} V_2^{\gamma}$

In presenza di FUGHE: $P_1 V_1^{\gamma} = P_2 V_2^{\gamma} \eta_v$

Analogamente per $P_3 V_3^{\gamma} = P_4 V_4^{\gamma} \Rightarrow P_3 (w_3 V_3)^{\gamma^*} = P_4 (w_4 V_4)^{\gamma^*}$

Grazie alla politropica è possibile ricavare la PRESSIONE MASSIMA RAGGIUNGI BILE dal COMPRESSORE (P_{max}) come:

$$P_{max} V_1^{\gamma} = P_1 V_1^{\gamma} \Rightarrow P_{max} = P_1 \left(\frac{V_1}{V_1} \right)^{\gamma} = P_1 E^{\gamma}$$

Pertanto se fosse richiesto di raggiungere una $P_2 > P_{max}$ il COMPRESSORE NON FUNZIONEREBBE.

Definiamo $L_0 = L_{ciclo}$ e $L_{w,0} = L_{w,ciclo}$. Si ha che:

$$L = \int (\sigma, \tau) dA dx = \int p dV - L_w \Rightarrow L_0 + L_{w,0} = \oint p dV = - \oint V dp$$

$$\Rightarrow P_{ic} = G_{ic} l_{ic} l = |Z_0| f_0 = \frac{|Z_0| [J/ciclo] f_0 [ciclo/s]}{10^3 [W/kW]} = P_{ic} [kW]$$

Massa di Gas per Ciclo

Ad ogni ciclo le COMPRESSE ASPIRA una TASSA di GAS pari a:

$$u_{asp} = u_1 - u_4 = p_1 V_1 - p_4 V_4 \quad \text{dove } p_1 = \frac{P_1}{RT_1}, \quad p_4 = \frac{P_4}{RT_4}$$

In prima approssimazione $p_4 = p_1$ poiché $P_4 = P_1$; inoltre, trattandosi di un PROCESSO di JOULE-THOMSON ad ENTALPIA COSTANTE, considerando C_p COSTANTE il PROCESSO è anche ISOTERMO, pertanto anche $T_4 = T_1$ e $p_4 = p_1$. Si ha perciò che:

$$u_{asp} = p_1 (V_1 - V_4) = \frac{P_1}{RT_1} V_1 \left(1 - \frac{1}{\epsilon} \beta^{1/\delta}\right)$$

Ad ogni ciclo le COMPRESSE SPUNGE in TAVOLATA una TASSA di GAS pari a:

$$u_{spond} = u_2 - u_3 = p_2 V_2 - p_3 V_3 \quad \text{dove } p_2 = \frac{P_2}{RT_2}, \quad p_3 = \frac{P_3}{RT_3}$$

Con considerazioni analoghe alle precedenti otteniamo:

$$\begin{aligned} u_{spond} &= p_2 (V_2 - V_3) = p_2 (V_2 - V_1) = \frac{P_2}{RT_2} V_1 \left(\epsilon \beta^{1/\delta} - 1\right) \\ &= \frac{P_2}{RT_2} \frac{\epsilon V_1}{\beta^{1/\delta}} \left(1 - \frac{1}{\epsilon} \beta^{1/\delta}\right) = \frac{P_1 \beta^{\frac{1-\delta}{\delta}}}{RT_1 \beta^{\frac{1-\delta}{\delta}} \beta^{1/\delta}} V_1 \left(1 - \frac{1}{\epsilon} \beta^{1/\delta}\right) \\ &= \frac{P_1}{RT_1} V_1 \left(1 - \frac{1}{\epsilon} \beta^{1/\delta}\right) \end{aligned}$$

Possiamo quindi definire le seguenti PORTATE in TASSA:

$$G_{asp} = u_{asp} \cdot f_0 \quad G_{spond} = u_{spond} \cdot f_0$$

$$G_{riferimento} = u_{rif} \cdot f_0 = p_2 V \cdot f_0 = \frac{P_2}{RT_2} V f_0$$

e il RENDIMENTO per FUGHE: $\eta_{\varphi} = \frac{u_{spond}}{u_{asp}} = \frac{G_{spond}}{G_{asp}}$

Si definisce inoltre il COEFFICIENTE di RIPIENO λ_{φ} come:

$$\begin{aligned} \lambda_{\varphi} &= \frac{u_{spond}}{u_{rif}} = \frac{G_{spond}}{G_{rif}} = \eta_{\varphi} \frac{G_{asp}}{G_{rif}} = \eta_{\varphi} \frac{p_1 (V_1 - V_4)}{p_2 V} \\ &= \eta_{\varphi} \frac{P_1/P_2}{T_1/T_2} \frac{V_1}{V} \left(1 - \frac{1}{\epsilon} \beta^{1/\delta}\right) = \eta_{\varphi} \frac{P_1/P_2}{T_1/T_2} \frac{\epsilon}{\epsilon - 1} \left(1 - \frac{1}{\epsilon} \beta^{1/\delta}\right) \\ &= \eta_{\varphi} \frac{P_1/P_2}{T_1/T_2} \frac{\epsilon \beta^{1/\delta}}{\epsilon - 1} \end{aligned}$$

Notiamo quindi che il RAPPORTO di COMPRESSIONE INTERNO (β_c') è MAGGIORE del RAPPORTO di COMPRESSIONE ESTERNO (β_c).
Perciò:

$$u_{mand}' = \frac{P_1'}{P_{T1}} \sqrt{1 - \frac{1}{\epsilon} \beta_c'^{\frac{1}{k}}}$$

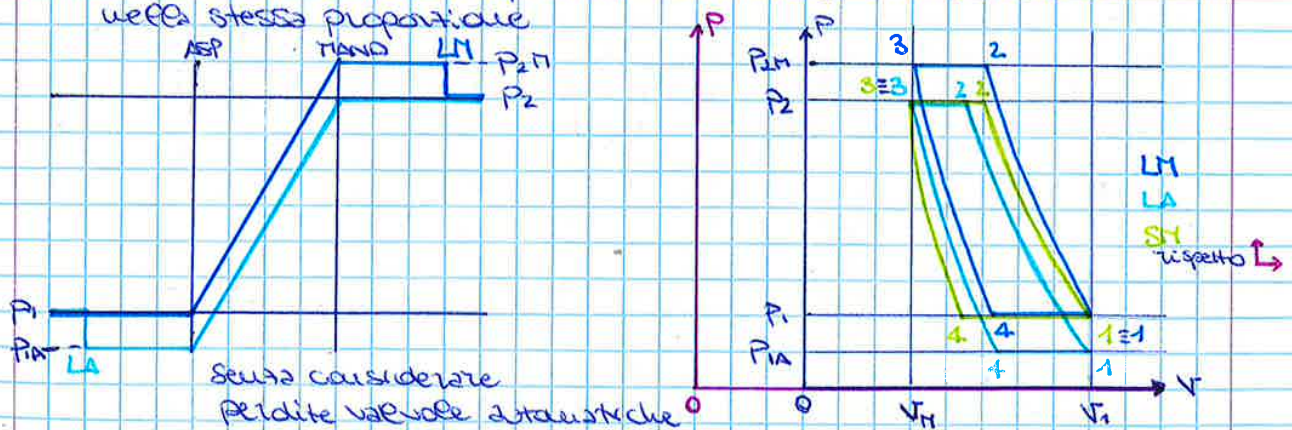
$$|z_0'| = P_1' \sqrt{1 - \frac{k}{k-1} \left(\beta_c'^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right) \left(1 - \frac{1}{\epsilon} \beta_c'^{\frac{1}{k}} \right)}$$

$$\lambda_v' = \eta_{\lambda v} \lambda_c (1 - \delta_1) \frac{\epsilon - \beta_c'^{\frac{1}{k}}}{\epsilon - 1}$$

Metodi di Regolazione

La PRESTAZIONE di un MOTORE SI PUE' ESSERE REGOLATA:

- AUMENTANDO LA VELOCITA' di ROTAZIONE: aumentano le perdite ed il ciclo viene modificato
- IVC e ICD = intake valve closing advance / delay: cambia la massa per ciclo ed il compressore opera con una corsa più corta
- DVOA e DVOD = delivery valve closing advance / delay: cambia β_c ed il compressore opera con una P_2 minore / maggiore
- CAMBIANDO MECCANICAMENTE LA CORSA UTILE: cambia il volume
- VALVOLA di STROZZAMENTO in ASPIRAZIONE (LA): P_1 diminuisce e β_c aumenta (cambiano $V_2, V_4, |z_0|$ ed u_{mand})
- VALVOLA di STROZZAMENTO in TANDATA (LT): P_2 aumenta e β_c aumenta (cambiano $V_2, V_4, |z_0|$ ed u_{mand})
- CAMBIANDO LO SPAZIO MORTO con capacità aggiuntiva (ST): cambia il volume, ma non cambia β_c ed il lavoro per unità di massa è lo stesso perché $|z_0|$ e u_{mand} diminuiscono nella stessa proporzione



Si noti che se si vuole fare un confronto tra condizioni di regolazione diverse occorre fare un confronto a PARTITA di MASSA.

In generale la presenza di valvole necessita un controllo maggiore e comportano una riduzione di massa per ciclo.

