

Appunti universitari

Tesi di laurea

Cartoleria e cancelleria

Stampa file e fotocopie

Print on demand

Rilegature

NUMERO: 2312A

ANNO: 2018

A P P U N T I

STUDENTE: Campana Simone

MATERIA: Macchine a Fluido - Teoria - 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.

EQUAZIONI FONDAMENTALI

• POLITROPICHE:

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

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

$$P_2 = P_1 \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma}$$

$$V_2 = V_1 \left(\frac{P_1}{P_2} \right)^{1/\gamma}$$

$$T_2 = T_1 \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1}$$

$$V_2 = V_1 \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}}$$

• 1° PRINCIPIO:

$$Q = \Delta h + L_i + \Delta E_g + \Delta E_k + \Delta E_p \quad (\text{MOTO PERMANENTE})$$

$$L_i = -\int V dP - L_w - \Delta E \quad (\text{MOTO PERMANENTE})$$

$$T dS = dQ + dL_w = dU + P dV \Rightarrow dS = c_v \frac{dT}{T} + R \frac{dV}{V} = c_p \frac{dT}{T} - R \frac{dP}{P}$$

• EQUAZIONE DI COMBUSTIONE:

$$\eta_b \cdot m_b \cdot H_b = (m_a + m_b) \cdot c_v (T_3 - T_2)$$

• ESPRESSIONI LAVORO:

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

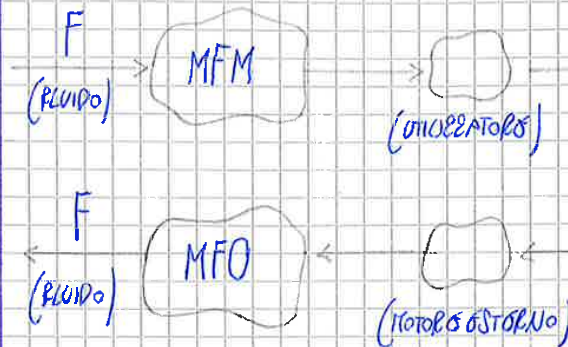
$$L_i = -\frac{c_2^2 - c_1^2}{2} + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} - \frac{u_2^2 - u_1^2}{2}$$

$$L_e = \int_{INT.} P dV - L_w^{(INT)} - \Delta E$$

$$L_e = \int_{SUP.} P dV - L_w^{(SUP.)}$$

2° Alcuni fluidi si comportano come liquidi, altri come vapori e altri come gas; per esempio, in queste condizioni l'acqua è liquida e l'aria è gas, però è anche vero che sotto pressioni fortissime l'aria può diventare liquida e che aumentando la temperatura l'acqua diventa vapore.

UNA BREVE DISTINZIONE TRA I VARI TIPI DI MACCHINE È QUELLA TRA MACCHINE MOTRICI E MACCHINE OPERATRICI:



IN UNA MACCHINA A FLUIDO MOTRICE HA IN ENTRATA UN FLUIDO CHE CEDI ENERGIA, IN USCITA L'ENERGIA MECCANICA POSSIBILE VIENE INVIATA AD UN UTILIZZATORE ESTERNO.

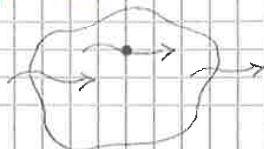
CONSIDERIAMO L'ACQUA DI MONTAGNA CHE CADDE DA UN PIRENEO:

USCITA: IN ALTO IL FLUIDO POSSI DE ENERGIA POTENZIALE,

MENTRE IL FLUIDO SCENDE L'ENERGIA POTENZIALE SI TRASFOR-

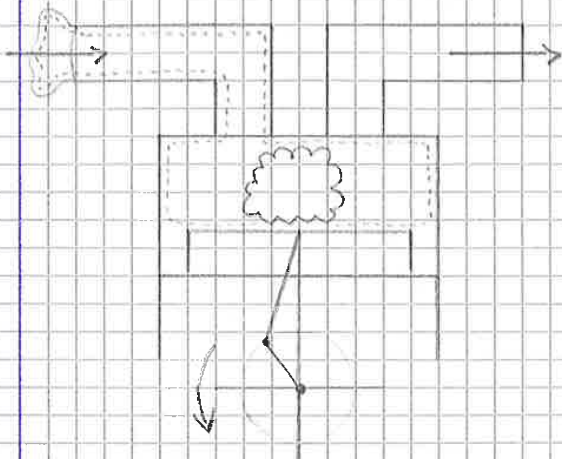
MA IN ENERGIA CINETICA, DUNQUE PER ESISTO UNA TURBINA PUÒ TRASPORTARE L'ENERGIA DEL FLUIDO IN ENERGIA MECCANICA DI ROTAZIONE PER UN ALBO ESTERNO. SE A QUESTO ALBO DI USCITA VIENE COLLEGATO UN ALTERNATORE, ALLORA SI PRODUCE ENERGIA ELETTRICA. QUINDI UNA MACCHINA A FLUIDO MOTRICE PRODUCE ENERGIA MECCANICA A SPESA DI UN FLUIDO. UNA MACCHINA A FLUIDO OPERATRICE INUSCIE RICEVE ENERGIA MECCANICA DA UN MOTORE ESTERNO (PER ESISTO IL MOTORE CHE FA GIRARE CO PALO DI UN UTILIZZATORE) E POI LA MACCHINA TRASMETTE QUESTA ENERGIA (QUELLA RICEVUTA DAL USUTICATORE) AL FLUIDO; DUNQUE ALLA FINE IL FLUIDO CONTIENE DELL'ENERGIA DATA DALLA MACCHINA, PER ESISTO UN UTILIZZATORE PUÒ ROTARE IN MOVIMENTO O DELL'ALTRA CHE FINE ORA PERTE (ACQUISTANDO ENERGIA CINETICA). IN TUTTI QUESTI PASSAGGI CI SONO SEMPRE DELLE PERDITE DI ENERGIA: SE PER ESISTO SPERDITO LA CADUTA DELL'ACQUA E PRODUCE ENERGIA ELETTRICA, ALLORA QUESTA ENERGIA PUÒ ANDARE AD ALIMENTARE CO PALO DEL USUTICATORE CHE RICEVERÀ ENERGIA CINETICA AD UN ALTO FLUIDO; TUTTAVIA L'ENERGIA FINALE ACQUISITA DAL FLUIDO NON È LA STESSA CHE IL FLUIDO PRECEDENTE HA CONSUMATO PERCHÈ OGNI VOLTA CHE L'ENERGIA VIENE TRASMESSA E TRASPORTATA CI SONO DELLE PERDITE. MENTRE IL FLUIDO DELL'ENERGIA PUÒ SEGUIRE DIVERSE DIREZIONI DI SECONDA CHE LA MACCHINA SIA MOTRICE O OPERATRICE, IL CORSO IN CUI VANNO LE PERDITE È SEMPRE LO STESSO, SIA CHE SPERDITA L'ENERGIA SIA CHE CO LA FARMISCA QUALCOSA ALTO CI SONO SEMPRE DELLE PERDITE DI ENERGIA, OLTRE UN PIRENEO DA PRIMO. SIA CHE SI COMPIA ENERGIA DAL FLUIDO, SIA CHE LA SI USI AD OSSA, C'È SEMPRE UN PIRENEO CHE SI FA.

NELLO STUDIO DELLE MACCHINE È BENE DISTINGUERE TRA VARI TIPI DI MOTO (SIA DELLE PARTI MOBILI DELLA MACCHINA, SIA DEL FLUIDO CHE LO ALIMENTA), IN PARTICOLARE 3 TIPI DI MOTO: 1) MOTO ORBITARIO (ORAZIONARIO); 2) MOTO ROTAZIONARIO (CICLICO); 3) MOTO VARIO.



CONSIDERIAMO UNA SEZIONE DI SPACIO IN CUI SCORRE UN FLUIDO; OGNI PUNTO DI QUESTO URMITE AVERÀ CERTI CARATTERISTICI FISICI ($P, T, p, \mu, \dots$), MA NON MOTO PERCHÈ IL FLUIDO È IN MOVIMENTO.

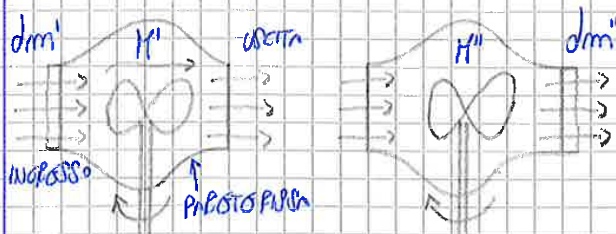
SUL SELO NE VUOLUTIS DI CONTROLLO, QUELLO CHE SONO UN'INERZIA NEL TIPO PIU' GIUSTO UN'INERZIA NECONSPICUA TRA L'IN-
GRESSO E L'USCITA DEL VOLUME DI CONTROLLO; QUINDI LA COSA POSSIAMO CHIAMARE UNA GRANDEZZA TRA INGRESSO E USCI-
TA. PER CAPIRE QUESTA PARTICOLARITÀ FACCIAMO UN ESEMPIO:



CONSIDERIAMO IL MOTORE A STANTUFFO DI UN'AUTOMOBILE; DA
UNA PARTE UN CONDOTTO ASPIRA L'ARIA DALLA MUSCOSA, UN SECONDO
CONDOTTO PUNGE DA SCARICO. DURANTE L'ASPIRAZIONE LO STANTUFFO
SI SPOSTA ED ENTRA LA MUSCOSA; DURANTE LO SCARICO SI MUOVE
LA VALVOLA DI ASPIRAZIONE, LO STANTUFFO RISALE E USCONO
ESPULSI I PRODOTTI DI SCARICO. CONSIDERIAMO UNA PORZIONE DI
MOTORIA IN SENSO LA GRANDEZZA CHE, IN UN ISTANTE DI ASPI-
RAZIONE, UNA PARTE STA ANCORA FUORI E L'ALTRA PARTE È GIÀ

NEL CONDOTTO E DENTRO LA CILINDRO; QUINDI IL VOLUME DI CONTROLLO È LA ZONA TRATTOGGIATA. È OVVIO CHE SE LO STANTUFFO
È IN UNO DEI DUE CI SARA' PIU' LAVORO E PUOI COSI' DIRE DI PIU', UNCESSARISSE LO STANTUFFO È IN BASSO. QUINDI LA POR-
ZIONE DI MOTORIA MODIFICA COSI' PROPRIO CARATTERISTICHE E RISCHIO IL TUTTO IL PROCESSO DI ASPIRAZIONE. IL VOLUME DI CONTROLLO
CI PERMETTE DI DESCRIVERE 3 TIPOLOGIE DI SUPERFICIE: 1) PARTI FISSE, SICCOME QUESTE NON SI MUOVONO, NON DANNO
CONTRIBUTO DI LAVORO ANCHE SE ESPORTE A DUE PROSSIMITÀ; 2) PORZIONE DI FLUIDO CONTIGUA CON UN FLUIDO DIVERSA STES-
SURA, AL DI LA' DELL'ARIA CHE STA GIÀ DENTRO IL CONDOTTO CE L'È ANCORA CHE NON È ANCORA ENTRATA. QUESTA
SUPERFICIE È SOGGETTA A DUE PROSSIMITÀ E DUE SPINTI VERTICALI, QUINDI CONTRIBUISCE AL LAVORO. 3) IL CICLO DI SCARICO
TUTTO È UNA SUPERFICIE MOBILE SOGGETTA A SPINTA VERTICALE E QUINDI SCAMBIA LAVORO CON IL FLUIDO CON CUI È A CONTATTO.
IL LAVORO SCAMBIATO TRA IL FLUIDO E LA PARTE MOBILE DELLA MACCHINA È DETTO LAVORO TECNICO; IL LAVORO SCAMBIATO TRA
IL FLUIDO E IL FLUIDO CONTIGUO, ATTRAVERSO REGIONI DI SUPERFICIE, È DETTO LAVORO DI TRASPORTAMENTO.

PER IL MOTORE SI CONSIDERA UNA MACCHINA ROTATIVA A FLUSSO CONTINUO IN QUESTO MODO:



IL FLUIDO IN MOTO PERMANENTE INTERAGISCE CON LA PA-
RE MOBILE (PARTE MOBILE) E LA PARTE CHE È MOBILE. SE IL
MOTO È PERMANENTE E IL FLUSSO È CONTINUO CAMBIA
APPARENTEMENTE IL LAVORO; LA SUPERFICIE MOBILE IN INGRESSO

È IN USCITA SARA' RESPONSABILE DEL LAVORO DI TRASPORTAMENTO, LA PARTE MOBILE SARA' RESPONSABILE DEL LAVORO TECNICO.
ALL'ISTANTE INIZIALE LA MASSA LAORANTINA SI COMPONE DI UNA MASSA M' INTERNA E UN dm' CHE STA LE OUTRABE;
ALL'ISTANTE FINALE DENTRO CI SARA' UNA MASSA M'' , FUORI SARA' USCITA UNA MASSA dm'' . SICCOME IL MOTO È PERMANENTE
LE MASSE M' E M'' DEVONO ESSERE UGUALI: SE USCISSE PIU' LAVORO DI QUANTITÀ USATA, ACCORRE M' E M'' IN QUANTO LA

$\Rightarrow pV^\gamma = \text{costante}$; questi due scrittori sono equivalenti tenuti una costante C e γ , ad ogni C corrispon-
derà un certo esponente γ e ogni esponente γ corrisponderà a una certa costante C . Considerando questo sistema:

$$\begin{cases} pV^\gamma = \text{costante} \\ pV = RT \end{cases} \Rightarrow \left(\frac{p_2}{p_1}\right) = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \text{ oppure } \left(\frac{T_2}{T_1}\right) = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma-1}$$

Le grandezze con pedice (1) sono i valori all'istante iniziale del processo, oppure i valori all'ingresso del controllo nel caso di moto permanente; le grandezze con pedice (2) sono i valori all'istante finale del processo o all'uscita dal controllo nel caso di moto permanente.

Per il momento non usiamo delle espressioni analitiche così semplici perché questo non varrebbe un'idea alla cui
l'idea di stabilimento; piuttosto è opportuno riportare a dei parametri che sono oggetto di studio, in particolare
ricorrendo ai differenti processi - vuoto meccanico, temperatura - entropia, entropia - entropia. Un'alternativa
è quella che si può avere tra le diverse pressioni - vuoto compressivo ed è un parametro tipico, questo mes-
sola caratteristico per il tipo di compressione e caratteristico costitutivo della macchina; questo parametro si
può usare con le macchine volumetriche (motori a stantuffo o a combustione interna).

Nella equazione che usiamo è la conservazione di massa; aumentando il tempo secondo riferimento ad un approccio
di tipo lagrangiano, questo seguito a Kg di massa nel suo processo, questo modificherà le proprie proprietà fisiche,
in ogni istante a Kg di massa. L'approccio euleriano invece passa una porzione di spazio entro cui rimane la materia,
e nel caso di moto permanente la portata in massa si mantiene costante. Ad un sistema invece la fisica mis-
ura che possiamo scrivere le equazioni della quantità di moto e del momento della quantità di moto (se il moto
è rotatorio); tuttavia applicare questi principi per un fluido che rappresenta un sistema con un numero elevato
di particelle, non è così complicato, quindi con la teoria dei gas perfetti di Boltzmann possiamo sostituire
ciò che succede a livello molecolare con delle grandezze macroscopiche. A questo motivo al posto di queste
due equazioni possiamo sostituire con l'equazione di stato o con l'equazione di Poisson.