Pertanto il lavoro di giro sarà:

$$|L_0| = Z \frac{k}{k-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1) = Z \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left(\frac{p_2}{p_1} \frac{v_2}{v_1} - 1 \right)$$

Poiché $v_1 = v_0$, $v_2 = v_0$, $p_2/p_1 = p_0/p_1 = \beta$, $\frac{v_2}{v_1} = \frac{v_0}{v_0} = 1$, si ha:

$$|L_0| = Z \frac{k}{k-1} p_1 v_0 (\beta - 1)$$

Considerando la poltropica $\frac{p_2}{p_1} = \beta = \left(\frac{v_0}{v_0}\right)^k = \epsilon^k$, pertanto:

$$\Rightarrow |L_0| = Z \frac{k}{k-1} p_1 v_0 (\epsilon^{k-1} - 1) = Z \frac{k}{k-1} p_1 v_0 \left(\beta^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right)$$

Poiché $p_1 v_0 = w_1 R T_1$ e $w_1 = \frac{w_2}{Z \rho_0}$, allora $p_1 v_0 = \frac{w_2 R T_1}{Z \rho_0}$ e:

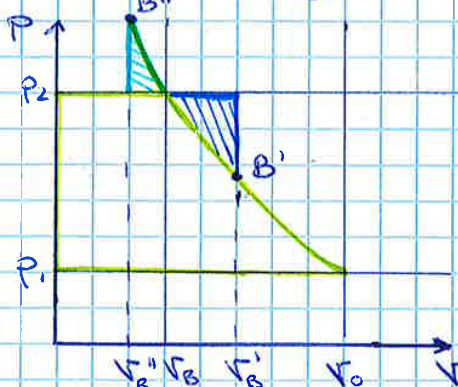
$$\Rightarrow |L_0| = Z \frac{k}{k-1} \frac{w_2 R T_1}{Z \rho_0} \left(\frac{T_2}{T_1} - 1 \right) = c_p (T_2 - T_1) \frac{w_2}{\rho_0} = (h_2 - h_1) \frac{w_2}{\rho_0}$$

Definiamo la FREQUENZA di TRAVASO delle CATERE come:

$$f_c = Z m = Z \left[\frac{\text{cateri}}{\text{gno}} \right] m \left[\frac{\text{gno}}{\text{cateri}} \right] \frac{1}{60} \left[\frac{\text{min}}{\text{s}} \right] = f_c [\text{Hz}]$$

Pertanto si ha: $P_{ic} = |L_0| f_c = |L_0| Z m$

A seconda di quanto è ATIPICO il CONDOTTO di TRAVATA, essa verrà RAGGIUNTA PRIMA o DOPO rispetto al momento in cui viene raggiunta p_2 . Se il condotto è molto ampio



e quindi la mandata viene raggiunta in ANTICIPO, la COMPRESSIONE sarà MINORE, ovvero $p_B' < p_2$. In questo caso il GAS RIFUGGE all'interno, viene COMPRESSO finché non RAGGIUNGE p_2 ma NON PIÙ seguendo la POLTROFICA, ed infine RIESCE. È stato quindi compiuto un SURPLUS di LAVORO per ESTRARRE il GAS RIFUGITO.

Se il condotto è piccolo, la mandata viene raggiunta in RITARDO e la

COMPRESSIONE sarà MAGGIORE, ovvero $p_B'' > p_2$. In questo caso PARTE del GAS FUGGIRÀ SPONTANEAMENTE, ma è stato fatto comunque un SURPLUS di LAVORO per ARRIVARE ad una PRESSIONE MAGGIORE.

Pertanto:

- in caso di ANTICIPO (B'): $p_B = p_2' < p_2$

$$\Rightarrow |L_0| = Z \left(\frac{k}{k-1} (p_B v_B' - p_1 v_0) + v_B' (p_2 - p_B) \right)$$

Macchine Idrauliche

Le MACCHINE IDRAULICHE possono essere classificate come segue:

Macchine Idrauliche	Motrici	Operatrici	Toto
Volumeetriche	Motori Idraulici	Pompe Volumeetriche Idrauliche	- alternativo - rotativo - composto
Turbomacchine	Turbine: - Pelton, flusso tangenziale - Francis, flusso misto ad assiale - Elice e Kaplan, flusso assiale	Turbopompe: - tipo Francis, flusso misto - tipo elica e Kaplan, flusso assiale	- rotativo

Macchine Volumeetriche

Le MACCHINE VOLUMETRICHE presentano una CAMERA di TRASFERIMENTO che si RIEMPIE in comunicazione con l'ambiente a valle, resta ISOLATA fluendo per un istante e si SVOTA in comunicazione con l'ambiente a valle con diverse condizioni fluidodinamiche. Poiché il FLUIDO è INCOMPRESSIBILE, il VOLUME è COSTANTE quando la CAMERA è ISOLATA, mentre aumenta/diminuisce nelle operazioni di riempimento/svuotamento.

Se il FLUIDO possiede una PROPRIA PREVALENZA esso fa funzionare la macchina come MOTORE, se NON ha una SUA PREVALENZA la macchina può funzionare solo come POMPA. Infatti se la macchina è motrice il fluido mette in moto le parti mobili che vengono collegate ad un utilizzatore; viceversa, se è operatrice le parti mobili sono messe in moto da un motore esterno per far passare il fluido nella macchina. Se definiamo V_0 il VOLUME della CAMERA e $u_{rif} = \rho V_0$ come massa di riferimento otteniamo:

$$u = \lambda_v u_{rif} \quad \text{con } \lambda_v = \text{COEFFICIENTE DI RIEMPIIMENTO}$$

$$Z u_{rif} = Z \rho V_0 = \text{MASSA di RIFERIMENTO per ROTAZIONE}$$

$$Z u = Z \lambda_v u_{rif} = \text{MASSA TOTALE per ROTAZIONE}$$

$$Q = \lambda_v Z V_0 m = \text{PORTATA VOLUMETRICA TOTALE}$$

$$G = \lambda_r G_{rif} = \rho V_0 \lambda_r Z m = \text{PORTATA in MASSA TOTALE}$$

$$\Rightarrow l_{iAB} + L_{wAB} = -g(z_B - z_A) - \frac{p_B - p_A}{\rho} - \frac{C_B^2 - C_A^2}{2}$$

$$= g \left(\left(z_A + \frac{p_A}{\rho g} + \frac{C_A^2}{2g} \right) - \left(z_B + \frac{p_B}{\rho g} + \frac{C_B^2}{2g} \right) \right)$$

\uparrow quota geodetica \uparrow quota barometrica
 \uparrow termine presumatico \uparrow quota cinetica
 $\underbrace{\hspace{10em}}$
 carico totale H_A

$$\Rightarrow l_{iAB} + L_{wAB} = g(H_A - H_B) = gH_{AB}$$

dove gH_{AB} è la PREVALENZA della MACCHINA MOTRICE

Se ha inoltre che:

$$l_{i2} + L_{w2} = gH_{12} = l_{it} + L_{wk}$$

$$L_{iAB} = l_{it} \quad L_{wAB} = L_{w1} + L_{w2} + L_{w3} = (L_{w1} + L_{w2}) + L_{w3} = L_{wk} + L_{wt}$$

$$\Rightarrow l_{iAB} + L_{wAB} = l_{it} + L_{wk} + L_{wt}$$

Poiché $\rho = \text{costante}$ (fluido incomprimibile), la QUOTA BAROMETRICA è QUASI NULLA e la SUPERFICIE si dice LIBERA. Inoltre se la SUPERFICIE è anche ARIPIA si ha che $A_1 \sim A_2$, ma è MOLTO MAGGIORE della sezione della condotta A , pertanto $C_A \sim C_B \ll C$, poiché $Q = AC = \text{cost}$, quindi anche il TERMINO CINETICO è TRASCURABILE. Si ricordi che anche il DISLIVELLO 1-2 è trascurabile rispetto al dislivello A-B.

Distugliando:

$$m_{lyk} = \frac{l_{it}}{H_{AB}} = \frac{gH_{it}}{gH_{it} + L_{wk}} \rightarrow \text{RENDIMENTO IDRAULICO della CONDOTTA}$$

$$m_{lyt} = \frac{l_{it}}{gH_{it}} = \frac{l_{it}}{l_{it} + L_{wt}} \rightarrow \text{RENDIMENTO IDRAULICO della TURBOTACCHINA}$$

$$m_{lyc} = \frac{C_A}{\rho Q} \rightarrow \text{portata che coupe l'arbo} \rightarrow \text{RENDIMENTO FUGHE}$$

$$\rightarrow \text{portata totale caduta}$$

$$m_{lit} = m_{lyc} m_{lyt} \quad m_{lik} = m_{lyk} m_{lyt}$$

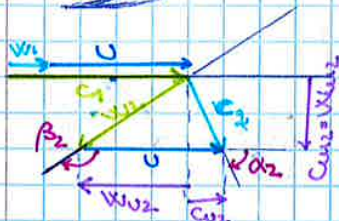
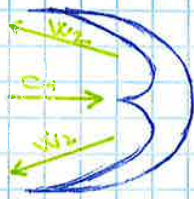
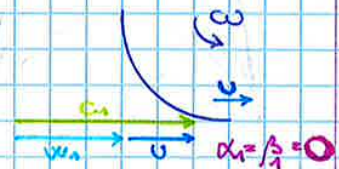
$$m_{lut} = \frac{L_{wt}}{l_{it}} \rightarrow \text{RENDIMENTO MECCANICO TURBINA-UTILIZZATORE}$$

Se la cartella viene CHIUSA da CONDITA a MONTE BRUSCAMENTE, si incontra un COLPO d'ARIE COMPLEMENTARE, ovvero si crea una FORTE DEPRESSIONE che fa IMPROPERE la CONDITA.

Per evitare che ciò accada si utilizza la SFERRA VALVE con il TEGOLO RENIATORE che, devolvendo il flusso, permette una chiusura graduale della valvola.

Ripetendo la portata con questa valvola è possibile dare più o meno spinta alla ruota che grazie a velocità costante, ma ad una velocità più o meno elevata a seconda delle richieste dell'utilizzatore. Se viene a mancare il CARICO, ovvero la RESISTENZA OPPOSTA dall'UTIZZATORE, la RUOTA va in FUGA ($\vec{c}_1 = \vec{u}$).

Ogni CUCCHIAIO è SIMMETRICO e presenta una punta che suddivide il getto d'acqua in due parti simmetriche. La VELOCITÀ C_1 all'ingresso è TANGENTE alla ruota, quindi PARALLELA alla VELOCITÀ di ROTAZIONE \vec{u} ; pertanto in INGRESSO il TRIANGOLO di VELOCITÀ è DEGENERE ($\alpha_1 = \beta_1 = 0$). Anche se dall'aumento al raggiungimento del regime w_1 e u variano, però si ha sempre $\vec{c}_1 = \vec{w}_1 + \vec{u}$.



Si noti che:

$U_1 = w_1 r_1$, $U_2 = w_2 r_2$, sono uguali ($U_1 = U_2$) poiché ingresso ed uscita del fluido sono sullo stesso raggio tangente $r_1 = r_2 = r$.

Quindi: $U = w_2 r = \pi r n d$

Si analizza così due TRIANGOLI

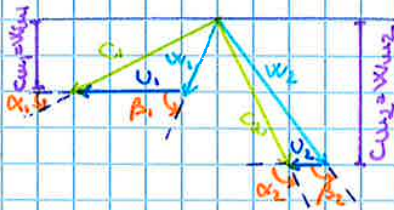
SIMMETRICI in USCITA ed un TRIANGOLO DEGENERE in ENTRATA.

$$\text{Si ha: } w_2 = w_1 + U = w_1 \cos \beta_2 + U = w_1 \psi \cos \beta_2 + U = w_1 \psi \cos \beta_2 + U = w_1 \psi \cos \beta_2 + U = (c_1 - U) \psi \cos \beta_2 + U$$

$$\Rightarrow l_{it} = U_1 c_1 - U_2 w_2 = U(c_1 - w_2) = U(c_1 - w_2) = U(c_1 - (c_1 - U) \psi \cos \beta_2 - U) = U(c_1 - U)(1 - \psi \cos \beta_2) = \frac{c_1^2}{2} 2 \frac{U}{c_1} (1 - \frac{U}{c_1}) (1 - \psi \cos \beta_2)$$

$$\Rightarrow l_{it} = \frac{c_1^2}{2} 2 \sigma (1 - \sigma) (1 - \psi \cos \beta_2)$$

La FRANCIS è una TURBINA in parte ad AZIONE ed in parte a REAZIONE in quanto trasforma in energia per l'utente il motore sia parte dell'ENERGIA CINETICA che parte dell'ENERGIA dovuta alla DIFFERENZA di PRESSIONE.

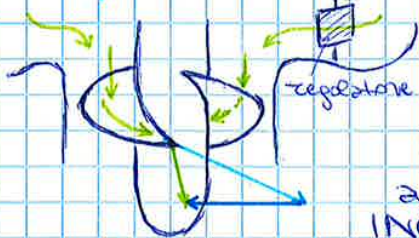


Queste caratteristiche così variabili permettono alle FRANCIS di avere un AMPIO CAMPO di APPLICAZIONE.

Dai triangoli di velocità notiamo:

- $U_2 < U_1 \rightarrow$ girante centrifuga
- $W_{u2} > C_{u1} \Rightarrow A_2 < A_1 \Rightarrow d_2/d_1 < b_1/b_2$
- $\beta_1 < 90^\circ < \alpha_2$

Kaplan e ad Elica

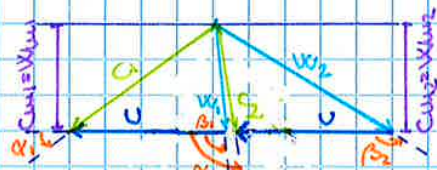


La TURBINA KAPLAN è un particolare TIPO di TURBINA ad ELICA che è dotata, oltre che di REGOLATORI per l'inclinazione del flusso e di distributori, anche di FALETTE che possono CAMBIARE INCUNAZIONE a seconda delle condizioni.

La KAPLAN è una TURBINA a REAZIONE

adatta in condizioni di BASSA PREVALENZA ed ALTA PORTATA. Si tratta di una TURBINA a FLUSSO ASSIALE nella quale abbiamo questo tipo di triangoli di velocità dove:

- $U_2 = U_1 = U \rightarrow$ girante assiale
- $W_{u1} = C_{u1} = C_{u2} = W_{u2} \Rightarrow A_2 = A_1 \Rightarrow d_2/d_1 = b_1/b_2 = 1$
- $90^\circ < \alpha_2 < \beta_1$ (Helmholtz)



(Kaplan \rightarrow macchine veloci (macelo))

Altre Turbine

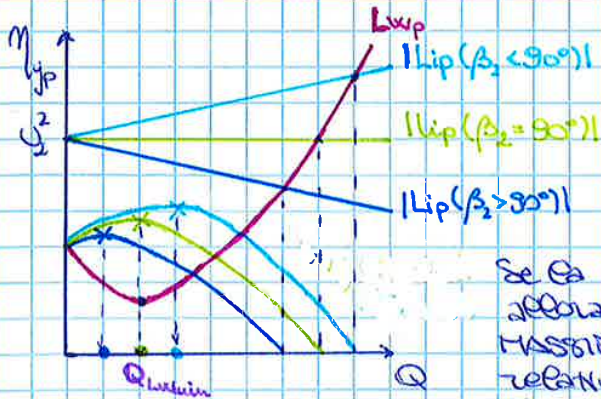
Altri tipi di TURBINE sono:

- TURGO \rightarrow Una turbina ad AZIONE che consiste nella degenerazione di una Pelton in quanto presenta CUCCHIAI uno DENTRO e'ALTRO. Pertanto Es PORTATA NON potrà più essere COMPLETAMENTE TANGENZIALE ed i CUCCHIAI NON saranno più SIMMETRICI
- BANQUI - MITCHELL - HOSSBERGER o CROSS-FLOW \rightarrow Dette anche a FLUSSO TRASVERSO, questo tipo di TURBINE ad AZIONE presenta un distributore e delle palette che permettono al flusso di incurvare in vari punti senza ostacolarlo tra loro.

Occorre infine ricordare che l'ENERGIA di cui è UTENTE della DISTRIBUZIONE dispone tramite di una CATENA di PERDITE quantificate con i relativi RENDIMENTI.

Notiamo poi che:

$$\frac{\psi - \beta}{\psi} = \frac{|l_{ip}| - L_{wp}}{|l_{ip}|} = \frac{g_{tp}}{|l_{ip}|} = \eta_{lyp} \rightarrow \text{rendimento idraulico della turbopompa}$$



Quando le LAVORO $|l_{ip}|$ è COSTANTE al variare della PORTATA Q , ovvero se $\beta_2 = 90^\circ$, la PORTATA relativa alla MASSIMA EFFICIENZA COINCIDE con la PORTATA che MINIMIZZA le PERDITE.

Se la $|l_{ip}|$ CRESCE con Q , ovvero se $\beta_2 < 90^\circ$, allora la PORTATA relativa al RENDIMENTO MASSIMO è MAGGIORE rispetto a quella relativa ad L_{wp} MINIME. Viceversa se $|l_{ip}|$ DECRESCe all'aumentare di Q ,

ovvero $\beta_2 > 90^\circ$, allora la PORTATA relativa al MASSIMO RENDIMENTO è MINORE di quella relativa ad L_{wp} MINIME.

Se invece consideriamo le PERDITE pariendo COSTANTE la PORTATA Q si giunge a CONCLUSIONI ANALOGHE al VARIARE di VELOCITÀ di ROTAZIONE ω .

Se ci poniamo in condizioni di SIMILITUDINE abbiamo che:

$$\frac{L_{wp}}{|l_{ip}|} = \frac{k_{wp} \omega^2}{k_i \omega^2} = \text{costante} \Rightarrow \eta_{lyp} = \frac{|l_{ip}| - L_{wp}}{|l_{ip}|} = 1 - \frac{L_{wp}}{|l_{ip}|} = \text{costante}$$

Osserviamo quindi che:

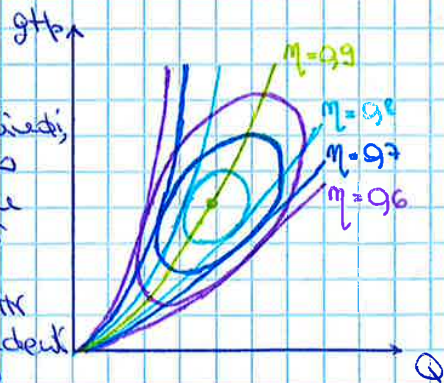
$$\eta_{lyp} = \frac{|l_{ip}| - L_{wp}}{|l_{ip}|} = \frac{g_{tp}}{g_{tp} + L_{wp}}$$

$$\Rightarrow g_{tp} \left(\frac{1}{\eta_{lyp}} - 1 \right) = L_{wp} = \xi \frac{\omega^2}{2} = \xi f(\alpha, \beta, \delta) \omega^2 = \xi \frac{f(\alpha, \beta, \delta)}{A^2} Q^2$$

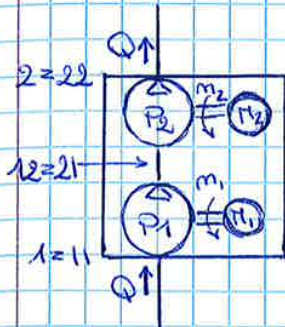
$$\Rightarrow g_{tp} = \text{cost } Q^2$$

Le CURVE ISORENDIMENTO TEORICHE, quindi, sarebbero COPPIE di PARABOLE in quanto uno stesso rendimento è ottenibile con due combinazioni diverse di velocità meridiana e periferica.

A causa di altri rendimenti ed effetti fluidodinamici le PARABOLE corrispondenti ad uno stesso RENDIMENTO ~~si~~ UNISCONO tendendo le CURVE ISORENDIMENTO CHIUSE (= curve leve).



Pompe in Serie



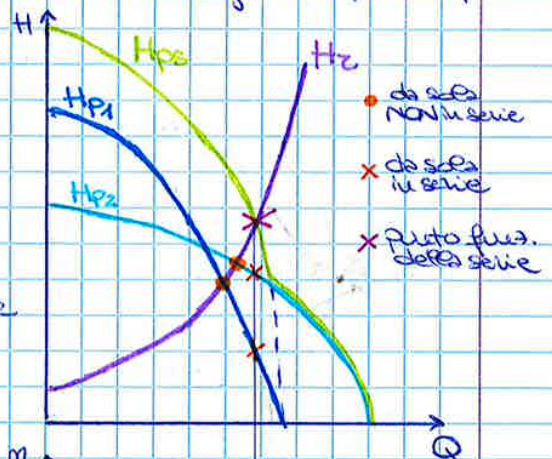
Le POMPE disposte in SERIE sono attraversate tutte dalla STESSA PORTATA, ma la PREVALENZA della serie è diversa ed è pari alla SOMMA delle SINGOLE PREVALENZE.

$$Q_{ps} = Q_{P1} = Q_{P2} = \dots = Q_{Pi}$$

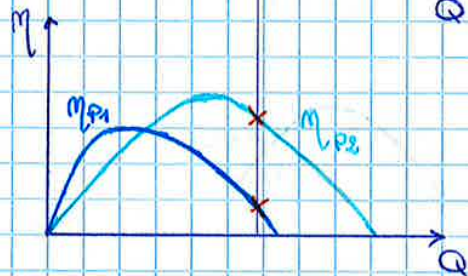
$$H_{ps} = H_{P1} + H_{P2} + \dots + H_{Pi} = \sum_{i=1}^n H_{Pi}$$

Se le prevalenze sono tutte uguali $H_{ps} = nH_p$

Le PREVALENZE delle due pompe andranno a sommarsi per portate crescenti fino al punto in cui sarà solo UNA POMPA a LAVORARE (e quindi la curva H_{ps} per un certo tratto coincide con H_{P2}). Rispetto a questo caso ideale in cui H_{ps} diventa pari ad H_{P2} occorre ricordare che la portata PASSA COMunque in $P1$, pertanto nel caso reale si hanno RESISTENZE MAGGIORI.