Infine possiamo usare le equazioni dell'entropia, questo è il principio della termodinamica:

- 1) principio di conservazione dell'energia;
- 2) principio di conservazione dell'entropia;
- 3) assunto che l'entropia è una funzione di stato;

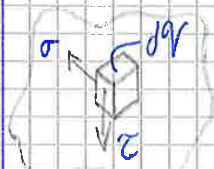
L'energia si presenta in varie forme: 1) energia termica (calore); 2) energia meccanica di spostamento
(lavoro); 3) energia interna, legata all'energia cinetica media di tutto il microscopico che compone un
gas; 4) entropia; 5) energia cinetica e energia potenziale; 6) una forma di energia che si può descrivere
le varie pressioni per un'azione di vuoto, in quanto una variazione di vuoto si può vedere come una
superficie per una variazione unitaria $A \cdot dK$ (lo spostamento della superficie genera un vuoto), quindi

È ovvio che in una trasformazione non può mancare il lavoro, calore e entropia interna, quindi il calore, che è una funzione di stato, diventa una funzione di stato. Descriviamo ora i vari componenti di questa formulazione. Ricordiamo che per un gas possono essere definiti calori specifici a pressione e volume costanti:

$\Rightarrow dU = c_v dT [KJ/Kg]$ con $c_v [KJ/Kg \cdot K]$ il calore necessario per far aumentare (o diminuire) di una unità la temperatura a volume costante. Questo modo di scrivere l'entropia interna è un'aspirazione, quindi possiamo scrivere dU in questo modo per una qualsiasi trasformazione. In forma non massica posso scrivere:

$$\Rightarrow dQ = C_v dT = m c_v dT [KJ];$$

Il lavoro è quello scambiato tra sistema e ambiente ed è un lavoro meccanico di spostamento. Come lo possiamo esprimere? Consideriamo un sistema chiuso racchiuso da una superficie di controllo:



Questo sistema si compone di cubetti infinitesimi di volume dV ; sulle sue facce nascono delle azioni elementari σ , queste sono perpendicolari alle facce, e τ queste tangenziali. Queste azioni modificano dimensioni e forma del cubetto. Quindi questo lavoro si può esprimere come:

$\Rightarrow \mathcal{L} = \int_{INT} (\sigma, \tau) dA \cdot dx$ con dA la superficie sulle quali nascono le azioni elementari e con dx lo spostamento che ne derivano. Questo integrale è un tratto di tutti i cubi contenuti nel sistema racchiuso nella superficie di controllo, quindi è un integrale riferito all'interno del sistema. (σ, τ) è il tensore degli sforzi che si può scomporre in 2 componenti, la prima possiede solo lo σ principale la cui media aritmetica è la pressione; l'altra componente invece tiene conto delle τ che sono responsabili delle dissipazioni dovute all'attrito viscoso interno al fluido (le cosiddette resistenze fluidodinamiche che un fluido, quando si muove, deve vincere al suo interno). Il termine $dA \cdot dx$ è il volume generato dallo spostamento di questa superficie sotto l'azione di queste azioni, quindi è un dV_{INT} (prende la variazione di dV , quindi si tratta di un differenziale di 2° ordine). La quota dell'integrale dovuta alle azioni delle τ è legata al lavoro che il fluido deve compiere a vincere le proprie resistenze di natura viscosa (per le fluidodinamiche). Per tener conto di questo lavoro che il fluido deve fare, ma che poi non può ottenerlo e retro:

$\Rightarrow \mathcal{L} = \int_{INT} p dV_{INT} - \mathcal{L}_W(INT)$; quindi se scritto l'entropia reciproca e muoversi la macchina, se il fluido cattura 100, allora la macchina magari riceve solo 95 perché 5 lo usa il fluido per vincere le proprie resistenze interne. Per una macchina operatrice vale la stessa cosa: se la macchina fornisce 100 al fluido, 5 il fluido lo usa a vincere le proprie resistenze, quindi comunque non potrà mai usufruire di tutto il 100% dato dalla macchina. Questo lavoro $\mathcal{L}_W(INT)$ è sempre un multiplo

$\Rightarrow L_e = L - L_{int} = \int_{int} p dV - L_{w(int)} - \Delta E$; quindi il PRIMO PRINCIPIO diventa:

$\begin{cases} Q = \Delta U + L_e + \Delta E & \text{(qua compare GRANDEZZE TERMODINAMICHE COME CALORE SCAMBIO INTORNO);} \\ L_e = \int_{int} p dV - L_{w(int)} - \Delta E & \text{(qua compare GRANDEZZE PIÙ OPERATIVAMENTE TECNICHE COME LA PRESSIONE,} \end{cases}$

L'AMBIENTE DI VOLUME E LE DISSIPAZIONI INTERNE DI NATURA VISCOSA);

FACENDO L'ESEMPIO DEL MOTORE A STANTUFFO ABBIAMO DISTINTO DUE PORZIONI DELLA SUPERFICIE DI CONTROLLO DISTINGUENDO TRA UN CALORE DI TRASPORTO E UN CALORE TECNICO, IL PRIMO COMPITO DEL FLUIDO SU UN FLUIDO CONTIGUO, IL SECONDO OPERATO DA FLUIDO SULLE PARTI MOBILI DELLA MACCHINA. QUESTI DUE CALORI SONO LE COMPONENTI DEL CALORE ESTERNO:

$\Rightarrow L_e = L(TRANS.) + L(TECNICO)$; IL CALORE TECNICO È DATO DA:

$\Rightarrow L(TECNICO) = L_e - L(TRANS.) = \int_{int} p dV - L(TRANS.) - L_{w(int)} - \Delta E$; NON LO DEDOTTO COME PRIMO PRINCIPIO, MA VALGENDO IL FATTO CHE, NOTO PERMANENTE, IL CALORE DI TRASPORTO DIVENTA UNA FUNZIONE DI STATO CHE VALG:

$\Rightarrow L(TRANS.) = \Delta(pV)$ CON p LA PRESSIONE CONOSCIUTA SULLA FACCE DI INGRESSO E DI USCITA E V IL VOLUME DI MATERIA INFINITESIMO CHE STA IN ENTRATA (O STA PER USCIRE). POSSIAMO QUINDI SCRIVERE:

$\Rightarrow L(TRANS.) = p_2 V_2 - p_1 V_1 = \int_1^2 p dV = \int_1^2 p dV + \int_1^2 V dp$; quindi il CALORE TECNICO È DATO DA:

$\Rightarrow L(TECNICO) = \int_1^2 p dV - \int_1^2 p dV - \int_1^2 V dp - L_{w(int)} - \Delta E$; QUESTO PARTICOLARE CALORE TECNICO IN CASO DI MOTO PERMANENTE LO CHIAMO CALORE INTERNO (O CALORE INDICATO) L_i . "INTERNO" PERCHÉ QUESTO CALORE È COMPILATO SULLE PARTI MOBILI CHE IN GENERE STANNO ALL'INTERNO DELLA MACCHINA, "INDICATO" PERCHÉ PUÒ ESSERE MISURATO O VISUALIZZATO CON OPPORTUNA STRUMENTAZIONE. QUINDI:

$\Rightarrow L_i = - \int V dp - L_{w(int)} - \Delta E$ (MOTO PERMANENTE); QUINDI SEMPRE IN CASO DI MOTO PERMANENTE:

$\Rightarrow L_e = L_i + \int d(pV) = L_i + \int p dV + \int V dp \Rightarrow Q = \Delta U + L_e + \Delta E = \Delta U + \int d(pV) + L_i + \Delta E$ PERCHÉ ABBIAMO $L_e = L_i + \int d(pV) \Rightarrow L_e = L_i + \int_{int} p dV - L_{w(int)} - \Delta E$ QUINDI L_i È PROPRIO:

$\Rightarrow L_i = - \int V dp - L_{w(int)} - \Delta E$; ABBIAMO SOSTITUITO RICAVATO L_i A PARTIRE DAL PRINCIPIO SCRITTO IN FORMA TECNICA E IN FORMA MECCANICA. QUINDI IN CASO DI MOTO PERMANENTE IL PRINCIPIO DIVENTA:

$\begin{cases} Q = \Delta U + \int d(pV) + L_i + \Delta E & \text{(FORMA TECNICA);} \\ L_i = - \int V dp - L_{w(int)} - \Delta E & \text{(FORMA MECCANICA);} \end{cases}$

ASSUMENDO LA FORMA TECNICA:

$\cdot \Delta U + \int d(pV) = \int d(U + pV) = \int dh$ (CON h L'ENTALPIA). QUINDI LA FORMA TECNICA È IL MOTO PERMANENTE

POSSIAMO SCRIVERLO COSÌ:

$$\Rightarrow TdS = dQ + dLw = dU + pdV = (p = RT/V) = C_V dT + RT \frac{dV}{V} = dh - Vdp = C_p dT - RT \frac{dp}{p};$$

APPROSSO ISOCLATO C'ENTROPIA DIVIDENDO PER T:

$$\Rightarrow dS = C_V \frac{dT}{T} + R \frac{dV}{V} = C_p \frac{dT}{T} - R \frac{dp}{p}; \text{ RICORDO C'INTROBACOS:}$$

$$\Rightarrow \Delta S = S_2 - S_1 = C_V \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{V_2}{V_1} = C_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1} = C \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right);$$

SE LA TRASFORMAZIONE È ISOCORA, RICORDA RISULTA CHE $C = C_V$, SE INVECE LA TRASFORMAZIONE È ISOBARA, RICORDA UNICO $C = C_p$. DA QUESTE EQUAZIONI POSSIAMO TROVARE IL LEGAME TRA γ E C . LA POLITROPICA SI PUÒ SCRIVERE COSÌ:

$$\Rightarrow p_1 V_1^\gamma = p_2 V_2^\gamma \Rightarrow p_1 V_1 \cdot V_1^{\gamma-1} = p_2 V_2 \cdot V_2^{\gamma-1} \Rightarrow RT_1 V_1^{\gamma-1} = RT_2 V_2^{\gamma-1} \text{ QUINDI:}$$

$$\Rightarrow \frac{V_2}{V_1} = \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^{1/\gamma-1} = \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{-1/\gamma-1} \text{ POSSO SOSTITUIRE } V_2/V_1 \text{ NELLE ESPRESSIONI PRECEDENTI:}$$

$$\Rightarrow C \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right) = C_V \ln \frac{T_2}{T_1} - \frac{1}{\gamma-1} R \ln \frac{T_2}{T_1} \Rightarrow C = C_V \left[1 - \frac{1}{\gamma-1} \frac{R}{C_V} \right];$$

RICORDIAMO CHE $R = C_p - C_V$ E CHE LA COSTANTE $K = C_p/C_V$ È DETTO ESPOSANTE DELLA ISOBENTROPICA ED È UN VALORE PARTICOLARE DI γ . PER I GAS IDEALI MONOATOMICI $K = 5/3 = 1,67$, PER I GAS BIATOMICI INVECE $K = 7/5 = 1,4$.

QUINDI IN CONCLUSIONE:

$$\cdot \frac{R}{C_V} = K - 1 \Rightarrow C = C_V \left(1 - \frac{K-1}{\gamma-1} \right) = C_V \frac{\gamma-K}{\gamma-1} \Rightarrow \gamma = \frac{C-C_V}{C-C_V}.$$

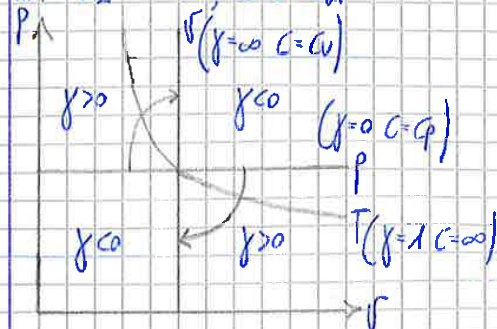
APPROSSO ENTROPIA NEL RISPETTO DEI PRINCIPALI CASI CI TORNANO UTILI; I PIÙ USATI SONO LE DIAGRAMMI PRESSIONE-ENTROPIA CLASSICO E QUELLO TEMPERATURA-ENTROPIA (X I GAS), PER IL VAPORE INVECE CONVIENE QUELLO ENTALPIA-ENTROPIA.

CONSIDERIAMO LA GENERICA POLITROPICA $pV^\gamma = \text{costante}$. QUANDO QUESTA POLITROPICA RAPPRESENTA UNA ISOBARA ($p = \text{cost.}$)?

SE LA COSTANTE $\gamma = 0$; POSSO POSSIBILMENTE RICORRERE ANCHE AL 2° PRINCIPIO $TdS = C dT$ CHE RAPPRESENTA UNA ISOBARA

QUANDO $C = C_p$. QUANDO QUESTA POLITROPICA RAPPRESENTA UN'ISOCORA ($V = \text{costante}$)? SE LA COSTANTE $\gamma = \infty$ E, SE SECONDO

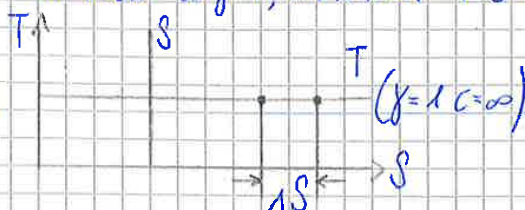
TIAMO IL 2° PRINCIPIO, SE $C = C_V$.



UN CASO DELL'ISOTERMA UNICO $pV = \text{costante}$ CHE NON DEDURRE

$p \cdot V$ È UNA IPERBOLE EQUILATTA. QUINDI LA POLITROPICA RAPPRESENTA

UNA ISOTERMA SE $\gamma = 1$; DAL 2° PRINCIPIO $TdS = C dT$:



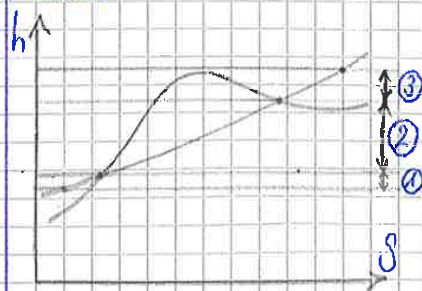
costante (insisto alla temperatura), poi riprendo a scaldare. Oltre la curva a campana più ci si allontana più si ripro-
duglio (si espone più), in quanto il vapore si comporta come un gas. L'integrale di questa curva:

$\Rightarrow \int T dS = Q - L_{\text{vap}}$ rappresenta calore e dissipazioni; fornendo calore ad una massa di liquido a pressione
costante, il calore fornito può essere usato per alzare sotto il pistone l'asse dello scudo. Continuando a
fornire vapore ad un certo punto il liquido diventa saturo, questo si viene fornita ancora una infinitesima quan-
tità di calore, il liquido inizia la transizione. Durante la transizione il calore fornito non aumenta la tempera-
tura che resta costante, il liquido poco a poco diventa vapore fino a quando non abbiamo sulla curva del vapore
saturo. Da questo punto in poi ulteriore calore fornito trasforma il vapore in vapore surriscaldato. Quindi la
porzione di area inclusa sotto la curva fino alla curva di saturazione è il calore fornito al liquido e produce il
liquido saturo; l'area inclusa nel rettangolo sotto la curva a campana è il calore fornito al liquido e produce
vapore (questo calore è detto calore latente); infine l'area sotto all'isobara superata la curva del vapore
saturo rappresenta il calore fornito per trasformare il vapore in vapore surriscaldato, infatti stavolta il calore
fornito si manifesta in un aumento di temperatura.

Su questa parte di transizione possiamo individuare una serie di punti corrispondenti alla stessa percentuale
di vapore. A questo proposito faccio la seguente definizione:

$$\Rightarrow x_{\text{vap}} = \frac{m(\text{vap})}{m(\text{liq.}) + m(\text{vap})} \quad \text{quindi sotto la curva a campana possiamo tracciare una serie di curve a} \\ \text{titolo costante, ovvero a costanti percentuali di vapore.}$$

Se diamo una entalpia - entropia, siccome vale $dh = c_p dT$, la presenza di c_p riporta la curva a campana
per diametri temperatura - entropia. Inoltre: se diamo una temperatura - entropia lo grandezze termodinamiche
lo usiamo come asse sotto alla curva, se diamo una temperatura - entropia invece lo usiamo come un'azione
di entalpia o un'altra (l'entalpia è già un'energia). In particolare anche sotto la curva a campana, durante
la transizione, l'entalpia continua a crescere; l'entalpia dunque cresce cioè la temperatura non è in grado
di crescere, in quanto la fornitura di calore non altera la temperatura, ma l'entalpia invece è sensibile a questi
processi.



- ① calore è saturato il liquido;
- ② calore è evaporato il liquido (calore latente);
- ③ calore è surriscaldato il vapore;

Abbiamo introdotto dei fenomeni molto importanti in campo termodinamico. Consideriamo un fluido che segue

SECONDO L'ISOBARA P_2 DI ARRIVO. QUINDI L'AREA A È IL LAVORO ISOENTROPICO DELLA TRASFORMAZIONE, POSSIAMO QUINDI SCRIVERE $A = |L_{IS}|$. L'AREA B INVECE È DATA DA $\int_2^1 T dS = L_w$, OVVERO LA DISSIPAZIONE DELLA COMPRESSIONE È IDENTICA. SE ADDESSO RIPETIAMO LA STESSA RAGIONAMENTO CON LA COMPRESSIONE REALE, ALLORA:

$\Rightarrow Q = \Delta h + L_i + \Delta K \Rightarrow L_i(\text{reale}) = -\Delta h = -c_p(T_2 - T_1) \Rightarrow |L_i| = c_p(T_2 - T_1)$ SICCOME LA TEMPERATURA $T_2 > T_{2,IS}$ ALLORA LA CURVA SOTTOGAS AD UN'AREA MINORE DELLA PRECEDENTE, OVVERO IL LAVORO REALE IN CASO DI PERDITE È MINORE DI QUELLO CHE SI FAREBBE SE PERDITE NON CI FOSSE. INOLTRE IL GAS SI È SCALDATO DI PIÙ PERCHÉ HA SUBITO GLI EFFETTI DEL SUO ATTRITO INTERNO DI NATURA VISCOSA. QUESTA AREA, PER POTERLA CONFRONTARE CON LE AREE CHE GIÀ ABBIAMO, LA COSTRUIAMO SULLA ISOBARA P_2 . POSSIAMO SCRIVERE:

$$\Rightarrow |L_i|(\text{LAVORO REALE}) = c_p(T_2 - T_1) = A + B + C = |L_{IS}|(\text{LAVORO ISOENTROPICO}) + L_w(\text{PERDITE}) + C;$$

QUINDI IL LAVORO REALE È DATO DAL LAVORO ISOENTROPICO SOTTITUITO ALLO SCALDO SOTTITUITO ANCOR A UN PERDITE C; QUESTO PERDITE AGGIUNTIVO PRENDE IL NOME DI CONTRORCUPERO DELLA COMPRESSIONE (CR). MAN A MANO CHE LA COMPRESSIONE PROCEDE E LA TEMPERATURA AUMENTA, OGNI ULTERIORE AUMENTO DI PRESSIONE È SEMPRE PIÙ DIFFICILE DA OPERARE PERCHÉ SE CONSUMIAMO UNA CERTA QUANTITÀ DI LAVORO IL COMPRESSORE IL GAS A BASSA TEMPERATURA, PER OTTENERE LA STESSA COMPRESSIONE A TEMPERATURA PIÙ ELEVATA OCCORRE SPENDERE PIÙ LAVORO. ALTRA CONSIDERAZIONE: IL CONFRONTO TRA IL LAVORO REALE E QUELLO ISOENTROPICO È UN CONFRONTO PIÙ TIRATO BASATO SUGLI EFFETTI REALI; SI PARTE DA P_1 E SI ARRIVA A P_2 , IL PUNTO DI PARTENZA ① È LO STESSO E LA PRESSIONE P_2 FINALE È LA STESSA NEI DUE CASI, OVVERO IL CONFRONTO TRA I DUE LAVORI NON È NE A LIVELLO DI LAVORO INIZIALE SPESO NE A PARITÀ DI ENERGIA TOTALE CONSUMATA DAL FLUIDO COMPRESSO. NEL CASO ISOENTROPICO SPENDE IL LAVORO A E NEL FLUIDO RIOTROVA UN'ENERGIA A CHE IL FLUIDO STESSO IMPROVERA COME UOGLIO; NEL CASO REALE INVECE DEVO FARE UN LAVORO A+B+C E NEL FLUIDO RIOTROVA UN'ENERGIA A+C. QUESTO UNO DICE CHE SE NEL CASO REALE AVESSI SPESO LO STESSO LAVORO DELLO ISOENTROPICO NON SAREI ARRIVATO ALLA PRESSIONE P_2 ; VICEVERSA SE NEL CASO IDEALE AVESSI SPESO LO STESSO LAVORO DEL CASO REALE ARRIVAREI AD UNA PRESSIONE FINALE PIÙ ALTA. QUINDI IL CONFRONTO È SOLO TRA LE PRESSIONI P_1 E P_2 , QUINDI NON C'È DA STUPEFIRSI CHE CONTRA UN PERDITE C AGGIUNTIVO, IL LAVORO DI CONTRORCUPERO È UGUALE AL FATTO CHE, A CAUSA DEGLI ATTRITI CHE SONO RANNO CALORE, IL GAS SI ESPANDE AUMENTANDO E QUINDI IL CONTENUTO ENERGETICO.

IN BASE A QUESTE CONSIDERAZIONI POSSIAMO DEFINIRE DEI RENDIMENTI DELLA COMPRESSIONE. IL PRIMO RENDIMENTO CHE DEFINIAMO È IL RENDIMENTO ISOENTROPICO η_{IS} :

$$\Rightarrow \eta_{IS} = \frac{|L_{IS}| \rightarrow \text{LAVORO ISOENTROPICO}}{|L_i| \rightarrow \text{LAVORO REALE}} = \frac{A}{A+B+C} = \frac{c_p(T_{2,IS} - T_1)}{c_p(T_2 - T_1)} = \frac{T_{2,IS}/T_1 - 1}{T_2/T_1 - 1}, \text{ OVVERO UN GAS:}$$

$$\Rightarrow \frac{T_{2,IS}}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{K-1/K} = P_c^{K-1/K}; \quad \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\gamma-1/\gamma} = P_c^{\gamma-1/\gamma} \text{ CON } P_c = \frac{P_2}{P_1}; \text{ QUINDI:}$$

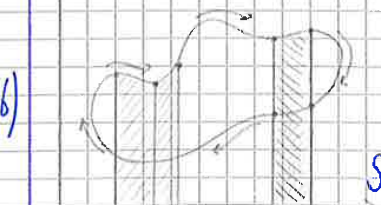
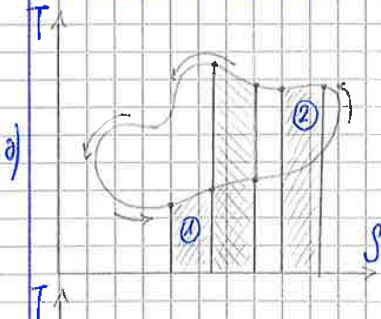
si parla di processo termodinamico o ciclo. Se scriviamo il primo principio e la trasformazione:

$\Rightarrow Q = \Delta U + L + \Delta E$; siccome punto iniziale e punto finale coincidono, allora le funzioni di stato, integrate sulla trasformazione completa, si annullano. Quindi si ricava la proprietà:

$\Rightarrow Q = L$; se pensiamo che la trasformazione avviene in condizioni di stato perenni, è che quindi si possa parlare di lavoro indicato al posto di lavoro totale, abbiamo:

$\Rightarrow Q = \Delta h + L_e + \Delta E$ con $L_e = L_i + L_{trsp}$; siccome energia meccanica, entropia e lavoro di trasporto (che nel moto permanentemente diventa una funzione di stato) sono funzioni di stato, allora posta:

$\Rightarrow Q = L_i$ ovvero la stessa cosa di prima, quindi in questo caso non c'è più differenza tra lavoro esterno o lavoro indicato. Queste relazioni valgono se percorre l'intera curva chiusa; se ne percorressi solo un pezzo, allora questo pezzo non gode di questa proprietà. In queste trasformazioni possiamo pensare di spezzare la curva chiusa in tanti pezzi, infiniti fasce. In ciascuna fascia qual potremmo distinguere un aspetto di calore o di lavoro scambiato; quindi, applicando il 1° principio ad una singola fascia, non è vero che il calore è uguale al lavoro. Ma se faccio l'integrale o stesso a tutta la curva chiusa, allora la sommatoria di tutti i contributi (positivi o negativi che siano) è uguale sia per il calore che per il lavoro. Per il 2° principio della termodinamica:



$\oint TdS = Q + L_{trsp}$ l'integrale, ovvero l'area sottesa, tiene conto del calore scambiato nella fascia o delle dissipazioni interne a natura viscosa. Se supponiamo $L_{trsp} = 0$, allora l'area sottesa rispetto all'asse delle ascisse rappresenta solo il calore scambiato. Siccome calore = lavoro lungo tutta la curva, allora l'area sottesa è anche il lavoro. Durante la trasformazione solo calore e lavoro possono variare e garantire certe prestazioni, ma le dissipazioni sono sempre positive e qualunque trasformazione si faccia. Consideriamo a): nel pezzo 1) l'integrale è positivo perché si un verso entropia decrescenti e così via; al punto b) ripercorrendo le ascisse a ritroso, quindi in 2) l'integrale è negativo perché si un verso entropia decrescenti. Le aree sotto la curva si sommano perché sono usate e di segno opposto, quindi alla fine rimane solo l'area sotto la curva. Nel caso a) l'area sotto la curva è negativa e i contributi negativi sono più grandi di quelli positivi. Questo tipo di ciclo è detto ciclo termodinamico con funzione operatrice, ovvero a fine ciclo il calore integrato netto è negativo (come anche il lavoro);

lavoro negativo vuol dire che noi dall'esterno dobbiamo fornire il lavoro sul veicolo affinché questo subisca le trasformazioni volute. Inoltre il ciclo a funzione operatrice è percorso in senso antiorario, e questo è il caso,

NEL CASO DI IMPIANTO A FUNZIONE OPERATICE FORNITO UN CALORE Q_2 , FACENDO UN LAVORO L_c ; IL SISTEMA RILASCI UN CALORE $|Q_1|$ E UN LAVORO L_g RILASCIATO. ESSENDO L'AREA DI SECONDO PRINCIPIO, ALLORA I CONTRIBUTI NEGATIVI PRESENTANO SE QUELLO POSITIVI; QUESTO UOCC PIÙ CHE IL CALORE CESPITO È TROVATO DI QUELLO ASSORBITO PERCHÉ DEVO TONDERE CONTO DEL LAVORO FORNITO CHE È MOLTO PIÙ GRANDE DI QUELLO RILASCIATO. PER QUESTO TIPO DI CICLO HO 2 POSSIBILITÀ:

a) REALIZZARE UN CICLO FRIGORIFERO; b) REALIZZARE UNA POMPA DI CALORE;

NEL CICLO FRIGORIFERO L'ASPETTO CHE INTERESSA È IL CALORE SOTTRATTO ALL'AMBIENTE ESTERNO; SE QUESTO CICLO SI FA ESSERE ACCANTO AD UNA COCCA A CUI SOTTRARRE CALORE, ALL'INTERNO DELLA COCCA SI RAGGIUNGONO BASSE TEMPERATURE. IL PROBLEMA CHE SI PRESENTA IL LAVORO ESTERNO PER FAR QUESTO È INOLTRE UNA SERPENTINA SI OCCUPA PIÙ RILASCIARE CALORE. IL CALORE RILASCIATO DAL FRIGORIFERO VERSO L'ESTERNO È TROVATO DI QUELLO SOTTRATTO ALLA COCCA. SE INVECE LA COCCA LA METTOSIMO IN CORRISPONDENZA DI $|Q_1|$, NOI RILASCIANDO LA COCCA MOLTO DI PIÙ DI QUANTO ABBIAMO RAPPRESENTATO LA COCCA PRESENTANTE, IN SOSTANZA ABBIAMO CREATO UNA POMPA DI CALORE (O RISCALDARE DI AMBIENTE). QUINDI A SECONDA DI DOVE USIAMO PIÙ ALTE L'UTILIZZARE IL NOSTRO DUE CONSEGUENZE DISTINTE.

USIAMO QUANTO INDICE CHE UNUTA LA BONTÀ DI QUESTI CICLI. UNO DEI CRITERI CHE UNUTA LA BONTÀ DI UN CICLO A FUNZIONE MOTRICE È IL RENDIMENTO INDICATO (O INTERNO) η_i DEFINITO COSÌ:

$$\Rightarrow \eta_i = \frac{\text{RISULTATO}}{\text{SPESA}} = \frac{L_i}{Q_1} \rightarrow \text{IN QUESTO CASO IL LAVORO INDICATO È UOCCO IL LAVORO ESTERNO} = \frac{L_g - |L_c|}{Q_1} = \frac{Q_1 - |Q_2|}{Q_1} = 1 - \frac{|Q_2|}{Q_1};$$

SIAMO $|Q_2| < Q_1$ ALLORA $|Q_2|/Q_1 < 1$ QUINDI η_i È UN UOCCO
 È PROPRIO RENDIMENTO; L'OPPORTO UTILI RILASCIATO È TROVATO POCO SPESA, SE PER ESISTENZA $\eta_i = 0$ È UOCC PIÙ CHE HO SPESA
 TO L'80% DI QUELLO CHE È STATO SPESA. PER IL CICLO A FUNZIONE OPERATICE INTRODUCIAMO 2 COEFFICIENTI:

a) NELL'APPROCCIONE FRIGORIFERA ABBIAMO IL COEFFICIENTE DI PRESTAZIONE (COP):

$$\Rightarrow \text{COP} = \frac{\text{OPPORTO UTILI}}{\text{SPESA}} = \frac{Q_2 \text{ (CALORE SOTTRATTO)}}{L_i \text{ (LAVORO FORNITO)}} = \frac{Q_2}{|L_c| - L_g} = \frac{Q_2}{|Q_1| - Q_2} = \frac{Q_2/|Q_1|}{1 - Q_2/|Q_1|} \quad (Q_2 < |Q_1|)$$

QUESTO NON È UN UOCCO È PROPRIO RENDIMENTO, MA UN INDICE DI UNUTAZIONE DI EFFICIENZA DEL NOSTRO SISTEMA.

b) NELL'APPROCCIONE DELLA POMPA DI CALORE ABBIAMO IL COEFFICIENTE POMPA DI CALORE (COH):

$$\Rightarrow \text{COH} = \frac{\text{OPPORTO UTILI}}{\text{SPESA}} = \frac{|Q_1| \rightarrow \text{CALORE CESPITO IL RISCALDARE}}{L_i \rightarrow \text{LAVORO FORNITO}} = \frac{|Q_1|}{|L_c| - L_g} = \frac{|Q_1|}{|Q_1| - Q_2} = \frac{1}{1 - Q_2/|Q_1|};$$

SI OSSERVA CHE COP E COH SONO COLATI TRA DI COLO, INFATTI:

$$\Rightarrow 1 - \frac{Q_2}{|Q_1|} = \frac{1}{\text{COH}} \Rightarrow \frac{Q_2}{|Q_1|} = 1 - \frac{1}{\text{COH}} \Rightarrow \text{COP} = \frac{(\text{COH} - 1)/\text{COH}}{1/\text{COH}} = \text{COH} - 1;$$

ANCHÈ COH NON È UN RENDIMENTO PERCHÉ IL CALORE Q_2 CHE RAPPRESENTA DI CUI SI PUÒ OSSERVA MOLTO RILASCIATO
 BEN PIÙ GRANDE DEL LAVORO SPESA, QUESTO LAVORO LO RAPPRESENTA DI ASSORBITO Q_2 E CESPITO $|Q_1|$. QUESTA È UNA ACCOCCA

questo reagente). Durante questo processo viene rilasciato il calore Q , stavolta la camera brucia il calore in quanto questo processo può essere controllato, e invece la camera non trattiene calore in esterno, messo scriviamo il 1° principio tra a) e b):

$\Rightarrow Q = \Delta U + L_e + \Delta E$ (il pedice "1" indica i prodotti); i contributi energetici ΔE sono nulli in quanto, pensando all'energia chimica, il baricentro pesca la stessa quantità di materia prima e ritorna sotto alla pila, mentre, pensando all'energia potenziale, il baricentro non ha cambiato quota. Il calore L_e , invece, il calore esterno scambiato tra il fluido e l'esterno attraverso le pareti di superficie, è nullo in quanto le pareti sono perfette. Inoltre, non passando da a) $\rightarrow$ b) la variazione di energia interna è solo di natura termica in quanto la composizione chimica non cambia. Quindi:

$\Rightarrow Q = (m_g + m_b) \cdot c_v' (T_2' - T_3)$ con c_v' dei prodotti combustibili e $T_2' = T_2$, mentre $T_2' < T_3$ quindi il calore è negativo. Questo calore è il potere calorifico; siccome è scritto anche il "°" nell'espressione di questo numero, allora possiamo scrivere:

$\Rightarrow -Q = (m_g + m_b) c_v' (T_2 - T_3) \Rightarrow Q = (m_g + m_b) c_v' (T_3 - T_2)$; continuando di secondo conseguenza abbiamo espresso il ragionamento inverso, invece, se partiamo dai gas combustibili alla stessa temperatura dei reagenti, allora Q è il calore che possiamo fornire affinché si arrivi alla temperatura di combustione. Il calore Q è una quantità energetica complessiva (è espresso in MJ), ma dato spesso è correlato rispetto all'unità di massa, solo che a ragioni storiche di peripetie e ripetizioni alla massa della miscela aria-combustibile, ma alla massa del solo combustibile:

$\Rightarrow Q = m_b \cdot H \Rightarrow H = \frac{Q}{m_b}$; quindi attraverso una opportuna definizione di potere calorifico possiamo calcolare la temperatura di combustione, anche la T_3 è possibile farlo a pressioni e velocità costanti:

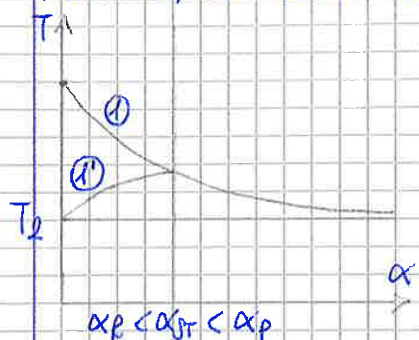
$$\Rightarrow T_{3v} = T_2 + \frac{H_{lv}}{[(m_g + m_b)/m_b] \cdot c_v'}; \quad T_{3p} = T_2 + \frac{H_{lp}}{[(m_g + m_b)/m_b] \cdot c_p'}$$

Siccome in genere i poteri calorifici a pressioni e velocità costanti sono diversi in quanto dipendono dal numero di moli di prodotto rispetto questo dei reagenti, allora $T_{3v} \neq T_{3p}$; oppure anche se si può dire che in una trasformazione a pressioni costanti, parte dell'energia di combustione non va a aumentare la temperatura, ma viene usata a fare lavoro su una parete mobile (questo spiega anche il fatto che $c_p < c_v$), quindi bisogna fornire più calore per raggiungere la stessa temperatura. Se consideriamo il metano, allora vale che i due poteri calorifici sono uguali ($H_{lv} = H_{lp}$) in quanto il numero di moli dei reagenti è uguale a quello dei prodotti.