Nei SISTEMI di POMPE in SERIE ciascuna pompa fornisce una PREVALENZA INFERIORE rispetto a quella che fornirebbe da sola, ma CONTRIBUISCE a fornire COMPLESSIVAMENTE una PREVALENZA MAGGIORE.



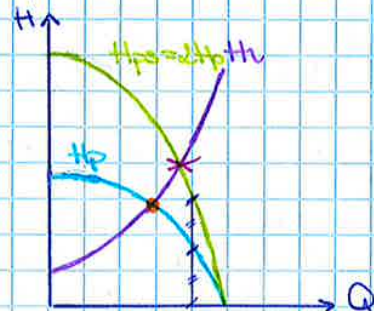
Inoltre la PORTATA che passa in ciascuna pompa del sistema in serie è MAGGIORE rispetto a quella che passerebbe nella pompa singola.

Nei particolari casi di due POMPE UGUALI in SERIE si ottiene PREVALENZA DOPPIA e PORTATA di PORTATA.
Si avrà:

$$\begin{cases} H_p = a_p + b_p Q^2 \\ H_t = a_t + b_t Q^2 \end{cases}$$

$$\Rightarrow H_{ps} = 2H_p = 2a_p + 2b_p Q^2$$

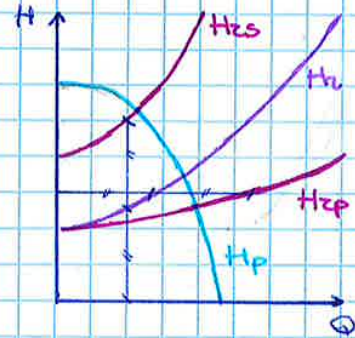
Nel punto di funzionamento: $2a_p + 2b_p Q^2 = a_t + b_t Q^2$



Resistenze in Serie e in Parallelo

Oltre ad avere pompe in serie ed in parallelo è possibile avere resistenze in serie ed in parallelo in una pompa.
 Nel caso di due resistenze uguali:

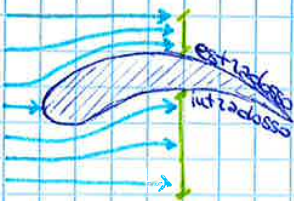
- in SERIE si avrà H_T doppia a PARTITA di PORTATA
- in PARALLELO si avrà PORTATA doppia a PARTITA di H_T



Cavitazione

Il FLUIDO, all'interno della macchina idraulica, può tollerare laggiungere PRESSIONI MOLTO BASSE, a causa delle PERDITE e dell'AUMENTO di ENERGIA CINETICA, fino ad arrivare al punto in cui EVAPORA alla TEMPERATURA d'ESERCIZIO. La formazione di queste BOLLE di VAPORE dovuta al CALO di PRESSIONE causa il DETERIORAMENTO della MACCHINA in quanto, tornando ad una pressione maggiore, le BOLLE COLLASSANO (il fluido torna liquido) ed ERODONO e DEFORMANO le PARTI MECCANICHE.

Ricordiamo che nelle TURBINE si ha una PRESSIONE INFERIORE a VALVE (e maggiore a valle in quanto ostacolo), mentre nelle POMPE si ha PRESSIONE INFERIORE a FONTE (in quanto si deve risucchiare il fluido), ma entrambi i tipi di macchine sono soggetti a cavitazione.



Quando il FLUIDO impatta l'ESTRADOSSO di una PALETTA essa subisce un RESTRINGIMENTO di SEZIONE e si comporta come in un effusore, DIMINUISCE la PRESSIONE ed AUMENTA VELOCITÀ. Al contrario nell'INTRADOSO subisce un ALLARGAMENTO di SEZIONE di PASSAGGIO

come in un diffusore, quindi AUMENTA la PRESSIONE e DIMINUISCE la VELOCITÀ. È quindi proprio sull'ESTRADOSSO che si avrà la PRESSIONE MINIMA e dove si può incorrere nella CAVITAZIONE. Si noti che se la PALETTA è a TALPONELO anche a CUCCHIAIO il ragionamento è INVERTITO in quanto il fluido impatta sull'estradosso e ha più all'intradosso.

Se:

- $P_{min} > P_r(T) \rightarrow$ NON si ha CAVITAZIONE
- $P_{min} = P_r(T) \rightarrow$ INCIPIENTE CAVITAZIONE
- $P_{min} < P_r(T) \rightarrow$ CAVITAZIONE

$$\Rightarrow \frac{P_1 - P_r(T)}{\rho g} + \frac{C^2}{2g} = \frac{P_2 - P_r(T)}{\rho g} + \frac{C^2}{2g} - (z_1 - z_2) - y C_A$$

$$\Rightarrow NPSH < \frac{P_1 - P_r(T)}{\rho g} + \frac{C^2}{2g} - (z_1 - z_2) - y C_A$$

(NPSH (= Comparison Head))

Se la superficie è LIBERA ed ATTRAFFA allora P_1 è MISURABILE e C_A è TRASCURABILE. Occorrerà quindi sapere quanto misura il DISLIVELLO con la BORSA della TACCHINA e le PERDITE per UNITÀ di LUNGHEZZA della CONDOTTA ASPIRANTE.

Sai che i contributi $-(z_1 - z_2)$ e $-y C_A$ sono a FAVORE della CAVITAZIONE, pertanto se la TACCHINA CAVITA senza perché il DISLIVELLO è TROPPO GRANDE o perché ci sono TROPPE PERDITE.

In particolare:

- CONDOTTA VERTICALE: $z_1 - z_2 = C_A \Rightarrow NPSH < \frac{P_1 - P_r(T)}{\rho g} - (1+y)(z_1 - z_2)$
- CONDOTTA ORIZZONTALE: $z_1 - z_2 = 0 \Rightarrow C_A$ deve essere minimo per evitare la cavitazione

Similitudine Fluidodinamica

In condizioni di SIMILITUDINE FLUIDODINAMICA determinati COEFFICIENTI restano COSTANTI:

- NUMERO di GIRI SPECIFICO: $M_s = \frac{m \sqrt{Q}}{H^{3/4}}$ oppure $N_s = \frac{m d}{\sqrt{H}}$

→ velocità di rotazione a cui una macchina di riferimento deve girare per ottenere lo stesso rendimento di una macchina fluidodinamicamente simile con velocità di rotazione m → TURBORINE

- PORTATA SPECIFICA: $Q_s = \frac{Q}{\sqrt{H}}$

→ portata che deve passare in una macchina di riferimento affinché raggiunga lo stesso rendimento di una macchina fluidodinamicamente simile con portata Q

- NUMERO di GIRI CARATTERISTICO: $m_c = \frac{m \sqrt{P}}{H^{3/4}}$ → TURBINE

Ad ogni macchina corrisponde Q, H, P, m tali per cui si ha MASSIMO RENDIMENTO e di cui si può calcolare una di queste costanti. Dato, ad esempio, uno di questi COEFFICIENTI COSTANTI in determinate CONDIZIONI OPERATIVE è possibile capire quale sia la MACCHINA PIÙ EFFICIENTE e quindi PIÙ adatta.

Tipi di Motore a Combustione Interna

Motori a 2 Tempi e a 4 Tempi

IL MOTORE A 4 TEMPI richiede 4 CORSE del PISTONE che corrispondono a DUE ROTAZIONI COMPLETE della MANOVELLA. Gli stadi principali sono: ASPIRAZIONE o riempimento, COMPRESSIONE, INNESTO e COMBUSTIONE, ESPANSIONE, SCARICO SPONTANEO e SCARICO FORZATO dei gas prodotti. Successivamente il ciclo può ripetersi con un nuovo stadio di aspirazione. Occorre UNA ROTAZIONE, e quindi 2 CORSE, per SOSTITUIRE i PRODOTTI di COMBUSTIONE (gas) con NUOVA ARIA e CARBURANTE tramite VALVOLE collegate all'albero a gomiti avente apertura sincronizzata con la posizione della manovella. IL MOTORE a 2 TEMPI richiede 2 CORSE del PISTONE che corrisponde ad UNA ROTAZIONE COMPLETA della MANOVELLA. Gli stadi sono gli stessi di un motore a 4 tempi, ma con la differenza che lo SCARICO dei PRODOTTI avviene CONTEMPORANEAMENTE al NUOVO RIEMPIIMENTO di CARBURANTE causando un PARZIALE RITRESCOAMENTO di carburante fresco con quello esausto. Tale ricambio di carburante si ha non per mezzo di valvole, bensì attraverso i fori del cilindro che si aprono automaticamente con le pistole.

Motori ad Accensione Controllata e ad Accensione Spontanea

I MOTORI ad ACCENSIONE CONTROLLATA contengono un MISCELO di COMBUSTIBILE e ARIA che viene innescato da un SISTEMA di ACCENSIONE.

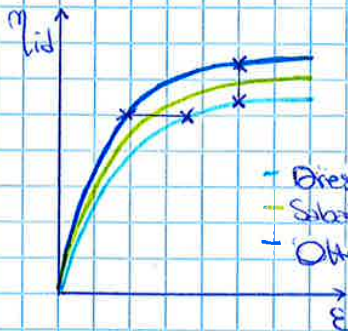
I MOTORI ad ACCENSIONE SPONTANEA contengono ARIA pura in camera di combustione dove viene INIETTATO il COMBUSTIBILE che si INNESCA SPONTANEAMENTE a determinate PRESSIONI e TEMPERATURE.