Osservando le due espressioni della temperatura di combustione possiamo definire un altro parametro, anche il

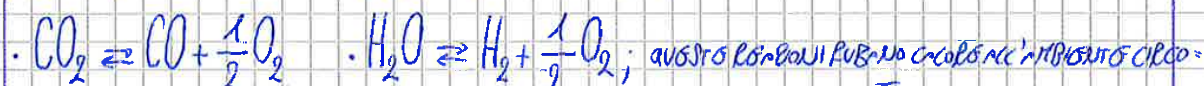
$$\Rightarrow \frac{m_a}{m_a} \frac{m_{b,ST}}{m_b} \cdot m_b \cdot H_{LIV} \Rightarrow \frac{m_a/m_b}{m_a/m_{b,ST}} \rightarrow \text{DOSSATURA RICCA} = \frac{\alpha_P}{\alpha_{ST}} < 1;$$

QUESTO RAPPORTO UNICO I SECONDO STANTO LAVORANDO IN DOSSATURA STOICHIOMETRICA, MA SE LA DOSSATURA RICCA DIMINUISCE SEMPRE DI PIÙ, ALLORA IL RAPPORTO DIVENTA INFERIORE RISPOSTO ALL'UNITÀ. RITORNIAMO AL GRAFICO:

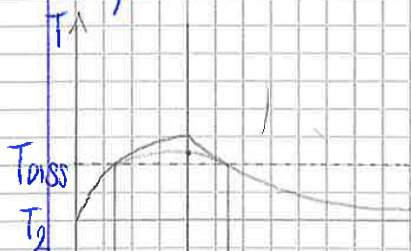


LA PRESENZA DEL FATTORE DI CORREZIONE IN DOSSATURA RICCA FA IN MODO CHE LA TEMPERATURA NON SEGUA PIÙ LA CURVA (1), MA SEGUA LA CURVA (1') IN QUANTO PER $\alpha_P \rightarrow 0$ (QUESTO PER $m_b \rightarrow +\infty$) LA TEMPERATURA T_2 NON SI DISTACCA DA T_2 . QUINDI SIA CHE SIA TROPPO COMBUSTIBILE O TROPPO POCA, IN ENTRAMBI I CASI LA COMBUSTIONE NON CI DA VALORI DI TEMPERATURA APPRECCIABILI. A MANO A MANO CHE α_P AUMENTA CI SI AVVICINA DI PIÙ ALLA CONDIZIONE STOICHIOMETRICA.

TRATTIAMO UN ALTRO FENOMENO CHE SI VERIFICA NELLA COMBUSTIONE E' LA DISSOCIAZIONE; QUANDO I PRODOTTI DI COMBUSTIONE SI TROVANO IN UN AMBIENTE MOLTO CALDO, ALLORA GLI MOLECOLE DEI PRODOTTI TENDONO A DISSOCIARSI SECONDO GLI ESEMPI:



QUESTI FENOMENI AVVENGONO NELL'AMBIENTE CALDO STANTO, QUINDI LA PERCENTUALE DI MOLECOLE DISSOCIATE AUMENTA SE LA TEMPERATURA T_2 AUMENTA E' ELEVATA. IN GENERALE SI DA UNA TEMPERATURA DI SOGLIA DOSSA DISSOCIAZIONE CHE E' AL PROPRIO ADEMPIMENTO UNICO $T_{DISS} = 1850 K$. QUINDI DI TUTTA L'ENERGIA PRODOTTA DALLA COMBUSTIONE, UNA CERTA QUOTA VIENE SPESA A SEPARARE GLI MOLECOLE, NON PER INCREMENTARE LA TEMPERATURA; QUINDI LA T_2 AUMENTA E' PIÙ BASSA DI QUELLA CHE AVREI SENZA DISSOCIAZIONE. QUESTO FENOMENO AVVIENE AL DI SOPRA DI T_{DISS} ENTRO I LIMITI DI DOSSATURA ATTORNO ALLO STOICHIOMETRICO (DOSSA T_2 ECCEDERE LA SOGLIA).

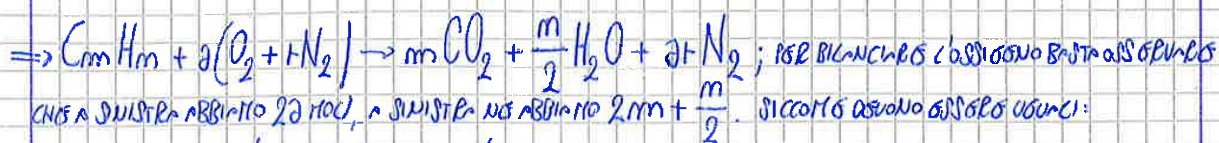


IL MAGGIORE DISCREPANTO LO AUMENTO IN CORRISPONDENZA DOSSA STOICHIOMETRICA, QUINDI IL PUNTO MASIMO SARA PIÙ BASSO RISPOSTO A QUELLO DI PRIMA. NOTANDO L'ECCEDENZA E' MINORE, MA NON ESSENDO IN CONDIZIONI STOICHIOMETRICHE GLI TEMPERATURE PIÙ ALTI SI TROVANO SEMPRE INTORNO ALLO STOICHIOMETRICO. QUINDI IL MASSIMO LO AUMENTO SEMPRE SULLO STOICHIOMETRICO.

C'E' UN ALTRO FENOMENO DA TENERE IN CONSIDERAZIONE: ABBIAMO INTRODOTTO UN FATTORE CORRETTIVO DOSSA DISSOCIAZIONE NELLA DOSSATURA RICCA E IL GRADO DI DISSOCIAZIONE (PRESENTI E ANCHE NELLA COMBUSTIONE PERFETTA), ADDESSO IN UNITO ACCORRE INTERPRETARE GLI SCAMBIE TERMICI. NESSUNA COMBUSTIONE E' ADIABATICA IN QUANTO GLI SCAMBIE TERMICI DOSSA DISSOCIAZIONE DI TEMPERATURA PORTANO IN MODO INEQUIVOCABILE AL RAGGIUNGERE IL PUNTO DOSSA EQUILIBRIO TERMICO. QUESTO FENOMENO ABBASSA ULTERIORMENTE LA TEMPERATURA RAGGIUNTA. DI SICURO IL CALORE PERDUTO PER EFFETTO DOSSA SCAMBIE TERMICI (COME ANCHE QUELLO PERDUTO PER DISSOCIAZIONE) SI ESPRIME COME:

$$\Rightarrow Q_{ST} = \dot{Q}_{ST} (m_b H_{LIV}); \quad Q_{DISS} = \dot{Q}_{DISS} (m_b H_{LIV}); \quad \text{QUINDI CON UNA PRABONE DOSSA ENERGINA}$$

QUINDI L'EQUAZIONE BILANCIATA DIVENTA:



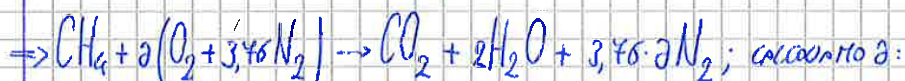
$$\Rightarrow 2a = 2m + \frac{n}{2} \Rightarrow a = m + \frac{n}{4}; \text{ QUESTO COEFFICIENTE A DIPENDE DA QUALSIVOGIA TIPO DI COMBUSTIBILE.}$$

RIPRENDIAMO UN ATTILO LA DEFINIZIONE DI DOSATURA STOICHIOMETRICA RICORDANDO CHE LA MASSA SI PUÒ SCRIVERE COME IL PRODOTTO TRA GLI HOCl E LA MASSA MOLECOLARE:

$$\Rightarrow \alpha_{ST} = \frac{m_a}{m_b} = \frac{m_a M_a}{(m_b) M_b}; \text{ LE REAZIONI DI ASSORBIMENTO IN GENERALE SI SCRIVONO FACENDO RIFERIMENTO AD UNA SOLA MOLE DI COMBUSTIBILE, QUINDI } m_b = 1. \text{ SE AVESSIMO AVUTO } m_b = 2 \text{ ALLORA LA DOSATURA}$$

STOICHIOMETRICA AVREBBE RICHIESTO IL DOPIO DEGLI HOCl DI ALA NECESSARI, QUINDI IL RAPPORTO È SEMPRE LO STESSO. DUNQUE POSSIAMO PENSARE DI SCRIVERE LA DOSATURA STOICHIOMETRICA IN FUNZIONE DELLA REAZIONE SCRITTA PRIMA:

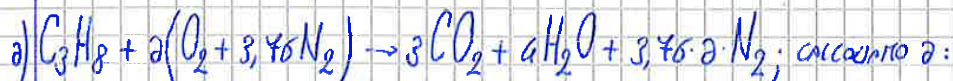
$$\Rightarrow \alpha_{ST} = a \frac{M_{O_2} + 1/2 M_{N_2}}{M_b} \text{ CON } M_{O_2} + 1/2 M_{N_2} \text{ LA QUANTITÀ DI ALA CORRISPONDENTE AD UNA MOLE DI COMBUSTIBILE; SE ABBIAMO 1 MOLE DI OSSIGENO E 3,76 DI AZOTO, ALLORA QUESTA QUANTITÀ DI ALA CORRISPONDE A 4,76 HOCl. SAPENDO CHE } M_{O_2} = 32 \text{ E } M_{N_2} = 28 \text{ ALLORA 1 MOLE DI ALA NON PUÒ ESSERE. QUESTA QUANTITÀ ALLA MASSA MOLECOLARE } 32 + 3,76 \cdot 28 \text{ CORRISPONDE A 4,76 HOCl DI ALA NELLA COMPOSIZIONE STANDARD. ADesso FACCIAMO QUALCUNO ESERCIZIO DI BILANCIAMENTO STOICHIOMETRICO, PER ESEMPLO CONSIDERIAMO IL METANO:}$$



$$\cdot 2a = 2m + \frac{n}{2} \text{ CON } m = 1 \text{ E } n = 4 \Rightarrow 2a = 2 + 2 \Rightarrow a = 2; \text{ QUINDI LA DOSATURA STOICHIOMETRICA:}$$

$$\cdot \alpha_{ST}(CH_4) = 2 \cdot \frac{32 + 3,76 \cdot 28}{12 \cdot 1 + 1 \cdot 4} = 17,16;$$

ADesso MOSTRIAMO A CONFRONTO DUE COMBUSTIBILI, QUALI IL PROPANO E L'ALCOOL PROPILICO:



$$\cdot 2a = 2m + \frac{n}{2} \text{ CON } m = 3 \text{ E } n = 8 \Rightarrow 2a = 2 \cdot 3 + 1 \cdot 4 = 10; \text{ QUINDI LA DOSATURA STOICHIOMETRICA:}$$

$$\cdot \alpha_{ST}(C_3H_8) = 5 \cdot \frac{32 + 3,76 \cdot 28}{3 \cdot 12 + 1 \cdot 8} = 15,6;$$



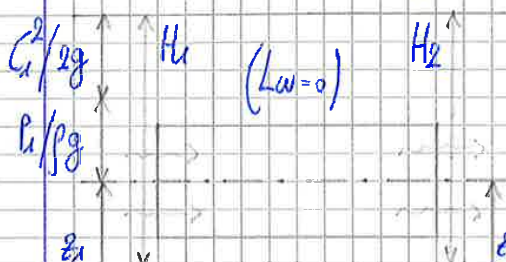
$$\cdot 2a + \textcircled{1} = 2 \cdot 3 + 1 \cdot 4 = 10 \Rightarrow a = 4,5 \text{ (IL CIRCULO INDICA UN OSSIGENO IN PIÙ PER GLI OH)}; \text{ QUINDI LA DOSATURA STOICHIOMETRICA:}$$

$$\cdot \alpha_{ST}(C_3H_7OH) = 4,5 \cdot \frac{32 + 3,76 \cdot 28}{3 \cdot 12 + 1 \cdot 8 + 1 \cdot 16} = 10,3;$$

RELLA CONDOTTA) & QUELLI CON PERDITE 2 (QUESTA RELLA CONDOTTA):

$$\Rightarrow g \left[\left(z_1 + \frac{p_1}{\rho g} + \frac{C_1^2}{2g} \right) - \left(z_2 + \frac{p_2}{\rho g} + \frac{C_2^2}{2g} \right) - Y_w \right] = 0 \text{ con } Y_w = \frac{L_w}{g} [m];$$

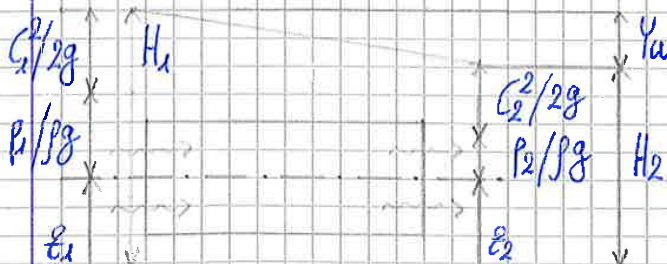
LA SOMMA DELLA QUOTA GEODETICA & DELLA QUOTA BAROMETRICA $\left(z + \frac{p}{\rho g} \right)$ DANNO LA COSIDDETTA QUOTA PIEZOMETRICA & SI INDICA CON h ; LA SOMMA DELLA QUOTA PIEZOMETRICA CON LA QUOTA CINETICA DANNO LA QUOTA TOTALE (OSTO ANCHE CARICO TOTALE) & SI INDICA CON H IN GENERALE. OSSERVANDO CHE SE IN UN CONDOTTO NON CI SONO PARTI MOBILI & NON CI SONO DISSIPAZIONI RECIPRODINAMICHE VISCOSE, ALLORA IL CARICO TOTALE SI CONSERVA TRA INGRESSO & USCITA.



IN QUESTO CASO ABBIAMO STESSA QUOTA GEODETICA, QUINDI $z_1 = z_2$. IN SECONDO LUOGO AVENDO UN CONDOTTO A SEZIONI COSTANTI, ALLORA PER L'EQUAZIONE DI CONTINUITA' DELLA PORTATA IN MASSA:

$z_1 = z_2 \Rightarrow \rho_1 A_1 C_1 = \rho_2 A_2 C_2$ SICCOME $A_1 = A_2$ & $\rho_1 = \rho_2$ ALLORA DEDUCIAMO CHE ANCHE LE USCITE SONO LE STESSA, QUINDI IL TORRONE GEODETICO & QUELLO CINETICO SONO COSTANTI, DI CONSEGUENZA IL TORRONE BAROMETRICO E' ANCHE ESSO COSTANTE. E' OVVIO CHE SE CONSIDERIAMO UN CONDOTTO CON $A_1 \neq A_2$, ANCHE SE $\rho_1 = \rho_2$, AVREMO CHE $C_1 \neq C_2$; SE RISULTA CHE $z_1 \neq z_2$ PERCHÉ INGENUO ABBIAMO INCLINATO L'ASSE, ALLORA IN MOSTRO CHE, ANCHE SE NON CI SONO DISSIPAZIONI, LA PRESSIONE CAMBIA. PERO', SE NON CI SONO DISSIPAZIONI, LA SOMMA DI QUESTI 3 TORRONI, CHIAMATI ANCHE TORRONI DI BERNOULLI, RIMANE COSTANTE. IL TRINOMIO DI BERNOULLI RAPPRESENTA PROPRIO IL CARICO TOTALE. POSSIAMO SCRIVERE:

$\Rightarrow H_1 = H_2 + Y_w$; SE NON CI SONO PERDITE IL CARICO TOTALE SI CONSERVA, MA SE CI SONO PERDITE RECIPRODINAMICHE (CHE SONO SEMPRE POSITIVE) ALLORA $H_2 < H_1$ QUINDI IL CARICO TOTALE VA A CALARE MAN MAN PROGRESSIVO DALLA CONDOTTA A CAUSA DELLE PERDITE. LA Y_w PER CHIAMARLA E' L'INTERVALLO DI TUTTE LE PERDITE INCIDENTI DURANTE IL FLUSSO NEL CONDOTTO. RIACCORRIMO LO SCHEMA DI PRIMA CONSIDERANDO LE PERDITE:



PER LE STESSA RAGIONI DI PRIMA UNICO SEMPRE CHE LA QUOTA GEODETICA & QUELLA CINETICA NON CAMBIANO IN QUANTO IL CONDOTTO HA SEZIONI COSTANTI. QUESTO UOCC DICE CHE LE PERDITE SI HANNO POSTANDO INTERVALLI DI CAPUTE DI PERDIZIONE, OUNERO $p_2 < p_1$. NOC CASO

PIU' GENERALE IN CUI ALL'INTERNO DELLA PARTI MOBILI, ALLORA UNO CHE $L_i \neq 0$; QUINDI NOC CASO GENERALE IL CARICO TOTALE NON DIMINUISCE SOLO A CAUSA DELLE DISSIPAZIONI RECIPRODINAMICHE, MA ANCHE PERCHÉ IL FLUIDO SCAMBIA UN CALORE MECCANICO DI POSTAMENTO CON LE PARTI MOBILI. IL FLUIDO PIU' CALORABE IN CONDIZIONI MOTRICHE SE IL FLUIDO IN MOVIMENTO

USCITA E C'È CONTINUITÀ ALL'USCITA DALLA SEZIONE 2. QUINDI LE PERDITE LOCALI POTREMO SCRIVERLE COSÌ:

$\cdot L_{WL} = L_{Wdeg} = \int_e \frac{W^2}{2}$; QUINDI LO SCRIVIAMO COME LE PERDITE DISTRIBUITE, MA CON UN COEFFICIENTE $\int_e$ CHE HA LO STESSO UNICO DI CARICA. QUINDI SI RIPRENDE L'EQUAZIONE DELL'ENERGIA:

$\Rightarrow L_i = -\frac{1}{\rho}(P_2 - P_1) - L_W(1 \rightarrow 2) - \frac{C_2^2 - C_1^2}{2} - g(z_2 - z_1)$; CON $L_W(1 \rightarrow 2)$ LA SOMMA DI TUTTE LE PERDITE DALLA SEZIONE 1 ALLA SEZIONE 2, LOCALI E DISTRIBUITE E UNIFICATE CON QUESTA EQUIVALENZA INOLTRE:

$\cdot L_W(1 \rightarrow 2) = g Y_W(1 \rightarrow 2) = g y \cdot l(1, 2)$; INFATTI SE PENSIAMO ALE PERDITE DISTRIBUITE, QUESTE SONO PORTATE IN CAUSA INFLUENZE DELLA LUNGHEZZA $l(1, 2)$ DELLA CONDOTTA; DUNQUE LA PERDITA DA CARICO y È QUELLA INTRINSECA ALLA CONDOTTA (PER UNITÀ DI LUNGHEZZA) E DIPENDE DALLE SUE CARATTERISTICHE (MATERIE, TIPO DI FLUIDO, RUGOSITÀ SUPERFICIE, RAGGIO IDRAULICO). QUINDI PER PENSARCI LE PERDITE LOCALI E EQUIVALENTI A QUELLE DISTRIBUITE:

$\cdot Y_{loc} = y \cdot l(\text{SEGMENTO})$; QUINDI LE PERDITE LOCALI POSSIAMO PENSARCI CHE ABBIAMO LO STESSO UNICO DI PERDITE PER UNITÀ DI LUNGHEZZA y , MA PER APPLICARLE ALLO STESSO UNICO MATEMATICO DOVREMO MOLTIPLICARLE PER LA LUNGHEZZA DEL SEGMENTO CHE SPORGE FUORI DALLA SEZIONE 2 E CHE CORRISPONDE ALE PERDITE LOCALI.

ADesso PARLIAMO DI AERIFORMI CHE SI DISTINGUONO IN CALDI E FREDDI. RISPETTO AI LIQUIDI GLI AERIFORMI NON HANNO DENSITÀ COSTANTE, QUESTA DIPENDE DALLE CONDIZIONI TERMICHE DINNANTO CHE COME PER LE SOLIDITÀ E TEMPERATURA. INIZIAMO A TENTARE DI FAR RIFACENDOCI ALLA SOLITA CONDOTTA:

P_1, T_1

$\sqrt{1} = 1/\rho_1$

P_2, T_2

$\sqrt{2} = 1/\rho_2$

DI NUOVO IL 1° PRINCIPIO TERMICO DOSSO E USCITA:

$\cdot Q = \Delta h + L_i + \Delta E_k + \Delta E_g$ ①

$\cdot L_i = -\frac{2}{1} \int \sqrt{P} - L_W - \Delta E_k - \Delta E_g$ ②

IN QUESTO CASO È MEGLIO USARE L'EQUAZIONE ① E INIZIAMO A RIFERIRCI AD UNA TRASFORMAZIONE ADIABATICA ($Q=0$); E GLI AERIFORMI INOLTRE IL TERMO DEI GRADIENTI ΔE_g È TRASCURABILE RISPETTO ALE TERMI IN QUANTO LA DENSITÀ È MOLTO BASSA. INOLTRE $L_i = 0$ PER L'ASSENZA DI PERDITE NELLA CONDOTTA. DALLA ① OTTIENIAMO:

$$\Rightarrow 0 = (h_2 - h_1) + \frac{C_2^2 - C_1^2}{2} = \left(h_1 + \frac{C_1^2}{2}\right) - \left(h_2 + \frac{C_2^2}{2}\right); \text{ LA QUANTITÀ } h + \frac{C^2}{2} \text{ È DETTA ENTALPIA TOTALE}$$

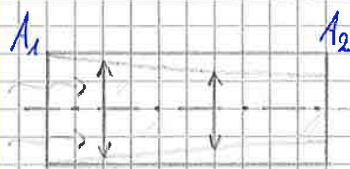
E SI INDICA CON h QUINDI IN UN FLUSSO DI UN AERIFORME IN STATO PERMANENTE IN CONDIZIONI ADIABATICHE SI CONSERVA L'ENTALPIA TOTALE (DETTA ANCHE ENTALPIA DI RACCONTAMENTO ISENTROPICO), OVVERO $h_1 = h_2$. SICCOME È UN GAS L'ENTALPIA STATICA $h = c_p \Delta T$ ALLORA:

$$\Rightarrow 0 = c_p \left[\left(T_2 + \frac{C_2^2}{2c_p}\right) - \left(T_1 + \frac{C_1^2}{2c_p}\right) \right] \text{ SICCOME } c_p \text{ SI CONSERVA, ALLORA ANCHE LA QUANTITÀ } T + \frac{C^2}{2c_p}, \text{ DETTA TEMPERATURA TOTALE, SI MANTIENE COSTANTE SU OGNI SEZIONE,}$$

LA DIFFERENZA DI PRESSIONE MOLTIPLICATA PER LA SEZIONE TU DA UNA PIREA E UNA POREA CREA UN'ACCELERAZIONE, QUINDI ANCHE SE IL FLUIDO NON SI ESPANDESS, LA DIFFERENZA DI PRESSIONE SPINGEREBBE RISTABILIRLO IL FLUIDO; IN SECONDO LUOGO SE IL FLUIDO E' PERFETTO, ALLORA IL FATTO CHE C'IN UNA PRESSIONE A VALLE PIU' BASSA LO COSTRINGE AD ESPANDERSI E OCCUPARE PIU' SPAZIO. QUINDI IL FLUIDO SI SPOSTA E TENDONO CIOA AD ESPANSIONE. SE LA PRESSIONE DI VALLE E' UGUALE A QUELLA DI MONTA ALLORA IL FLUIDO E' PERFETTO E LA PORTATA E' ZERO; SE LA PRESSIONE A VALLE VIENE ABBASSATA ALLORA IL FLUIDO INIZIA A MUOVERSI E QUANTO PIU' L'ABBASSAMENTO E' NOTOSUO, TANTO PIU' L'ESPANSIONE E' EFFICACE. SE PRENDIAMO LA POLITROPICA:

$$\Rightarrow P = P_0 \left(\frac{P}{P_0} \right)^{1/K}; \text{ SE LA PRESSIONE } P \text{ SI ABBASSA, ANCHE LA DENSITA' } \rho \text{ SI ABBASSA; E LA VELOCITA' ?}$$

$\Rightarrow C = \text{costante} \cdot \sqrt{1 - \gamma T^{K-1/K}}; \text{ SE } P \text{ SI ABBASSA, ALLORA } T \text{ SI ABBASSA E QUINDI LA VELOCITA' AUMENTA (PEN- SANDO A BERNOULLI SE DIMINUISCE IL TERMINE BAROMETRICO AUMENTA QUELLO CINETICO)}. \text{ IN PARTICOLARE LA VELOCITA' AUMENTA DI PIU' RAPIDO ALL'ABBASSAMENTO DI PRESSIONE. MA SE } \gamma \text{ DEVE RESTARE COSTANTE, COME PIANO A COMPEN- SARE QUESTI DUE EFFETTI? } \gamma \text{ DEVE CAMBIARE, IN PARTICOLARE DEVE DIMINUIRE. QUESTO ACCADE QUANDO SI PARTE DA PORTATE ZERO E VELOCITA' ZERO, QUINDI L'ABBASSAMENTO DI PRESSIONE A VALLE VIENE ABBASSATA POCO E UETA FINO A QUANDO NON SI RAGGIUNGE LA VELOCITA' DEL SUONO. QUINDI IN REGIME SUBSONICO, ABBASSANDO LA PRESSIONE LA VELOCITA' AUMENTA IN MISURA MINORE E SI COMPENSA LO SQUILIBRIO LA SEZIONE DEVE DIMINUIRE, OGGIHO:$



L'ABBASSAMENTO DELLA PRESSIONE A VALLE FA DIMINUIRE LA PRESSIONE DI ADESIONE SUL FLUIDO ALLO PARTE, QUINDI IL FLUIDO SI STACCA DALLA PARTE. IL FLUIDO ASSUME UN PROFILO CONVERGENTE IN QUANTO A DEVE DIMINUIRE. IN QUESTO CASO CO'

L'EFFLUSSO NON E' PIU' GUIDATO DALLA PARTE, QUINDI NON E' PIU' ISOCENTROPICO E QUINDI CI SONO POCHE DISSIPAZIONI CHE FINORA AVIAMO TRASCURATO.

DESSO PRENDIAMO IN CONSIDERAZIONE 4 PERCEZIONI:

- POLITROPICA (CHE IN UN CASO IDEALE MINOTTE E' ISOCENTROPICA);
- L'EQUAZIONE DELL'ENERGIA;
- DEFINIZIONE DELLA VELOCITA' DEL SUONO;
- DEFINIZIONE DEL NUMERO DI MACH;

PONIAMO INIZIALMENTE $P/P_0 = 1$ QUINDI LA PRESSIONE A VALLE E' QUELLA TOTALE E LA PORTATA E' ZERO. ABBASSANDO LA PRESSIONE LA VELOCITA' INIZIA A CRESCERE E IN QUESTO PRIMO CASO QUESTA VELOCITA' SONO MINORI DI QUELLA DEL SUONO. QUESTA CONDIZIONE DEL FLUIDO A CONTRASTA VERSO L'ASSE APUISCE FINCHE' LA VELOCITA' DI EFFLUSSO E' INFERIORE A QUELLA DEL SUONO. QUINDI SE SARA' MASSIMO LE PARTE IN MODO DA ABBANDONARE IL FLUIDO, QUESTO NON SI DETACCHEREBBE E QUINDI SI POTREVA CONSIDERARE

ADDESSO RITENIAMO DI DEFINIRE IL NUMERO DI MACH. PRENDIAMO L'ESPRESSIONE ②:

$$\Rightarrow \frac{dC}{C} - \frac{dp}{p} - \frac{dp/dp}{C^2} = \left(\frac{dp}{dp} = C_s^2 \right) = - \frac{dp}{p} \frac{C_s^2}{C^2} = - \frac{dp}{p} \frac{1}{(C/C_s)^2}; \text{ IL NUMERO DI MACH È DEFINITO COSÌ:}$$

• $M_a = \frac{C}{C_s}$ QUINDI IL RAPPORTO TRA LA VELOCITÀ LOCALE DEL FLUIDO E LA VELOCITÀ LOCALE DEL SUONO. SE IL FLUIDO HA UNA VELOCITÀ PIÙ BASSA DI QUELLA DEL SUONO ($C < C_s$) ALLORA IL FLUSSO È SUBSONICO; SE INVECE $C > C_s$ ALLORA IL FLUSSO È SUPERSONICO; SE INVECE $C = C_s$ QUINDI IL FLUIDO HA LA STESSA VELOCITÀ CON CUI SI PROPAGANO LE ONDE AL SUO INTERNO, ALLORA IL FLUSSO È SONICO. ALLORA:

$$\textcircled{3} \Rightarrow \frac{dC}{C} - \frac{dp}{p} \frac{1}{M_a^2} = - \frac{dp}{p} \frac{1}{K} \frac{1}{M_a^2}; \text{ QUINDI SE DIMINUISCE LA PRESSIONE AUMENTA LA VELOCITÀ, MA QUESTO UFFICIO SOLO SE SIAMO IN REGIME SUBSONICO, QUINDI } M_a < 1 \text{ (IL DENOMINATORE DI } 1/M_a^2 \text{ DIVENTA PIÙ GRANDE). QUINDI LA VELOCITÀ AUMENTA PIÙ DI QUANTO NON SI SIA ABBASSATA LA PRESSIONE, E QUINDI LA CONTINUAZIONE DELLA UGNA FLUIDA CHE TENDE A CONVERGERE MUNDO IN REGIME SUBSONICO. DALLA DEFINIZIONE DI } C_s \text{ POSSIAMO ESPRIMERE IL NUMERO DI MACH COSÌ:}$$

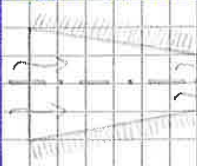
$$\Rightarrow M_a = \frac{C}{C_s} = \left(\frac{2K}{K+1} RT^0 \right)^{-1/2} \cdot C \text{ (QUANTO È VELOCITÀ DEL SUONO È NUMERO DI MACH UNICO RISPETTO ALLA STESSA SEZIONE);}$$

ADDESSO POSSIAMO STUDIARE L'ESPANSIONE ISOTERMICA DI UN GAS IN MOTO PERMANENTE IN UNA CONDOTTA IN MODO GEOMETRICAMENTE. PARTIAMO DALL'EQUAZIONE DELLA PORTATA IN MASSA:

$$\begin{aligned} \cdot \dot{G} &= pAC \Rightarrow \text{(DIFFERENZIAMO)} \Rightarrow d\dot{G} = A \cdot C dp + pC dA + pA dC \text{ (DIVIDIAMO PER } \dot{G}): \\ \Rightarrow \frac{d\dot{G}}{\dot{G}} &= \frac{A C dp}{\dot{G}} + \frac{pC dA}{\dot{G}} + \frac{pA dC}{\dot{G}} = \frac{dp}{p} + \frac{dA}{A} + \frac{dC}{C} = \frac{dA}{A} + \frac{dC}{C} \left[1 + \frac{dp/p}{dC/C} \right] = \\ &= \text{(DALL'ESPRESSIONE ③)} = \frac{dA}{A} + \frac{dC}{C} [1 - M_a^2]; \text{ VISTO CHE, ESSENDO IN MOTO PERMANENTE, LA PORTATA IN MASSA È COSTANTE, ALLORA LA SUA PORTATA È NULLA, QUINDI:} \end{aligned}$$

$$\cdot \frac{d\dot{G}}{\dot{G}} = 0 \Rightarrow \frac{dA}{A} + \frac{dC}{C} [1 - M_a^2] = 0; \text{ ADDESSO FACCIAMO LE SEGUENTI CONSIDERAZIONI:}$$

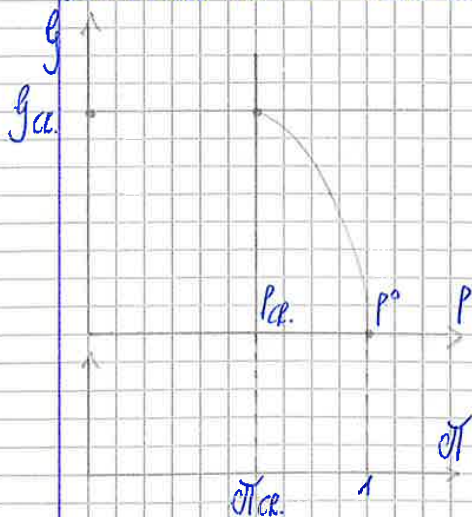
a) SE SIAMO IN REGIME SUBSONICO, QUINDI $M_a < 1$, ALLORA $(1 - M_a^2) > 0$; IN CASO DI ESPANSIONE ($dp/p < 0$) LA VELOCITÀ AUMENTA E QUESTO SI TRADUCE IN UN AUMENTO DELLA SEZIONE DI PASSAGGIO. QUINDI PARLAMO DI UN CONDOTTO CONVERGENTE:



IN UN CONDOTTO CONVERGENTE LA SEZIONE SI RIDUCE E ACCOMPAGNA LA TENDENZA SPONTANEA DELLA VELOCITÀ A CRESCERE A CAUSA DELLA RIPPRESSURIZZAZIONE. UN CONDOTTO DI QUESTO TIPO È DETTO OPPOSIZIONE ED È CONVERGENTE IN REGIME SUBSONICO;

b) SE SIAMO IN REGIME SUPERSONICO, QUINDI $M_a > 1$, ALLORA $(1 - M_a^2) < 0$; IN CASO DI ESPANSIONE SUPERSONICA SE IL

IN MOTTO POLITAIMONTO, NELLE SEZIONI INTERMEDIE LE PRESSIONI SI ADJUSTANO A SECONDA DELL'ENTITÀ DELLA SEZIONE
STESSA; QUINDI L'ABBASSAMENTO SARA PIÙ FORTE DOVE LA SEZIONE È PIÙ RIDOTTA E L'ABBASSAMENTO PIÙ ATO DI TUTTI
DI TUTTI LO AUREMO NELLA SEZIONE DI USCITA. RICORDIAMOCI CHE STIAMO TRATTANDO DI UNA ESPANSIONE TRAMITE
EFFUSORE CONVERGENTE. IN VIRTÙ DI QUESTA PROPRIETÀ DI PRESSIONE LA PORTATA INDEA A CRESCERE. SE RIPETIAMO
IL LANCIAMENTO CON UNA PRESSIONE PIÙ ALTA, MA CON UNA PIÙ BASSA, ALLORA PUNTO PER PUNTO LE PRESSIONI SARANNO PIÙ
BASSE E INTELLO LA PORTATA DI CHIACCIATA SARA MAGGIORE E COSÌ UN UNO CONSIDERIAMO PRESSIONI PIÙ BASSE. SECONDO
IL 1° PRINCIPIO ABBASSANDO SEMPRE DI PIÙ LA PRESSIONE AUMENTA LA USCITA, QUINDI SE ALL'INIZIO IL FLUIDO ERA
PERFETTO, ABBASSANDO LA PRESSIONE LA USCITA AUMENTA PRETENDO DA ESSE, QUINDI NOSTRO GRAFICO SIAMO IN REGIME
SUBSONICO. TUTTAVIA, CONTINUANDO AD ABBASSARE LA PRESSIONE, LA USCITA AUMENTA FINO A QUANDO LA USCITA
DIVENTA SONICA; SI È RAGGIUNTA LA CASIPDOTTA PRESSIONE CRITICA, E LA PORTATA RAGGIUNGE UN VALORE MASSIMO DOPO
IL QUALE NON PUÒ PIÙ CRESCERE. QUESTO VALORE CHE SE LA PRESSIONE SI ABBASSA AL DI SOTTO DELLA PRESSIONE CRITICA,
SULLA SEZIONE DI USCITA E SU TUTTE LE SEZIONI INTERMEDIE IL PARAMETRO DELLE PRESSIONI NON CAMBIA PIÙ, E QUINDI LA
PORTATA IN MASSA NON CAMBIA PIÙ E SI MANTIENE COSTANTE. QUANDO PERÒ IL FLUIDO, DIVENTATO SONICO, OSCO IN UNA BONA
A PRESSIONE PIÙ BASSA, SUBISCE UN BRUSCO ACCREMENTO DI SEZIONE NON PIÙ GUIDATA DA PARETI; QUINDI IL FLUIDO
SI ADEGUA SICURAMENTE IN MANIERA NON ISOBENTROPICA CON CONSEGUENTI DISSIPAZIONI, SI PARLA DI POST-ESPANSIONE CON
DISSIPAZIONE (DOPO IL CONDOTTO). A NOI PERÒ INTERESSA COSA SUCCEDO DENTRO L'UGUCCO FINO ALLA SEZIONE DI USCITA;
ARRIVATI A QUESTO PUNTO QUELLO CHE SUCCEDO NELL'UGUCCO FINO ALL'USCITA NON DIPENDE PIÙ DALLA PRESSIONE DI VALLE,
POSSIAMO ABBASSARE LA PRESSIONE QUANTO VOGLIAMO, MA L'ULTIMO DIAGRAMMA NON CAMBIA PIÙ, LA PORTATA È SEMPRE LA
STESSA. ADDESSO RIBATTIAMO IL GRAFICO ESPRIMENDO LA PORTATA IN MASSA IN FUNZIONE DELLA PRESSIONE DI USCITA:



IL PUNTO A PRESSIONE TOTALE CORRISPONDE A PORTATA ESSE. LA PORTATA
MASSIMA CORRISPONDE ALLA PRESSIONE CRITICA. QUINDI L'ARCO PICCOLA È DI
TIPO SUB-CRITICO, LA RETTA ORIZZONTALE CORRISPONDE ALLE CONDIZIONI CRITICHE.
LA MASSIMA PORTATA CHE L'UGUCCO È IN GRADO DI STRUTTORE NELLE CONDIZIONI
DI ESSELEO È LA PORTATA CRITICA. SULL'ASSE DELLE ALCISSE POTREI PORRE
IL INVERSO DI P ; QUANDO TUTTO È PERMO $P = P_0$, QUINDI $\pi = 1$. IL VALORE
CRITICO π_{cr} È DATO DA:

$$\pi_{cr} = \frac{P_{cr}}{P_0} = \left(\frac{T_{cr}}{T_0} \right)^{K/(K-1)}$$

USCITA È QUELLA DEL SECONDO E QUANDO NELLA SEZIONE CRITICA SI RAGGIUNGE LA USCITA DEL SECONDO SAPPIAMO CHE:

$$\Rightarrow \frac{T_{cr}}{T_0} = \frac{2}{K+1} \Rightarrow \pi_{cr} = \left(\frac{2}{K+1} \right)^{K/(K-1)}$$

QUINDI L'ABBASSAMENTO DI PRESSIONE SULLA SEZIONE DI USCITA NON RENDE
SONICO IL FLUIDO NON DIPENDE NIENT'ALTRO CHE DA K , QUINDI DA CARATTERISTICO DEL FLUIDO NOTO A PRIORI. QUINDI

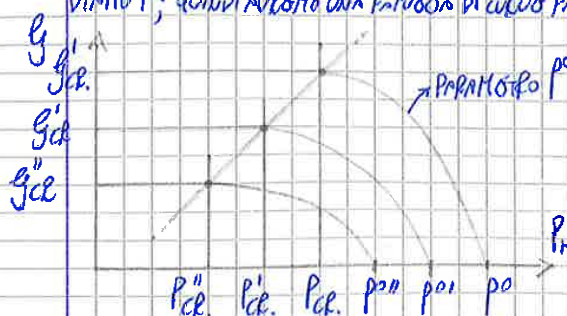
$$\Rightarrow \frac{g}{g_{cr}} = \left(\frac{\tilde{T}_t}{\tilde{T}_{cr}} \right)^{1/K} = \sqrt{\frac{1 - \tilde{T}_t^{K-1/K}}{1 - \tilde{T}_{cr}^{K-1/K}}}$$
; quindi un punto qualsiasi sul tratto curvo può essere visto come una certa percentuale del valore critico. Il valore della portata sub-critica è una certa percentuale di quella critica, questo non resta costante qualunque cosa si faccia è il rapporto critico (non la pressione critica), se cambia la pressione totale cambia anche la pressione critica, ma se l'angolo è critico il rapporto tra i due valori è lo stesso. quindi $\tilde{T}_{cr}$ è un numero fisso, mentre $\tilde{T}_t$ è un variabile che ci fa spostare sul lato curvo. se $\tilde{T}_t = \tilde{T}_{cr} \rightarrow g/g_{cr} = 1$.

Le ricorrendo la portata critica possiamo sostituire nelle espressioni il valore di $\tilde{T}_{cr}$; un secondo modo è questo di dire, siccome la curva ha un massimo corrispondente alla portata critica, allora si può differenziare l'espressione di g rispetto $\tilde{T}$ e poi ponendo uguale a zero ricaviamo il valore $\tilde{T}_{cr}$ che con g_{cr} un 3° modo ancora più facile è partire dall'espressione energetica della portata critica:

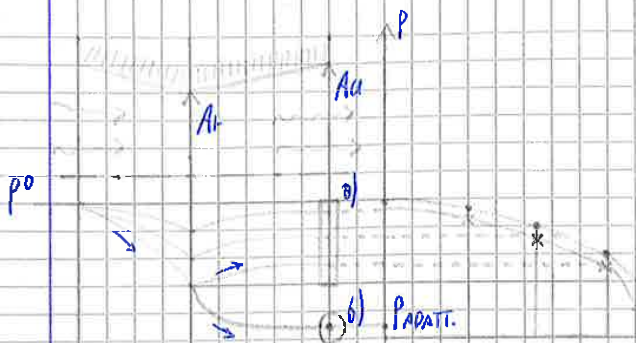
$$\begin{aligned} \Rightarrow g_{cr} &= p_{cr} \cdot A_t \cdot C_{cr} = \left(p_{cr} = p^0 \tilde{T}_{cr}^{1/K} = \frac{p^0}{R T^0} \tilde{T}_{cr}^{1/K} \right) = \frac{p^0}{R T^0} \tilde{T}_{cr}^{1/K} \cdot A_t \cdot C_{cr} = \\ &= \left(C_{cr} = C_g = \sqrt{K R T_t} \right) = \frac{p^0}{R T^0} \tilde{T}_{cr}^{1/K} \cdot A_t \sqrt{K R T^0 \left(\frac{2}{K+1} \right)} = \left(\tilde{T}_{cr}^{1/K} \cdot \left(\frac{2}{K+1} \right)^{K-1/K} \right) = \\ &= A_t \frac{p^0}{\sqrt{R T^0}} \cdot \left(\frac{2}{K+1} \right)^{1/K-1} \cdot \sqrt{K R T^0 \left(\frac{2}{K+1} \right)} = A_t \frac{p^0}{\sqrt{R T^0}} \cdot \sqrt{K \left(\frac{2}{K+1} \right)^{K+1/K-1}}; \end{aligned}$$

La sezione più piccola è quella che la prima raggiunge la velocità del suono; in queste condizioni la portata raggiunge un valore critico dopo il quale non cambia più in modo apprezzabile, il condotto non riesce a sfruttare una portata maggiore. Si dice che il condotto è insonoro. Abbiamo dunque dato una espressione la portata sub-critica e la portata critica.

Adesso chiediamoci che cosa succede cambiando la pressione di monte; prima ragioniamo su quello che succede variando la pressione di valle; se a monte consideriamo una pressione totale P^0 più bassa, allora anche la pressione critica avrà un valore proporzionalmente più basso ma il rapporto dovrà restare costante. quindi l'asse $\tilde{T}$ rimarrà in un unico asse tutte le situazioni possibili, se $P = P^0 \rightarrow \tilde{T} = 1$, se $P = P_{cr} \rightarrow \tilde{T} = \tilde{T}_{cr}$ e questo rapporto è tale qualunque sia P^0 . Adesso voriamo vedere cosa succede alla curva se come parametro prendiamo P^0 ; quindi avremo una famiglia di curve parametriche con valore di P^0 .

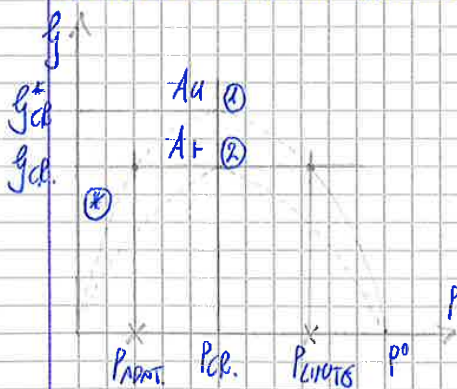


se prendiamo un $P^0 < P^0$, allora avremo un nuovo valore di pressione critica $P_{cr}' < P_{cr}$ e la nuova portata critica g_{cr}' ? siccome $\tilde{T}_{cr}$ è sempre lo stesso, il K è sempre lo stesso e la sezione è sempre la stessa (e T è sempre lo stesso), allora la portata



DI NUOVO SE LA PRESSIONE A VALLO È PARI ALLA PRESSIONE TOTALE, LA PORTATA È ZERO. RITRA LA SEZIONE RISTRETTA A_t , QUANDO LA SEZIONE PIÙ PICCOLA DI TUTTO, O LA SEZIONE DI USCITA, ADDESSO È UNA SEZIONE INTERMEDIA, ADDESSO LA SEZIONE DI USCITA A_u È PIÙ GRANDE DI A_t .

ESSENDO PARTITI DA VELOCITÀ ZERO, LE VELOCITÀ INTERNE SONO SUBSONICHE NON APPENA ABBASSIAMO LA PRESSIONE A VALLO; NOI SAPPIAMO COME SI COMPORTA IL CONVERGENTE IN REGIME SUBSONICO, MA IL DIVERGENTE IN REGIME SUBSONICO SI COMPORTA DA DIFFUSORE. PUNQUE NEL TRATTO DIVERGENTE LA PRESSIONE RISALE E LA VELOCITÀ SCENDE. IN REGIME SUBSONICO QUINDI LA PORTATA NON È ZERO E QUESTA PORTATA LA POSSIAMO SCRIVERE IN CORRISPONDENZA DELLA PRESSIONE NELLA SEZIONE RISTRETTA. SE A VALLO ABBASSIAMO ANCORA LA PRESSIONE LA PORTATA AUMENTA INVECE PIÙ GRANDE E LA STESSA PORTATA PASSA NELLA SEZIONE RISTRETTA. QUINDI UNENDO TUTTI I PUNTI CHE CORRISPONDONO ALLA PRESSIONE SULLA SEZIONE DI USCITA NOBIS UNA CURVA; UNENDO INVECE TUTTI I PUNTI, A PARI PORTATA DI PRIMA, MA CHE CORRISPONDONO ALLE PRESSIONI SULLA SEZIONE RISTRETTA NOBIS UN ALTRA CURVA. AD UN CERTO PUNTO LA SEZIONE RISTRETTA DIVENTA CRITICA, QUINDI LA PORTATA CONTINUA AD AUMENTARE; LA SEZIONE RISTRETTA È LA PRIMA CHE DIVENTA CRITICA PERCHÉ IN QUESTA LA PRESSIONE È LA PIÙ BASSA DI TUTTO E LA VELOCITÀ È LA PIÙ ALTA DI TUTTO. QUINDI LA SEZIONE RISTRETTA STABILISCE QUANDO HA LA PORTATA MASSIMA, INDEBOLENDO IL CONDOTTO E BLOCCANDO LA PORTATA AL VALLO CRITICO; ENTRAMBE LE CURVE QUINDI SI BLOCANO SULLA PORTATA CRITICA, NUNC È QUESTA RELATIVA ALLE PRESSIONI SULLA SEZIONE DI USCITA. COME ABBIAMO FATTO CON IL SOTTOPICO CONVERGENTE PRIMA INTORNO AGLI ASSI:



LA CURVA ① MOSTRA COME SUCCESSO NELLA SEZIONE DI USCITA, LA CURVA ② INVECE È RELATIVA ALLA SEZIONE RISTRETTA. ATTRAVERSO LE DUE SEZIONI PASSA LA STESSA PORTATA, QUINDI POSSIAMO SCRIVERE LA STESSA PORTATA SIN A A_t CHE SIN A A_u :

$$G = \sqrt{\frac{2K}{K-1}} \cdot A_t \cdot \frac{p_0}{\sqrt{RT_0}} \sqrt{\gamma} \sqrt{1 - \gamma}^{\frac{K-1}{K}} = \sqrt{\frac{2K}{K-1}} \cdot A_u \cdot \frac{p_0}{\sqrt{RT_0}} \sqrt{\gamma} \sqrt{1 - \gamma}^{\frac{K-1}{K}}$$

IL RAPPORTO TRA LE DUE ESPRESSIONI EQUIVALE AD UNA RELAZIONE TRA LE SEZIONI CHE IMPONE UNA RELAZIONE TRA I RAPPORTI DI ESPANSIONE. QUANDO LA SEZIONE RAGGIUNGE LE CONDIZIONI CRITICHE, LA SEZIONE DI USCITA NON HA ANCORA RAGGIUNTO LE SUE MASSIME POTENZIALITÀ; ATTRAVERSO A_u POTREBBE PASSARE PIÙ LOB, MA LA SEZIONE RISTRETTA HA INDEBOLITO IL CONDOTTO. QUANDO LA SEZIONE A_t HA RAGGIUNTO LA PRESSIONE CRITICA, LA SEZIONE A_u RAGGIUNGE UN VALLO DETTO PRESSIONE CRITICA (O PRESSIONE DISCRIMINANTE), QUANDO QUESTO VALLO È OTTENUTO DALL'INTERSEZIONE DELLA PORTATA CRITICA CON LA CURVA ②. LA PORTATA CRITICA RIFERITA ALLA SEZIONE DI USCITA TIENE CONTO DI UN RAPPORTO DI ESPANSIONE γ/γ_c , CHE (LE CONDIZIONI CRITICHE

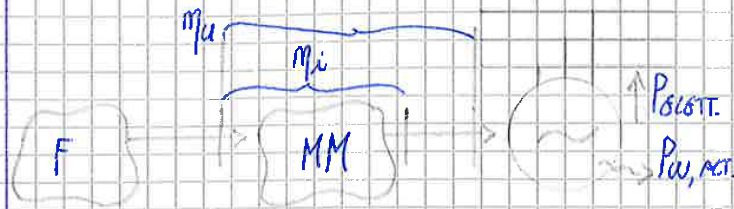
IL VELOCE CUS SI SONT E IN CORRISPONDENZA DELLA OTTIMALE MONITORIA (QUELLA CHE CORRISPONDE OGGI ALLA SEZIONE RISTRETTA DOVE LA VELOCITÀ È PIÙ ELEVATA) E SI PARLA DI EFFETTO VENTURI. ANCHE IN MANIERA SUPERFONICA VI SONO MOLTE APPLICAZIONI; KIPITTA COSÌ RICORDIAMOCI IL PRIMO PRINCIPIO DELLA DINAMICA:

• $\vec{R}(\text{risultante delle forze agenti sul sistema}) = \frac{d}{dt}(m\vec{v}) = \gamma(\vec{C}_2 - \vec{C}_1)$; LA RISULTANTE DELLE FORZE AGENTI SUL SISTEMA RECIDO È IN GENERALE DATA DALLA VARIAZIONE DELLA QUANTITÀ DI MOTO, E IN MOTO PERMANENTE LA MASSA RISPETTO AL TEMPO È LA PORTATA IN MASSA (COSTANTE IN MOTO PERMANENTE), LA VELOCITÀ COEFFICIENTE NON CAMBIA QUINDI NON POSSIAMO DOPPIARLA. IN MOTO PERMANENTE PERÒ ASSAI UNO CHE LA DIFFERENZA NEL TEMPO DIVENTANO DIFFERENZA NELLA SPERANZA INPATI $\vec{C}_2 - \vec{C}_1$ È LA DIFFERENZA DI VELOCITÀ TRA INGRESSO E USCITA DEL VOLUME DI CONTROLLO. E IL 2° PRINCIPIO DELLA DINAMICA IL RECIDO RISPONDE A QUESTA RISULTANTE DI FORZE $\vec{R}$ CON UNA SPINTA DI REAZIONE USUALE E CONTRARIA A $\vec{R}$. QUESTA REAZIONE SI PUÒ SFRUTTARE E LA PROPULSIONE, QUESTO IL CASO, USCENDO AD ALTA VELOCITÀ, SPINGO L'INVOCCO DA CHI È USCITO; QUESTO È IL PRINCIPIO CON CUI FUNZIONANO I MOTORI A REAZIONE E I RAZZI. NEI MOTORI A REAZIONE ENTRA QUALCOSA A VELOCITÀ $\vec{C}_1$ ED ESCE QUALCOSA A VELOCITÀ $\vec{C}_2$ MOLTO PIÙ ELEVATA, QUINDI $\gamma\vec{C}_2 > \gamma\vec{C}_1$ E QUESTO GARANTISCE LA SPINTA PROPULSIVA CHE SPINGO E ESISTE UN AGENTE IN AVANTI; NEI RAZZI INVECE NON ENTRA NIENTE IN QUANTO C'È SOLO IL COMBUSTIBILE CHE BRUCIA ED ESCE QUALCOSA A VELOCITÀ MOLTO ELEVATA, QUINDI C'È SOLO $\gamma\vec{C}_2$. CON UN CONDOTTO CONVERGENTE-DIVERGENTE POSSIAMO OTTENERE, A PARTIRE DA PORTATA, UNA SPINTA MAGGIORE (QUINDI UNA $\vec{C}_2$ PIÙ ELEVATA). IN QUESTE APPLICAZIONI LA PRESSIONE A VUOTO È QUELLA ATMOSFERICA E NON SI PUÒ CAMBIARE, QUELLO CHE POSSIAMO CAMBIARE È LA P° A MONTE (E ESISTE UNO CHE COMBUSTIBILE), IL RAPPORTO TRA LE DUE PRESSIONI PUÒ ESSERE QUELLO CRITICO O QUELLO DI ADATTAMENTO, DIPENDE DA QUELLO CHE VOGLIAMO.

ULTIMA COSA CHE PUÒ ESSERE UTILE RICORDARE: I RAZZI CHEVI USATI IN PRECEDENZA SONO DESCRITTI DALLE EQUAZIONI CHE ABBIAMO RICAVATO, PERÒ QUESTO RAZZONI POSSONO ESSERE COMPLETATI DA RISULTATI IN QUANTO L'INCONITA PUÒ ESSERE DIFFICILE DA ASSICURARE. A QUESTO PROPOSITO ESISTONO DUEE APPROSSIMAZIONI, IN PATTICOLARE SI PUÒ ASSICURARE CHE I RAZZI CHEVI ASSICURANO AD UNA EFFICIENZA. SAPENDO CHE L'EQUAZIONE DI UNA EFFICIENZA È:

$$\begin{aligned} & \cdot \frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1; \text{ POSSIAMO APPROSSIMARE IL RAZZO CURVO RISPETTO ALLA SEZIONE RISTRETTA COME:} \\ \Rightarrow & \frac{(P - P_{ce})^2}{(P^0 - P_{ce})^2} + \frac{\gamma^2}{\gamma_{ce}^2} = 1; \text{ SE VOGLIAMO APPROSSIMARE IL RAZZO DELLA SEZIONE DI USCITA:} \\ \Rightarrow & \frac{(P_a - P_{ce})^2}{(P^0 - P_{ce})^2} + \frac{\gamma^2}{\gamma_{ce}^{*2}} = 1; \text{ QUESTA 2° EQUAZIONE CI CONSENTE DI UNIFORMARE LA PRESSIONE ENTRO:} \\ \Rightarrow & P_{unif} = P_{ce} + (P^0 - P_{ce}) \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{\gamma_{ce}}{\gamma_{ce}^*}\right)^2} = P_{ce} + (P^0 - P_{ce}) \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{A_t}{A_u}\right)^2} \end{aligned}$$

$\Rightarrow \eta_0 = \eta_f \cdot \eta_{uf}$ ovvero il rendimento globale. Possiamo considerarlo una situazione in cui come utilizzatore c'è un attornatore e la produzione di corrente elettrica:



La potenza elettrica che esce dall'attornatore è minore di quella che entra, cioè c'è una perdita di potenza nell'attornatore. Osservazione: Pincò

Non c'è solo il fluido che può passare dall'energia meccanica alla potenza moltiplicando la portata in massa, però nell'attornatore il fluido non c'è più oppure è continuato a perdere di potenza. Anche dove il fluido non può continuare a moltiplicare le grandezze meccaniche per la portata in massa di fluido esclusivamente a ragioni di coerenza dimensionali. Questo perché nell'attornatore possiamo tenerci in corrispondenza con un opportuno rendimento dell'attornatore η_{act} ; inoltre quando poi l'energia elettrica viene distribuita e trasmessa ci sono delle perdite ancora una volta di distribuzione. Questa catena di rendimenti in cascata ci permette di comprendere quanto abbiamo dovuto spendere a monte e ottenere uno specifico risultato a valle. Se ci ricordiamo il rendimento ideale η_{id} :

$$\Rightarrow \eta_{id} = \frac{L_i}{L_i + L_w} \rightarrow \text{contenuto del fluido (produzione)} = \frac{L_i}{gHm};$$

Stesso caso si può fare con le applicazioni operative:



Un motore esterno guida una macchina operativa che compie la produzione di fluido; il motore esterno fornisce un certo lavoro meccanico L_M (o una potenza meccanica P_M che può essere di tipo diverso).

Con la stessa si può perdere qualcosa e attrito meccanico o le accessori, quindi si definisce un rendimento meccanico che non è più di una turbina, ma di una macchina operativa come un utilizzatore, un compressore o una pompa ideale $L_M(V, C, P)$. Alla macchina operativa arriva dunque un lavoro $L_i(V, C, P)$ più basso ed è quel lavoro che la macchina fa al fluido con le sue parti mobili (quindi un lavoro negativo come ricevuto). Tuttavia il fluido utilizza una parte di questa energia e vince le proprie resistenze interne di natura viscosa, quindi ciò che resta disponibile e trasformabile in produzione è:

$\Rightarrow gH = |L_i(V, C, P)| - L_w(V, C, P)$; quindi gH è ciò che resta al fluido di quello che ha ricevuto dalle parti mobili della macchina dopo che il fluido stesso ha consumato una parte di questo lavoro a vincere le proprie resistenze interne. Quindi nelle applicazioni motrici ciò che possiede il fluido a monte è più grande di quello che ritrova a valle; nelle applicazioni operative questo che occorre spendere è maggiore di ciò che rimane a valle nel fluido.

26/10/16

APPUNTATO LA QUESTIONE DELLE TURBOMACCHINE DOPO AVER STUDIATO QUELLO SUCCESSO DEI CONDOTTI SINGOLI. LE TURBOMACCHINE SONO APPUNTO DELLE MACCHINE ROTATIVE A FLUSSO CONTINUO ATTRAVERSO LE QUALI IL FLUIDO PASSA CORTO IN UN CONDOTTO, QUANDO UN PERCORSO GUIDATO DA PARETI. TUTTAVIA NELLE TURBOMACCHINE QUESTI CONDOTTI NON SONO AD ASSI RETTI UNICI E NON SONO A SEZIONI CIRCOLARI, PERÒ LA SUCCESSIONE DELLE PAREI A PASSAGGIO PUÒ RIPRODURRE QUELLO CHE SUCCESSO NELLA USCITA SUI VISTI (ESPANSIONI SUB-SONICHE, SUPERSONICHE ECC.) A SECONDA DI COME VENGONO SINGOLATI I PERCORSI.

LE TURBOMACCHINE HANNO LA POSSIBILITÀ DI LAVORARE IN MOTO ASSOLUTAMENTE E COME TUTTE LE MACCHINE HANNO DELLE PARTI FISSE E DELLE PARTI MOBILI; LE PARTI FISSE E DATA DELL'ARCHITETTURA CHE RACCHIUSO LE PARTI MOBILI; LE PARTI MOBILI INUSCO, ESSENDO ROTATIVE, SONO DATE DA DISCHI, PIATTI, TIRIBOLI A SINTETRA CILINDRICA CON UN ASSO ATTORNO AL QUALE POSSONO RUOTARE E VENGONO DETTI ORGANI (O ROTORI).



NELLE TURBOMACCHINE MOTRICI (O TURBINE) L'ORGANO G È IN MOVIMENTO PRODOTTO DA UNA SERIE DI CONDOTTI PASSI CHE USCENDO

INSIEME PRENDONO IL NOME DI DISTRIBUTORE. NELLA MACCHINA SI SPERTELLA L'ENERGIA DEL FLUIDO PER GARANTIRE LA ROTAZIONE ATTRAVVERSO IL LAVORO SULLA PARTI MOBILI. QUINDI IL FLUSSO ARRIVA SULLA ORGANIS E LA FA RUOTARE, NECESSARIO PER IL MOVIMENTO MECCANICO CHE POTREBBE RICHIEDERE UN MOTORE A SEPARATO. IL DISTRIBUTORE SERVE A RACCOMODARE IL FLUSSO, CONDURRLO E ORIENTARLO CON L'INCEPPAMENTO GIUSTA E NELLE LE MASSIME PRESSIONI, CON LE MINORI PERDITE POSSIBILI. IL DISTRIBUTORE OPERA ANCHE UN TRASPORTAZIONE ENERGETICA INTESA NON COME LAVORO MECCANICO MA IL DISTRIBUTORE È PASSIVO; UNO DI QUESTI TRASPORTAZIONI ENERGETICHE È IL TRASPORTAZIONE ROTAZIONALE BENOVVIA UN BAROTROPICO IN TURBINE CINETICO IN MODO DA CREARE LA ORGANIS A GRANDE VELOCITÀ (LA PORTATA IN FLUSSO RAPPRESENTA LA VELOCITÀ È APPUNTO UNA PORTATA CHE SPINGE), QUINDI IL DISTRIBUTORE NON SONO INIZIARE IL FLUSSO, MA CORRISPONDE ANCHE COME QUANTITÀ ENERGETICA.



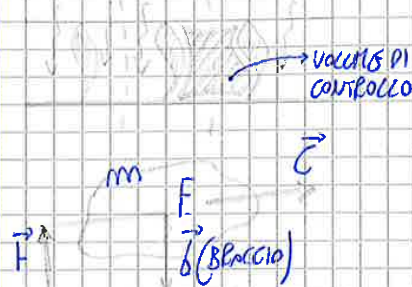
NELLE TURBOMACCHINE OPERATIVE (COMPRESSORI, POMPE, VENTILATORI) LA ORGANIS NON VIENE MESSA IN MOTO DA UN FLUSSO DI FLUIDO, MA È LA

ORGANIS STESSA CHE, GIRANDO, METTE IN MOVIMENTO IL FLUIDO; A UN'ALTRA ORGANIS L'ORGANIS FISSA PRENDE IL NOME DI DIFFUSORE. SIA NELLE MACCHINE MOTRICI CHE OPERATIVE POSSONO ESSERE ANCHE ALTRI ORGANIS ALTRI A QUELLI DESCRITTI ORA, MA LA CONFIGURAZIONE INTERNA È QUESTA.



I ORGANIS PUÒ ESSERE SOTTOPOSTO A DEI DISCHI CON UN CERTO SPESORE, SUCCESSO VI È L'ALBERO ATTORNO AL QUALE IL DISCO RUOTA. IL FLUIDO ARRIVA SULLA ORGANIS ALLA PERIFERIA DELLA QUALE CI SONO DELLE PAREI DI FORMA OPPORTUNA, NELLE FORMA OPPORTUNA È NECESSARIO E SCARICARE ENERGIA CON IL FLUIDO, TRASFORMARLA IN LAVORO

USCITA IN CUI IL PULPO ENTRA (LANCIO UN GOSTO D'ACQUA CONTRO UN CORPO, QUESTO SI MUOVE NELLA STESSA DIREZIONE E USCITA IN CUI ARRIVA IL GOSTO D'ACQUA); LA COMPONENTE $\vec{g}\vec{C}_2$ USCENTE INVECE SPINGE IN USCITA OPPOSTA A QUELLA IN CUI ENTRA IL PULPO. MOCCO TURBOLENTINO, INVECE DI MUOVERSI PER IL SPOSTAMENTO LINEARE, MUOVENDO COPPIE E MOMENTI:



ABBINIAMO IL PULPO AD UNA CERTA DISTANZA $\vec{r}$ DALL'ASSE DI ROTAZIONE E CON UNA CERTA VELOCITÀ $\vec{C}$ E UNA CERTA MASSA m . IL TEOREMA DEL MOMENTO DELLA QUANTITÀ DI MOTO DICE CHE LA RISULTANTE DEI MOMENTI È PARI ALLA VARIABILE DEL MOMENTO DELLA QUANTITÀ DI MOTO. OUVERO:

$$\vec{M} = \frac{d}{dt} (m \vec{v} \wedge \vec{b}) \quad \text{CON } \vec{b} \text{ IL BRACCIO, OUVERO LA DISTANZA DALL'ASSE}$$

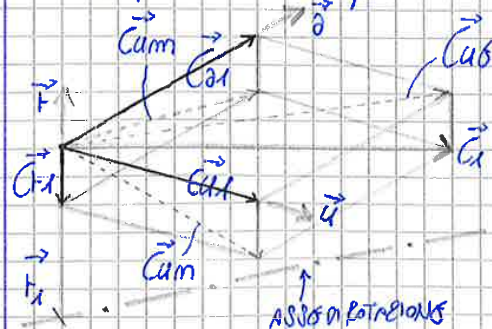
DI ROTAZIONE. USANDO QUELLO ASPETTO ASSIEME IL TEOREMA IN CASO DI MOTO PERMANENTE. SICCOME LA VELOCITÀ E LA POSIZIONE RISPETTO ALL'ASSE DI ROTAZIONE SONO COSTANTI NEL TEMPO E LA PORTATA IN MASSA È COSTANTE, ALLORA LA PORTATA RISPETTO ALLA MASSA LA RISPONDE ALLA PORTATA IN MASSA E LA DIFFERENZA DI TEMPO SI TRASFERISCE IN DIFFERENZA TRA INGRESSO E USCITA DEL VELOCITÀ DI CONTRACCO, OUVERO:

$$\Rightarrow \vec{M} = \vec{g} \cdot \vec{C}_2 \wedge \vec{b}_2 - \vec{g} \cdot \vec{C}_1 \wedge \vec{b}_1; \text{ QUESTO È IL MOMENTO RISULTANTE SUL SISTEMA DATO DALLO PACOTTO DELLA ORBITA E PER ESEMPIO IL PULPO DALL'ACCO PACOTTO UN MOMENTO UOVALE E CONTRARIO:}$$

$$\Rightarrow \vec{C}(\text{COPPIA}) = -\vec{M} = -\vec{g}(\vec{C}_2 \wedge \vec{b}_2 - \vec{C}_1 \wedge \vec{b}_1) = \vec{g}(\vec{C}_1 \wedge \vec{b}_1 - \vec{C}_2 \wedge \vec{b}_2); \text{ QUESTA È LA COPPIA TRASMESSA DAL PULPO ALLO PACOTTO. IL BRACCIO, OUVERO LA DISTANZA CHE UN PACOTTO PULPO ALL'ASSE DI ROTAZIONE (DIREZIONE) È UOVALE E CONTRARIO AL RAGGIO CHE INVECE HA USCITA CONTROPUO. QUINDI UNICO } \vec{r} = -\vec{b}, \text{ OUVERO:}$$

$$\Rightarrow \vec{C} = \vec{g}(\vec{C}_1 \wedge (-\vec{r}_1) - \vec{C}_2 \wedge (-\vec{r}_2)) \quad \text{CON } \vec{r}_1 \text{ IL RAGGIO SULLA SEZIONE DI INGRESSO DEL VELOCITÀ DI CONTRACCO E } \vec{r}_2 \text{ IL RAGGIO SULLA SEZIONE DI USCITA; QUINDI SEZIONI DI INGRESSO E DI USCITA HANNO RISPETTIVAMENTE DISTANZE } \vec{r}_1 \text{ E } \vec{r}_2 \text{ DALL'ASSE DI ROTAZIONE. RICORDIAMOCI CHE IL PRODOTTO VETTORIALE NON È UNO DEI PRODOTTI ALGEBRAICI, SE SCRIBIAMO I DUE VETTORI IL RISULTATO CAMBIA DI SEGNO, QUINDI:}$$

$$\Rightarrow \vec{C} = \vec{g}(\vec{r}_1 \wedge \vec{C}_1 - \vec{r}_2 \wedge \vec{C}_2); \text{ ADDESSO DOBBIAMO SCOPRIRE COS'È VELOCITÀ:}$$