Cicli di Funzionamento

Nei CICLI di FUNZIONAMENTO IDEALI, l'conduttori a cicli termodinamici, il COMBUSTIBILE NON SUBISCE CAMBIAMENTI di COMPOSIZIONE CHIMICA pertanto NON NECESSITA di essere RICAMBIATO. Nei CICLI di LAVORO IDEALI, però, i PRODOTTI di COMBUSTIONE devono essere EVAQUATI e SOSTITUITI con una CARICA FRESCA per mezzo di VALVOLE. Pertanto nei CICLI IDEALI la COMBUSTIONE è SOSTITUITA con una SOTTILINISTRAZIONE EQUIVALENTE di CALORE, mentre lo SCARICO è SOSTITUITO con una SOTTRAZIONE EQUIVALENTE di CALORE.

Confronto tra Cicli Termodinamici

Il ciclo OTTO è di riferimento per i MOTORI ad ACCENSIONE COTANDATA, mentre il ciclo DIESEL è di riferimento per i MOTORI ad ACCENSIONE SPONTANEA.



- Diesel
- Sabathe
- Otto

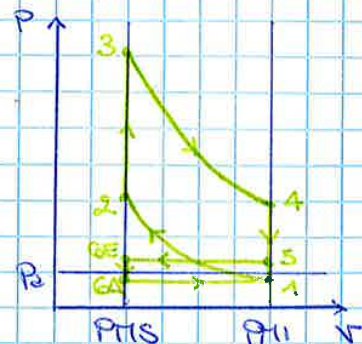
La CURVA del RENDIMENTO del ciclo OTTO è SEMPRE PIÙ IN ALTO di quella del DIESEL, mentre la curva del ciclo SABATHE' si colloca IN MEZZO tra le due. Notiamo quindi che MAGGIORE è la PARTE ISOCORA nel riscaldamento e più SABATHE' si avvicina ad OTTO. Viceversa MAGGIORE è la PARTE ISOCORA nel riscaldamento e più SABATHE' si avvicina a DIESEL. In altri termini

il ciclo Sabathe' sarà più simile al ciclo Otto se $T_p = 1$, mentre assomiglierà più al ciclo Diesel se $T_r = 1$. Si nota che a PARITÀ di RAPPORTO di COMPRESSIONE (ϵ) il ciclo OTTO presenta una MAGGIORE EFFICIENZA, pertanto a parità di rendimento il ciclo Diesel avrà un ϵ maggiore.

Tuttavia i motori con ACCENSIONE COTANDATA hanno RAPPORTO di COMPRESSIONE UTILIZZATO per evitare la detonazione del combustibile, mentre i motori con ACCENSIONE SPONTANEA devono avere RAPPORTO di COMPRESSIONE MASSIMO POSSIBILE. Per questo motivo il ciclo DIESEL in realtà presenta un MIGLIORE RENDIMENTO. Inoltre, i MOTORI ad ACCENSIONE COTANDATA regolano la POTENZA SVILUPPATA per mezzo di una VALVOLA a FARFALLA che, quando è richiesta minore potenza, si chiude chiudendo le PERDITE FUORIORDINARIE e quindi RITORNANDO il RENDIMENTO. Al contrario i motori ad ACCENSIONE SPONTANEA controllano la POTENZA SVILUPPATA INIETTANDO una QUANTITÀ INFERIORE di CARBURANTE quando è richiesta una minore potenza. In questo modo NON vengono AGGIUNTE RESISTENZE che peggiorano l'efficienza e pertanto il RENDIMENTO del DIESEL sarà MAGGIORE.

Cicli di lavoro Reali

Il ciclo CONVENZIONALE, tipico è quello ideale, mostra anche il ciclo di RICAMBIO del COMBUSTIBILE che tiene conto delle PERDITE FUORIORDINARIE causate dalle VALVOLE di ASPIRAZIONE e SCARICO.



Si ottiene: $P_u = p_{ue} \cdot V \frac{m}{z} = C_u \omega$

dove $C_u =$ COPPIA MOTRICE e $\omega =$ VELOCITÀ ANGOLARE
 La potenza utile può essere inoltre espressa come:

$P_u = \eta_w \frac{G_b \cdot H_i}{\rho_{chimico}}$ dove $G_b =$ PORTATA in TASSA di COMBUSTIBILE
 $H_i =$ POTERE CALORIFERO del combustibile

IL RENDIMENTO UTILE η_w tiene conto di TUTTE le PERDITE:

$\eta_w = \eta_o \eta_i \eta_{me} = \eta_o \eta_i$ dove $\eta_o =$ rend. organico, $\eta_i =$ rend. meccanico interno, $\eta_{me} =$ rend. finale, $\eta_{ci} =$ rend. interno

Inoltre: $G_b = \dot{m}_b \frac{m}{z} = \dot{m}_b f_c$, $\dot{m}_b = \dot{m}_a / \alpha$ dove $\dot{m}_b =$ massa (al ciclo) combustibile, $\dot{m}_a =$ massa d'aria al ciclo, $\alpha =$ rapporto aria-combustibile (DENSITÀ)

Pertanto, riferendoci ad un MOTORE MONOCILINDRICO si ha:

$P_u = \eta_w \dot{m}_b H_i f_c = \eta_w \frac{\dot{m}_a}{\alpha} H_i f_c$

Considerando una massa di riferimento $\dot{m}_{ref} = \rho \cdot V \frac{z \cdot V}{z \cdot \tau} = \frac{V}{\tau}$ otteniamo:

$\lambda_r = \frac{\dot{m}_a}{\dot{m}_{ref}} =$ COEFFICIENTE di RENTRIMENTO

pari al rapporto tra la massa d'aria effettiva nel cilindro per ciclo e quella teoricamente introducibile se non ci fossero perdite di carico

Otteniamo quindi per un MOTORE PUA cilindrico:

$P_u = \eta_w \frac{1}{\alpha} \lambda_r \frac{V}{\tau} \frac{m}{z} H_i = \eta_o \eta_i \eta_{me} \frac{\lambda_r}{\alpha} \frac{mV}{z\tau} H_i$

Per valutare invece le prestazioni del motore con un parametro di consumo relativo alle dimensioni dello stesso si ha:

$q_b = \frac{G_b}{P_u} = \frac{1}{\eta_w H_i} =$ CONSUMO SPECIFICO di COMBUSTIONE (o bsfc = brake specific fuel consumption)

Ricordando infine che il RENDIMENTO ORGANICO permette di QUANTIFICARE le PERDITE dovute agli ACCESSORI, si ha:

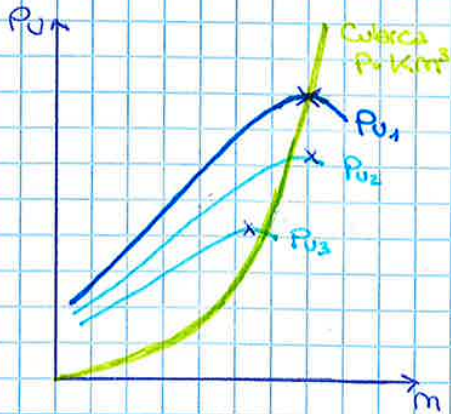
$\eta_o = \frac{P_u}{P_i} = \frac{L_u}{L_i} = \frac{C_u}{C_i} = \frac{p_{ue}}{p_{ui}}$

$\Rightarrow L_r = L_u - L_i =$ LAVORO di MARCIA a VUOTO del MOTORE ovvero lavoro compiuto per muoversi senza uti-
 (attenti)

$\Rightarrow P_u = P_i - P_r$

$\Rightarrow p_{ue} = p_{ui} - p_{ur}$

Cubica di Utilizzazione



La CUBICA di UTILIZZAZIONE è il luogo dei RENDI dove la POTENZA UTILE è TASSITA al VARIARE della VELOCITÀ di ROTAZIONE.

Pertanto se consideriamo un motore a PIENO CARICO la sua POTENZA UTILE TASSITA andrà ad intersecare la CUBICA in un unico punto a cui favorirà con il massimo rendimento. Se avviene

una PARZIAZZAZIONE, la POTENZA UTILE TASSITA NON si troverà sulla CUBICA, ma comunque VICINO ad essa assicurando comunque un buon efficienza.

Tale curva è utile poiché, sapendo di dover frangere una potenza richiesta P della cubica si può scegliere il motore più adatto e viceversa dato un motore con una potenza utile P è possibile trovare la cubica che tale motore può frangere.

Punto di Funzionamento

Il PUNTO di FUNZIONAMENTO viene individuato soddisfacendo la seguente condizione:

$$C_w - C_r = J \frac{d\omega}{dt}$$

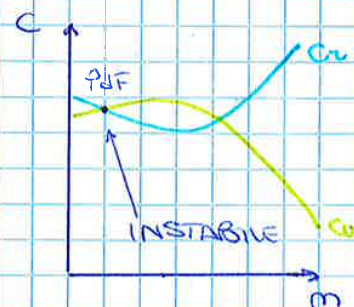
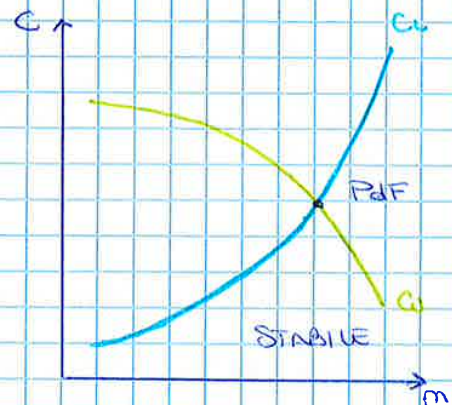
dove C_w è la COPPIA MOTTRICE e C_r la COPPIA RESISTENTE

Si vuole che:

- Se $C_w > C_r \Rightarrow \frac{d\omega}{dt} > 0 \Rightarrow$ la velocità ω AUMENTA (accelera)
- Se $C_w < C_r \Rightarrow \frac{d\omega}{dt} < 0 \Rightarrow$ la velocità ω DIMINUISCE (frena)
- Se $C_w = C_r \Rightarrow \frac{d\omega}{dt} = 0 \Rightarrow$ REGIME \rightarrow equilibrio

Se parla quindi di EQUILIBRIO:

- STABILE se $\frac{\partial C_w}{\partial m} < \frac{\partial C_r}{\partial m}$
- INSTABILE se $\frac{\partial C_w}{\partial m} > \frac{\partial C_r}{\partial m}$
- INDIFFERENTE se $\frac{\partial C_w}{\partial m} = \frac{\partial C_r}{\partial m}$



PRIMO PRINCIPIO DELLA TERMODINAMICA

✓ - ESERCIZIO n° 01 -

Una turbopompa deve sollevare acqua da un pozzo in un serbatoio per una altezza di 20 m, attraverso un condotto di diametro costante $\phi = 10$ cm.

Sapendo che l'acqua effluisce all'atmosfera con una velocità di $C = 2$ m/s, si calcoli la potenza del motore che aziona la pompa: .a) nel caso di resistenze passive nulle nella pompa e nelle condotte; .b) nel caso di resistenze passive pari al 15% del lavoro massico compiuto dalla pompa.

Si assuma un rendimento meccanico nell'accoppiamento motore-pompa: $\eta_m \cong 0.97$.

Si considerino inoltre gli stessi valori di $[C]$ e di $[\eta_m]$ in entrambi i casi.

RISULTATI

.a) $P_{mp} \cong 3.2$ kW , .b) $P_{mp} \cong 3.8$ kW

✓ - ESERCIZIO n° 02 -

In un impianto per riscaldare un ambiente "A" il ventilatore "V" aspira 1.5 m³/s di aria dall'esterno, alle condizioni $p_e = 1$ bar, $T_e = 5$ °C, e la manda in una tubazione in cui è inserito un riscaldatore "R" che le fornisce calore.

L'aria effluisce nell'ambiente "A" ad una pressione pari a quella esterna, con velocità trascurabile.

Sapendo che il ventilatore è azionato da un motore "M" che eroga la potenza di 3.7 kW ($\eta_m = 0.97$), valutare la potenza termica richiesta al riscaldatore "R" affinché l'aria affluisca in "A" con una temperatura di 35 °C.

Si assumano: $R = 287$ J/(kg·K), $c_p = 1005$ J/(kg·K).

RISULTATI

$P_{th} \cong 53$ kW

✓ - ESERCIZIO n° 03 -

Una massa $m = 1$ kg di aria, racchiusa in una camera di volume " V_1 " nelle condizioni iniziali $p_1 = 1$ bar e $T_1 = 20$ °C, viene riscaldata mediante somministrazione di calore $\mathcal{Z} = 15$ kJ.

Durante il processo si lascia a una parete della camera la libertà di muoversi senza resistenze, in modo tale che la pressione interna possa mantenersi costante.

Si assumano: $R = 287.2$ J/(kg·K) e $c_p = 1005.2$ J/(kg·K) e si calcolino: la temperatura " T_2 " raggiunta in tali condizioni, il lavoro esterno " \mathcal{L}_e " compiuto per spostare la parete mobile, e la variazione percentuale di volume che ne risulta.

RISULTATI

$T_2 \cong 308$ K , $\mathcal{L}_e \cong 4.3$ kJ , $VP(V) \cong + 5$ %

✓ - ESERCIZIO n° 04 -

Per riscaldare da 20 °C a 30 °C mezzo kilo di aria occorre fornire una quantità di calore $\mathcal{Z}_v \cong 3.60$ kJ a volume costante e $\mathcal{Z}_p \cong 5.04$ kJ a pressione costante.

Spiegare le ragioni fisiche di questa differenza. Calcolare inoltre quali temperature $[T_{2v}]$ (evoluzione a volume costante) e $[T_{2p}]$ (evoluzione a pressione costante) si raggiungerebbero se si fornisse la quantità di calore $\mathcal{Z} = 4.30$ kJ in entrambi i casi.

RISULTATI

$[Q_v < Q_p]$, a parità di $[T_2]$, perché $[c_v < c_p]$.

$[T_{2v} > T_{2p}]$, a parità di $[Q]$, perché $[c_v < c_p]$. $T_{2v} \cong 305$ K , $T_{2p} \cong 302$ K .

foto Giove

PRIMO E SECONDO PRINCIPIO DELLA TERMODINAMICA

✓ - ESERCIZIO n° 01 -

Calcolare la variazione di entropia massica di una trasformazione isoterma fra due pressioni che sono nel rapporto $\beta = 7$. Determinare il segno di tale variazione nel caso di espansione e nel caso di compressione. Valutare, inoltre, l'area sottesa dalla curva di evoluzione sul diagramma "T-S", nel caso in cui la temperatura di riferimento valga 1250 K.

RISULTATI

$\Delta S \cong - 558.9 \text{ [J/(kg}\cdot\text{K)]}$ (compressione), $\Delta S \cong + 558.9 \text{ [J/(kg}\cdot\text{K)]}$ (espansione)

AREA $\cong 698.6 \text{ [kJ/kg]}$

✓ - ESERCIZIO n° 02 -

Si consideri una compressione di aria prelevata dall'ambiente ($R = 287.2 \text{ J/(kg}\cdot\text{K)}$, $k = 1.4$, $p_1 = 1 \text{ bar}$, $T_1 = 20 \text{ }^\circ\text{C}$), e mandata in un serbatoio nelle condizioni $p_2 = 7 \text{ bar}$, $T_2 = 536 \text{ K}$, in moto permanente. Si rappresenti quindi la trasformazione sul diagramma "T-S", indicando l'area che corrisponde all'integrale da "1" a "2" di "T" in "dS", e si calcoli il valore di tale integrale.

RISULTATI

AREA $\cong 19.4 \text{ [kJ/kg]}$

✓ - ESERCIZIO n° 03 -

Rappresentare qualitativamente, nel piano "T-S", la compressione di aria secondo una evoluzione politropica con esponente $\gamma = 1.32$ e dire se tale trasformazione avviene con entropia crescente, costante, o decrescente. Calcolare quindi il calore specifico "c" corrispondente.

RISULTATI

Esponente della politropica: $\gamma = 1.32 \Rightarrow$ compressione a entropia decrescente

Calore specifico: $c \cong - 0.1795 \text{ [kJ/(kg}\cdot\text{K)]}$

✓ - ESERCIZIO n° 04 -

Una portata di gas combusti ($R' = 292 \text{ [J/(kg}\cdot\text{K)]}$, $c_p' = 1080 \text{ [J/(kg}\cdot\text{K)]}$) si espande dalle condizioni $p_3 = 7 \text{ bar}$, $T_3 = 1300 \text{ K}$, alle condizioni $p_4 = 1 \text{ bar}$, $T_4 = 725 \text{ K}$. Dire se l'evoluzione è adiabatica oppure no, giustificando opportunamente la risposta e illustrandola con un disegno nel diagramma "T-S".

Suggerimento: si calcolino e si pongano a confronto gli esponenti " γ' " e " k' ", oppure si calcolino " k' " e " T_{4is} " e si confronti questa temperatura con " T_4 ".

RISULTATI

Esponenti: $\gamma' \cong 1.429$, $k' \cong 1.371 \Rightarrow$ espansione a entropia decrescente

$T_{4is} \cong 767 \text{ [K]}$

✓ - ESERCIZIO n° 05 -

Si consideri una compressione adiabatica di aria in moto permanente dalle condizioni $p_1 = 1 \text{ bar}$, $T_1 = 293 \text{ K}$, alle condizioni $p_2 = 7 \text{ bar}$, $T_2 = 536 \text{ K}$.

Si calcolino: l'esponente [γ] della politropica, i lavori massici [$|L_i|$], [$|L_{is}|$], [L_w], i rendimenti [η_{is}], [η_y] e l'entità del controrecupero [CR] per unità di massa di fluido.

RISULTATI

Esponente: $\gamma \cong 1.45$. Lavori massici: $|L_i| \cong 244 \text{ [kJ/kg]}$, $|L_{is}| \cong 219 \text{ [kJ/kg]}$, $L_w \cong 19.4 \text{ [kJ/kg]}$.

Rendimenti: $\eta_{is} \cong 0.897$, $\eta_y \cong 0.921$. Controrecupero: $CR \cong 5.6 \text{ [kJ/kg]}$.

PRIMO PRINCIPIO della TERMODINAMICA

1

$$A = \frac{\pi}{4} (10 \cdot 10^{-2} \text{ [m]})^2 = 7,854 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2$$

$$l_{ip} = - \int_A^B v dp - L_{W_{AB}} - \Delta E_{AB} = - \frac{1}{\rho} \left(\frac{p_B}{p_A} \right) - L_{W_{AB}} - \frac{c_B^2 - c_A^2}{2} = 0 \quad g(z_B - z_A)$$

$$L_{W_{AB}} = L_{W_{AP}} + L_{W_1} + L_{W_{12}} + L_{W_2} + L_{W_{PB}} = 0,15 |l_{ip}|$$

$$\Rightarrow |l_{ip_A}| = \frac{(2 \frac{\text{m}}{\text{s}})^2}{2} + 9,81 \frac{\text{m}}{\text{s}^2} \cdot 20 \text{ [m]} = 198,2 \frac{\text{J}}{\text{kg}} \quad (\text{senza } L_{W_{AB}})$$

$$\Rightarrow |l_{ip_B}| = |l_{ip_A}| + 0,15 \cdot |l_{ip_A}| \Rightarrow |l_{ip_A}| = \frac{198,2}{1 - 0,15} = 233,2 \frac{\text{J}}{\text{kg}}$$

$$\Rightarrow P_{MCA} = G \frac{l_{ip_A}}{\eta_{th}} = \rho A c_B \frac{|l_{ip_A}|}{\eta_{th}} = 1000 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \cdot 7,854 \cdot 10^{-3} \text{ [m}^2] \cdot 2 \frac{\text{m}}{\text{s}} \cdot \frac{198,2 \frac{\text{J}}{\text{kg}}}{0,987}$$

$$= 3,209 \text{ kW}$$

$$\Rightarrow P_{MCA} = \rho A c_B \frac{|l_{ip_B}|}{\eta_{th}} = 1000 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \cdot 7,854 \cdot 10^{-3} \text{ [m}^2] \cdot 2 \frac{\text{m}}{\text{s}} \cdot \frac{233,2 \frac{\text{J}}{\text{kg}}}{0,987} = 3,776 \text{ kW}$$

2

$$P_{iv} = \eta P_{th} = 0,987 \cdot 3,7 \text{ [kW]} = 3,6 \text{ kW} = G |l_{iv}| \quad \rho_{aria} = 1,255 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$$

$$\Rightarrow |l_{iv}| = \frac{P_{iv}}{G} = \frac{3,6 \text{ [kW]}}{\rho \cdot G_{vol}} = \frac{3,6 \text{ [kW]}}{1,255 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \cdot 1,5 \frac{\text{m}^3}{\text{s}}} = 1,91 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

$$Q = c_p (T_A - T_e) + |l_{iv}| = 1005 \frac{\text{J}}{\text{kgK}} (35 - 5) \text{ [K]} + 1,91 \cdot 10^3 \frac{\text{J}}{\text{kg}} = 28,246 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

$$\Rightarrow P_{th} = G \cdot Q = \rho G_{vol} Q = 1,255 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \cdot 1,5 \frac{\text{m}^3}{\text{s}} \cdot 28,246 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}} = 53 \text{ kW}$$

3

$$Q = \Delta U + l_e = \Delta U + \int p dv = \Delta U + p \Delta V = \Delta H = c_p \Delta T$$

$$\Rightarrow T_2 = T_1 + \frac{Q}{c_p} = (273 + 20) \text{ [K]} + \frac{15 \cdot 10^3 \text{ [J]}}{1,005 \cdot 2 \frac{\text{J}}{\text{kgK}}} = 307,9 \text{ K}$$

$$\Rightarrow l_e = p \Delta V = R \Delta T = 287,2 \frac{\text{J}}{\text{kgK}} (307,9 - 283) \text{ [K]} = 4,286 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

$$\Rightarrow \eta = \frac{V_2 - V_1}{V_1} \cdot 100 = \left(\frac{T_2}{T_1} - 1 \right) \cdot 100 = \left(\frac{307,9}{283} - 1 \right) \cdot 100 = 5\%$$

4

$$Q_r = \Delta U + l_e = w c_r (T_2 - T_1) + 0 = 95 \text{ [kg]} \cdot 718 \frac{\text{J}}{\text{kgK}} \cdot 10 \text{ K} = 3,6 \text{ kW}$$

$$Q_p = w c_p (T_2 - T_1) + w p (V_2 - V_1) = w (T_2 - T_1) (c_p + R) = w c_p (T_2 - T_1) = 95 \text{ [kg]} \cdot 1005 \frac{\text{J}}{\text{kgK}} \cdot 10 = 5,03 \text{ kW}$$

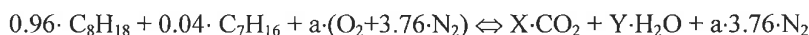
$$\text{Se } Q_p' = Q_r' = 4,3 \text{ kJ: } T_{2r} = T_1 + \frac{Q_r'}{w c_r} = 283 + \frac{4,3 \cdot 10^3}{95 \cdot 718} = 305 \text{ K}$$

$$T_{2p} = T_1 + \frac{Q_p'}{w c_p} = 283 + \frac{4,3 \cdot 10^3}{95 \cdot 1005} = 302 \text{ K}$$

COMBUSTIONE

✓ - ESERCIZIO n° 01 -

Calcolare la dosatura stechiometrica di una miscela di idrocarburi composta per il 96% in volume da isoottano (C_8H_{18}) e per il 4% in volume da normal-eptano (C_7H_{16}).



RISULTATI

$$\alpha_{st} \cong 15.034 \cong 15$$

✓ - ESERCIZIO n° 02 -

Si considerino i due combustibili puri: propano (C_3H_8) e alcol propilico (C_3H_7OH). Si dica, senza fare i calcoli, quale dei due ha dosatura stechiometrica maggiore (cioè quale dei due ha bisogno di più aria, anche se entrambi hanno lo stesso numero di atomi di carbonio e di idrogeno per molecola) e spiegare perchè.

Scrivere quindi le rispettive equazioni teoriche di ossidazione, bilanciarne i coefficienti, ed eseguire il calcolo delle due dosature stechiometriche.

RISULTATI

$$\alpha_{st(C_3H_8)} \cong 15.6 \cong 15, \alpha_{st(C_3H_7OH)} \cong 10.30$$

✓ - ESERCIZIO n° 03 -

Il combustore di una caldaia industriale brucia, in moto permanente, una portata di aria e kerosene ($H_{ip(T_2)} = 42.5$ [MJ/kg]) a dosatura $\alpha = 50$, con rendimento complessivo $\eta_b = 0.95$. La miscela gassosa entra nel combustore alla velocità $c_2 = 50$ m/s, alla pressione $p_2 = 4$ bar e alla temperatura $T_2 = 40$ °C. Sapendo che le sezioni di ingresso e uscita sono uguali e le perdite fluidodinamiche provocano una caduta di pressione del 5 %, si impostino le equazioni risolutive per la determinazione della temperatura [T_3] all'uscita del combustore e della corrispondente velocità di efflusso. Quindi si esegua il calcolo nell'ipotesi semplificativa che la differenza di energia cinetica fra ingresso e uscita sia trascurabile.

RISULTATI

$$T_3 \cong 1075$$
 [K].

✓ - ESERCIZIO n° 04 -

Una caldaia a gas per utenza domestica è costituita da un bruciatore di metano con aria, che riscalda una serpentina percorsa dall'acqua. La miscela combustibile presenta una dosatura di lavoro $\alpha = 1.5 \cdot \alpha_{st}$, e il suo riscaldamento avviene con rendimento complessivo $\eta_b = 0.75$ (a causa della dissociazione e delle perdite di calore verso l'esterno, escluse quelle dovute all'emissione di fumi caldi dal camino). Nel trasferimento del calore all'acqua che scorre nella serpentina, i gas combusti perdono un ulteriore 20% di energia termica, trascinata via dai fumi caldi emessi dal camino.

L'acqua arriva dalla rete di distribuzione alla temperatura $T' = 15$ °C ed esce dal rubinetto alla temperatura $T'' = 55$ °C.

Si valuti, in tali condizioni, quanti metri cubi di metano sono necessari per ogni litro d'acqua che attraversa la caldaia.

Si assumano:

$$H_{ip} = 39$$
 MJ/kg, $\rho_b = 0.70$ kg/m³, per il metano, e

$$c_p' = 1100$$
 J/(kg·K) calore specifico a pressione costante, per i gas combusti.

RISULTATI

$$V_b/V_h \cong 0.010$$
 [m³/litri]

COMBUSTIONE



$$u = 0,986 \cdot 8 + 0,014 \cdot 7 = 7,986$$

$$\frac{m}{2} = \frac{0,986 \cdot 18 + 0,014 \cdot 16}{2} = 8,986$$

$$\Rightarrow 2a = 2u + \frac{m}{2} \Rightarrow a = u + \frac{m}{4} = 7,986 + \frac{8,986}{2} = 12,44$$

$$\Rightarrow \alpha_{st} = a \frac{\mu_{O_2} + 2\mu_{N_2}}{\mu_b} = a \frac{32 + 3,76 \cdot 28}{137,28} = a \frac{137,28}{137,28} = 12,44 \frac{137,28}{0,986(8 \cdot 12 + 18 \cdot 1) + 0,014(7 \cdot 12 + 16 \cdot 1)} = 15$$



$$\Rightarrow a = u + \frac{m}{4} = 3 + \frac{4}{2} = 5 \Rightarrow \alpha_{st} = 5 \cdot \frac{137,28}{3 \cdot 12 + 1 \cdot 8} = 15,6$$



$$\Rightarrow 2a + 1 = 2u + \frac{m}{2} \Rightarrow a = u + \frac{m}{4} - \frac{1}{2} = 3 + \frac{4}{2} - \frac{1}{2} = 4,5$$

$$\Rightarrow \alpha_{st} = 4,5 \frac{137,28}{3 \cdot 12 + 8 \cdot 1 + 16 \cdot 1} = 10,3 < 15,6$$

→ gr. ossigenato → richiede meno ossigeno

③ $\mu_b G_b H_{ip} = (G_a + G_b) \left(c_p'(T_3 - T_2) + \sum_{i=0}^n \frac{c_i^2 - c_2^2}{2} + \Delta E_g \right)$

$$\Rightarrow T_3 = T_2 + \mu_b \frac{H_{ip}}{(1+\alpha)c_p'} - \frac{c_3^2 - c_2^2}{2c_p'}$$

$$p_3 \Delta c_3 = p_2 \Delta c_2 \Rightarrow c_3 = c_2 \frac{p_2}{p_3} = c_2 \frac{p_2 R T_3}{p_3 R T_2}$$

$$\Rightarrow T_3 = T_2 + \mu_b \frac{H_{ip}}{(1+\alpha)c_p'} - \frac{c_2^2}{2c_p'} \left(\left(\frac{p_3 R T_2}{p_2 R T_3} \right)^2 - 1 \right)$$

Se $\Delta E_g \approx 0$ e $c_p' \approx c_p = 1008,2 \text{ J/kgK}$

$$T_3 = (283 + 40) [K] + 0,85 \frac{42,5 \cdot 10^3 \left[\frac{kJ}{kg} \right]}{(1+50) \cdot 1,0082 \left[\frac{kJ}{kgK} \right]} = 1100 \text{ K}$$

CONDOTTI SAGOMATI PERCORSI DA AERIFORMI IN MOTO PERMANENTE

✓ - ESERCIZIO n° 01 -

Un condotto sagomato semplicemente convergente, con sezione ristretta $A_r = 10 \text{ cm}^2$, funziona in condizioni critiche, erogando una portata di aria $G_{cr} = 0.35 \text{ [kg/s]}$, con pressione sulla sezione di uscita pari a quella dell'ambiente esterno ($p_r = p_u = p_a = 1 \text{ bar}$).

Calcolare le condizioni totali di monte (p_o°, T_o°).

Si vuole incrementare la portata del 50 %, mantenendo l'ugello critico.

Determinare quali devono essere in tal caso le nuove pressioni sulla sezione di ingresso [p_o°] e sulla sezione di uscita ($p_r' = p_u'$), a parità di [T_o°].

Nel caso, invece, che si vogliano lasciare inalterate le condizioni a monte e a valle, si può sostituire il condotto con un altro di area diversa: calcolare allora il valore che deve assumere la nuova sezione ristretta (A_r').

RISULTATI

$p_o^\circ \cong 1.893 \text{ bar}$, $T_o^\circ \cong 478 \text{ K}$, $p_o^{\circ'} \cong 2.840 \text{ bar}$, $p_r' = 1.5 \text{ bar}$, $A_r' = 15 \text{ cm}^2$

✓ - ESERCIZIO n° 02 -

Un ugello convergente espande aria in condizioni critiche, con $p_o^\circ = 10 \text{ [bar]}$ e $T_o^\circ = 1200 \text{ [K]}$.

Calcolare la pressione, la temperatura e la velocità di uscita.

Valutare inoltre la portata critica (G_{cr}), sapendo che $A_r = 225 \text{ cm}^2$.

RISULTATI

$p_{r,cr} \cong 5.2828 \text{ bar}$, $T_r = 1000 \text{ K}$, $c_s \cong 634 \text{ m/s}$, $G_{cr} \cong 26.2 \text{ kg/s}$

✓ - ESERCIZIO n° 03 -

All'uscita di un condotto convergente che espande gas in condizioni critiche si misurano una pressione $p_r = 1 \text{ bar}$ e una temperatura $T_r = 1000 \text{ K}$. Assumendo $R' = 290 \text{ J/(kg}\cdot\text{K)}$ e $k' = 1.4$ si calcolino la velocità di efflusso e la portata in massa, sapendo che l'area della sezione di scarico vale $A_r = 225 \text{ cm}^2$. Si calcolino inoltre la temperatura e la pressione totali di monte.

RISULTATI

$c_s \cong 637 \text{ m/s}$, $G_{cr} \cong 4.9 \text{ kg/s}$, $p_o^\circ \cong 1.893 \text{ bar}$, $T_o^\circ = 1200 \text{ K}$

✓ - ESERCIZIO n° 04 -

Si consideri un ugello semplicemente convergente, attraversato da aria con un rapporto di espansione $\Pi_r = \Pi_u = 0.69$. Dire se in tali condizioni l'ugello è critico oppure no. In caso negativo, valutare la portata in massa (G) come frazione della portata critica (G_{cr}) che si potrebbe realizzare con le stesse condizioni totali di monte (p°, T°).

RISULTATI

.subcritico, $G/G_{cr} \cong 0.940$

CONDIZIONI SAGGIATE percorsi da AERIFORMI in TUBO PERTINENTE

$$\textcircled{1} \quad \pi_{cr} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}} = \left(\frac{2}{1,4+1} \right)^{\frac{1,4}{1,4-1}} = 0,5282 = \frac{P_{cr}}{P^0}$$

$$\Rightarrow P^0 = \frac{P_{cr}}{\pi_{cr}} = \frac{1 [\text{bar}]}{0,5282} = 1,893 \text{ bar}$$

$$T^0 = T_{cr} + \frac{C_{cr}^2}{2c_p} = T_{cr} + \frac{kRT_{cr}}{2c_p} = T_{cr} + \frac{T_{cr}}{2} k \frac{k-1}{k} = T_{cr} \frac{k+1}{2}$$

$$T_{cr} = \frac{k}{R} \left(A_2 \frac{P_{cr}}{G_{cr}} \right)^2 = \frac{1,4}{287,2 \left[\frac{\text{J}}{\text{kgK}} \right]} \left(\frac{10 \cdot 10^{-4} [\text{m}^2] \cdot 1 [\text{bar}] \cdot 10^5 \left[\frac{\text{Pa}}{\text{bar}} \right]}{0,35 \left[\frac{\text{kg}}{\text{s}} \right]} \right)^2 = 387,831 \text{ K}$$

$$\Rightarrow T^0 = 387,831 \frac{1,4+1}{2} = 477,517 \text{ K}$$

$$\& G_{cr} = 1,5 G_{cr} = 1,5 \cdot 0,35 = 0,525 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$$

$$\rightarrow \text{variando } P^0: \frac{G_{cr}}{G_{cr}} = \frac{P_{cr}}{P_{cr}} = \frac{P^0}{P^0} \Rightarrow P^0 = 1,5 \cdot P^0 = 2,84 \text{ bar}$$

$$\Rightarrow P_{cr} = P^0 \cdot \pi_{cr} = 1,5 \cdot P^0 \cdot 0,5282 = 1,5 \text{ bar}$$

$$\rightarrow \text{variando } A: A_2' = 1,5 A_2 = 15 \text{ cm}^2$$

$$\textcircled{2} \quad T_{cr} = T^0 \cdot \frac{2}{k+1} = 1200 \cdot \frac{2}{1,4+1} = 1000 \text{ K}$$

$$P_{cr} = \frac{P_{cr}}{RT_{cr}} = \frac{P^0 \cdot \pi_{cr}}{RT_{cr}} = \frac{10 \cdot 0,5282 [\text{bar}] \cdot 10^5 \left[\frac{\text{Pa}}{\text{bar}} \right]}{287,2 \left[\frac{\text{J}}{\text{kgK}} \right] 1000 [\text{K}]} = 1,84 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$$

$$\Rightarrow C_{cr} = \sqrt{kRT_{cr}} = \sqrt{1,4 \cdot 287,2 \cdot 1000} = 634,098 \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

$$\Rightarrow G_{cr} = P_{cr} A_{cr} C_{cr} = 1,84 \left[\frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \right] 225 \cdot 10^{-4} [\text{m}^2] 634,098 \frac{\text{m}}{\text{s}} = 26,2 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$$

$$\textcircled{3} \quad T^0 = T_{cr} \frac{k+1}{2} = 1200 \text{ K}$$

$$P^0 = \frac{P_{cr}}{\pi_{cr}} = \frac{1}{0,5282} = 1,893 \text{ bar}$$

$$G_{cr} = P_{cr} A_{cr} C_{cr} = A_2 \frac{P^0}{RT^0} \sqrt{k \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}}} = 4,97 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$$

$$C_{cr} = \sqrt{kRT_{cr}} = \sqrt{1,4 \cdot 287,2 \cdot 1000} = 634 \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

$$\textcircled{4} \quad \pi_2 = 0,68 \Rightarrow 0,5282 = \pi_{cr} \rightarrow \text{Subcritico}$$

$$\frac{G}{G_{cr}} = \left(\frac{\pi_2}{\pi_{cr}} \right)^{\frac{1}{k}} \sqrt{\frac{1 - \pi_2^{\frac{k-1}{k}}}{1 - \pi_{cr}^{\frac{k-1}{k}}}} = 0,94$$

TURBINE A VAPORE E TURBINE A GAS

✓ - ESERCIZIO n° 01 -

Calcolare il rendimento isentropico di una turbina a vapore ad azione, avente le condizioni di ingresso $p_0 = 100$ bar, $T_0 = 450$ °C e le condizioni di uscita $p_2 = 10$ bar, $T_2 = 200$ °C, considerando trascurabile la variazione di energia cinetica a cavallo della macchina. Valutare inoltre l'incremento percentuale di volume che il fluido subisce nell'evoluzione reale.

$$(\eta_{\text{Istis}} = 0.762, (v_2 - v_0)/v_0 = 6.857)$$

- ESERCIZIO n° 02 -

Una turbina a vapore a reazione è alimentata a $p_0 = 120$ bar, $T_0 = 500$ °C e presenta un rendimento $\eta_{\text{is}} = 0.90$. Si trovino la pressione e la temperatura di uscita, sapendo che il fluido abbandona la macchina in condizioni di saturazione. Si determini inoltre il titolo di vapore che si avrebbe allo scarico se l'espansione fosse isentropica.

$$(p_2 \cong 7.4 \text{ bar}, h_2 = 2764.3 \text{ kJ/kg}, T_2 = 167.2 \text{ °C}, h_{2\text{is}} \cong 2700 \text{ kJ/kg}, x \cong 0.954)$$

✓ - ESERCIZIO n° 03 -

Una turbina assiale avente grado di reazione cinematico $R_a = 0.5$ presenta triangoli di velocità simmetrici, in configurazione di massimo rendimento, con angolo $\alpha_1 = 30^\circ$. Calcolare il valore corrispondente del grado di reazione isentropico " X_a ", sapendo che i coefficienti di perdita valgono $\phi = 0.95$, $\psi = 0.90$, e che la variazione di energia cinetica fra l'ingresso e l'uscita della macchina può essere ritenuta trascurabile.

$$(X_a \cong 0.547)$$

✓ - ESERCIZIO n° 04 -

Una turbina a vapore monostadio, centripeta mista, con diametro di ingresso $d_1 = 25$ cm e velocità di rotazione $n = 30'000$ giri/min, presenta le condizioni di ingresso $p_0 = 10$ bar, $T_0 = 380$ °C, e le condizioni di uscita $p_2 = 3$ bar, con un decremento di entropia massica del 2.5 % rispetto al valore iniziale. Dire per quale ragione la macchina non può essere considerata adiabatica e dire se il calore viene ceduto oppure ricevuto. Valutare inoltre l'entità del calore massico scambiato, sapendo che i triangoli di velocità presentano le seguenti caratteristiche: all'ingresso la velocità di trascinamento " u_1 " è $\frac{3}{4}$ della componente periferica della velocità assoluta; all'uscita la " c_2 ", puramente assiale, torna ad essere uguale alla " c_0 " di entrata nel distributore.

$$(Q = -192.383 \text{ kJ/kg})$$

✓ - ESERCIZIO n° 05 -

Una turbina centripeta mista presenta i triangoli di velocità aventi le seguenti caratteristiche:

$$\text{all'ingresso: } c_{m1} = u_2, c_{u1} = 4 \cdot u_2;$$

$$\text{all'uscita: } c_{m2} = 2 \cdot u_2, c_{u2} = -u_2;$$

$$\text{nel passaggio dall'ingresso all'uscita: } u_2 = u_1/3.$$

Disegnare i triangoli di velocità e calcolare il grado di reazione cinematico " R ", sapendo che all'entrata del distributore si ha $c_0 = c_{m1}$.

$$(R \cong 0.538)$$