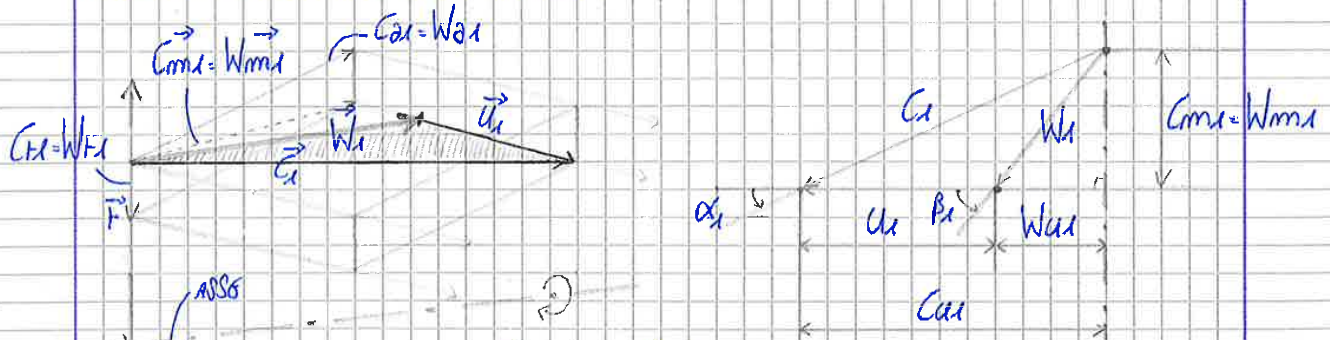


AD UNA CERTA DISTANZA $\vec{r}_1$ DALL'ASSE DI ROTAZIONE ABBINIAMO IL VETTORE VELOCITÀ $\vec{C}_1$; QUESTO VETTORE PUÒ ESSERE PERFETTAMENTE PARALLELO ALL'ASSE, PERFETTAMENTE PERPENDICOLARE ALL'ASSE OPPURE PERFETTAMENTE RADIALE, DIPENDE DA COME LO HA PRODOTTO IL DISTRIBUTORE. IMMAGINIAMO IL CASO PIÙ CONCRETO POSSIBILE, OUVERO $\vec{C}_1$ CONTINUISSE A ESSERE COMPLESSIVO, ASSINCO, RADIALE E PERPENDICOLARE (PERPENDICOLARE)

$\Rightarrow P_i = g \cdot L_i \Rightarrow L_i = \frac{P_i}{g} = u_1 C_{u1} - u_2 C_{u2} = -(u_2 C_{u2} - u_1 C_{u1})$; ecco che abbiamo trovato una nuova espressione a il lavoro meccanico. CONSIDERAZIONI: le velocità che abbiamo definito finora sono le velocità per cui sistema ruota rispetto a sistema di riferimento fisso, quindi noi usiamo le velocità assolute. Ma se noi provassimo a metterci a bordo dello scafo e ruotassimo insieme ad esso, come vedremmo il flusso? quelle che usiamo sono le velocità relative alla girante che ruota; dalla costruzione delle velocità sappiamo che la velocità assoluta è la somma vettoriale della velocità relativa e della velocità di trascinamento (ovvero la velocità propria della ruota), ovvero:

$\Rightarrow \vec{C}_1 = \vec{W}_1 + \vec{U}_1$ o $\vec{C}_2 = \vec{W}_2 + \vec{U}_2$ ($\vec{W}$ è la velocità relativa); la velocità di trascinamento ha direzione tangenziale periferica verso nostra applicazione in quanto la girante ruota attorno all'asse. Come abbiamo fatto con $\vec{C}$, anche $\vec{W}$ e $\vec{U}$ si possono scomporre nelle 3 componenti assiale, radiale e periferica, quindi:

$\begin{cases} C_{a1} = W_{a1} + U_{a1} \\ C_{r1} = W_{r1} + U_{r1} \\ C_{u1} = W_{u1} + U_{u1} \end{cases}$ dunque la velocità assoluta e relativa hanno in comune la componente assiale e radiale, in quanto la composizione delle componenti radiale assiale o la componente tangenziale, ricorda la componente tangenziale della velocità assoluta è uguale alla componente tangenziale della velocità relativa. L'unica differenza tra assoluto e relativo è nella direzione periferica. Ora ricostituendo il parallelogramma delle componenti:

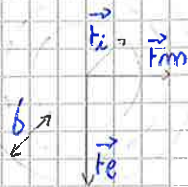


il piano obliquo che abbiamo individuato (zona sponata) è stato proiettato sul piano del foglio; la figura ottenuta è il triangolo delle velocità all'ingresso della girante. la direzione di riferimento è quella periferica e infatti le proiezioni di C_1 e W_1 su questa direzione sono rispettivamente C_{u1} e W_{u1} ; la velocità di trascinamento ha solo componente periferica e quindi si indica con U_1 , la linea tracciata è la traccia del piano meridiano. Per descrivere questi triangoli si usano anche degli angoli: per la velocità assoluta si definisce l'angolo α_1 quello che va dalla direzione periferica alla direzione della velocità assoluta; per la velocità relativa si definisce un angolo β_1 quello che va dalla direzione periferica alla direzione della velocità relativa. con questi angoli possiamo scrivere queste relazioni:

$$\Rightarrow C_{u1} = C_1 \cos \alpha_1; W_{u1} = W_1 \cos \beta_1; C_{m1} = W_{m1} = C_1 \sin \alpha_1 = W_1 \sin \beta_1;$$

DELLA PORTATA IN VOLUME. CONOSCENDO LE CONDIZIONI TERMODINAMICHE IN INGRESSO E IN USCITA POSSIAMO DETERMINARE IL COEFFICIENTE DI PORTATA CHE MOLTIPLICATA ALLA PORTATA IN VOLUME CI DA LA PORTATA IN MASSA; PORTATA IN MASSA E LA VELOCITÀ DI FLUSSO DALLA PORTATA IN MASSA, TUTTO QUESTO SOLO CON I TRIANGOLI DELLE VELOCITÀ. COME SI STABILISCE LA PORTATA IN VOLUME?

POSSIAMO CONOSCERE BENE LA MACCHINA, NEL CASO DI MACCHINA ASSINCE LE SEZIONI DI PASSAGGIO SONO DELLE CORONE CIRCOLARI. LA SEZIONE IN QUESTO CASO È DATA DA:



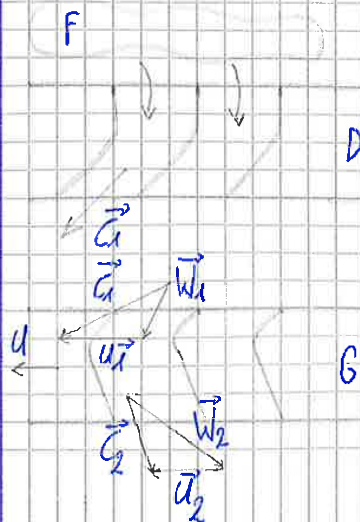
$$A = \pi \cdot r_e^2 - \pi \cdot r_i^2 = \pi (r_e + r_i) (r_e - r_i) = \left(\text{MOLTIPLICA E DIVIDI PER 2} \right) = 2\pi \left(\frac{r_e + r_i}{2} \right) \cdot b = 2\pi \cdot r_m \cdot b \text{ con } b \text{ LO SPESORE E } r_m \text{ IL RAGGIO MEDIO. PERÒ}$$

NON TUTTA LA CORONA È OCCUPATA DAL FLUIDO IN QUANTO LE PALLETTE OCCUPANO SPAZIO E DANNO RESISTENZA, QUINDI RIDUCONO LA SEZIONE DI PASSAGGIO, E NOCTES RIDUCONO LA POSSIBILITÀ DI PORTATA IN QUANTO RAPPRESENTANO UN OSTACOLO. DI QUESTO RIDUCE EFFETTO SI TENGONO CONTO CON UN COEFFICIENTE CHE MOLTIPLICA LA SEZIONE E PRENDE IL NOME DI COEFFICIENTE DI INGOMBRO (INTESO IN SENSO GEOMETRICO E FLUIDODINAMICO):

$$\Rightarrow A = \epsilon \cdot 2\pi \cdot r_m \cdot b; \text{ QUESTA MOLTIPLICATA ALLA COMPONENTE ASSINCE DELLA VELOCITÀ CI DA LA PORTATA IN VOLUME.}$$

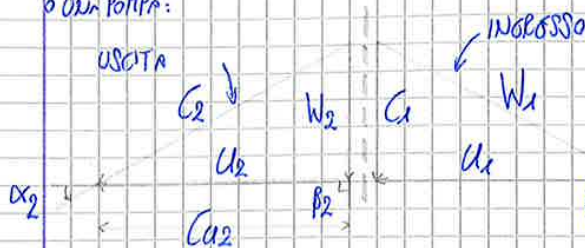
L'ACCOPIAMENTO TRA PARTI FISSE E PARTI MOBILI PRENDE IL NOME DI STADIO. DUNQUE UNA TURBOMACCHINA MOTRICE HA COME STADIO L'ACCOPIAMENTO TRA LE DISTRIBUTORE CHE PRECEDONO E LE GIRANTI CHE SEGUONO. SI POSSONO AVERE TURBINE MONOSTADIO OPPURE PLURISTADIO; IL TIPO PLURISTADIO È DATO DA UNA SUCCESSIONE DI COPPIE DISTRIBUTORE - GIRANTE MOLTA DIVERGONO PER FLUSSO. ALLO STESSO MODO UN ACCOPIAMENTO TRA GIRANTE E DIFFUSORE COSTITUISCE UNO STADIO DI UNA TURBOTRACCIA OPERATRICE; SI POSSONO AVERE DI NUOVA MACCHINE OPERATRICE MONOSTADIO E PLURISTADIO IN CUI IL FLUSSO, APPENA USCITO DAL DIFFUSORE, INCONTRA UNA NUOVA GIRANTE.

I TRIANGOLI DELLE VELOCITÀ CI POSSO DARO INFORMAZIONI ANCHE SUL PROFILLO DELLE PALLETTE. SICCOME I TRIANGOLI DELLE VELOCITÀ PRECEDENTEMENTE DISegnATI ABBIAMO SCOPERTO APPARTENEBBANO AD UNA MACCHINA MOTRICE, CERCHIAMO DI CAPIRE COME SONO FATTE LE PALLETTE



INIZIAMO DAL DISTRIBUTORE; ANCHE QUESTO PUÒ ESSERE FORNITO DA UNA CORONA PALLETATA CHE PUÒ È SOLIDALE ALLE PARTI FISSE DELLA CARCASSA. I CANALI DEI DISTRIBUTORE SI AFFACCIANO DISTANTEMENTE SU QUELLO DELLE GIRANTI. IMMAGINIAMO CHE A MONTE DEL DISTRIBUTORE VI SIA UN ARBITRARIO DI GRUPPO CAPACITÀ IN CUI IL FLUIDO ESISTEVA A VELOCITÀ MOLTO BASSA PRIMA DI INGRESSO I CANALI DEI DISTRIBUTORE. DUNQUE SE SI VOLESSE RAPPRESENTARE LA SCHIERA DI PALLETTE DEL DISTRIBUTORE NON C'È MOTIVO DI FARE LE PALLETTE IN INGRESSO INCLINATE IN UN QUALCUNO MODO IN QUANTO IL FLUIDO RISTAGNA A BASSA VELOCITÀ, QUANDO PUÒ

ADDESSO COSTRUIAMO DEI TRIANGOLI DELLE VELOCITÀ E UNA MACCHINA OPERATRICE, PER ESEMPIO UN COMPRESSORE, UN VENTILATORE O UNA POMPA:



$$\beta_2 = \alpha_1 = \pi/2; \quad \alpha_2 + \beta_1 = \pi;$$

$$u_1 = u_2; \quad c_1 = w_2; \quad w_1 = c_2;$$

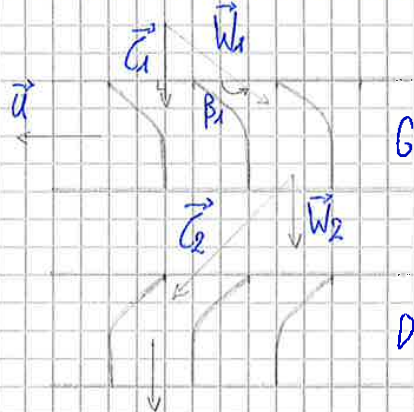
DI NUOVO I DUE TRIANGOLI DELLE VELOCITÀ SONO PERPENTICI = MONTI SPECULARI TRACOLI.

LA MACCHINA OPERATRICE CONVERTE L'ENERGIA MECCANICA DI UN MOTORE ESTERNO E CONVERTELA IN CARICO TOTALE O PRESSIONE DEL FLUIDO (O TURBINA DI BERNOLLI). SE NOI TRE TERMINI DI BERNOLLI CI INTERESSA QUELLO BAROSTATICO NOSTRO UN COMPRESSORE, SE CI INTERESSA IL TERMINO CINETICO NOSTRO UN VENTILATORE, SE CI INTERESSA IL TERMINO CENOTICO NOSTRO UNA POMPA. VERIFICHIAMO CHE SIA UNA MACCHINA OPERATRICE:

$$\Rightarrow L_i = u_1 c_{u1} - u_2 c_{u2} = u(c_{u1} - c_{u2}) \text{ con } c_{u1} = 0 \text{ IN QUANTO } \vec{c}_1 \text{ HA SOLO COMPONENTE MERIDIANA,}$$

INVECE c_{u2} È PROPRIO UGUALE ALLA VELOCITÀ PERIFERICA $u_2 = u_1 = u$:

$$\Rightarrow L_i = u(0 - u) = -u^2 < 0 \text{ QUINDI È UNA MACCHINA OPERATRICE. COME SONO PATI E PALOTTI?}$$



IL DIFFUSORE È FISSO, QUINDI RACCOMANDA LA VELOCITÀ ASSOLUTA, NON QUELLA RELATIVA ALL'INGRESSO. SE ALL'USCITA DEL DIFFUSORE NON SI HA VELOCITÀ SEMBRA DI ENTRARE CON DUE PARETI MOBILI, HA OCCORRENZA SOLO STRUTTURE LA PORTATA, ALLORA IN USCITA DEL DIFFUSORE LE PALOTTI PRESSIONE CRITICHE.

ASSERZIONI: SE FACCIAMO PASSARE IL FLUIDO NEL DIFFUSORE (QUESTO UNISTO IL DIFFUSORE COME UN DISTRIBUTORE), QUANDO POI IL FLUIDO ENTRA NELLA GIRANTE, QUESTA USCE UNA VELOCITÀ IN INGRESSO DI VERSO OPPOSTO A $\vec{w}_2$ E QUINDI IL GIRANTE RUOTA AL CONTRARIO RISPETTO ALL'ALTRA; LA PALATTATURA DIVENTOROSISSO QUINDI QUELLA DI UNA MACCHINA MOTRICE. INVERTENDO IL FLUIDO SI INVERTE IL VERSO DI ROTAZIONE, MA LE PALATTATURE SONO CO-STESSE; QUINDI UNA PALATTATURA PUÒ ESSERE REVERSIBILE, PERÒ QUESTO SE NON SUSSISTANO ALTRI MOTIVI, E COSÌ POI LA PALATTATURA PUÒ ESSERE PALATTATA IN MODO DA PREVENIRE UNA PARTICOLARE APPROCCIO (O QUELLA MOTRICE O QUELLA OPERATRICE).

ULTIMA CASA: AVENDO TRATTATO I TRIANGOLI DELLE VELOCITÀ TORNIAMO INDISTO AL 1° PRINCIPIO E SCRIVIAMOLO PER UNA TURBINA MACCHINA IN MOTO PERMANENTE, PUNQUE:

$$\Rightarrow Q = \Delta h + L_i + \Delta E_k + \Delta E_g; \text{ SE POSSO SCRIVERE QUESTA EGUALE RISPETTO UN RIFORMULATO FISSO (NON}$$

IN CUI TUTTO IL LAVORO NELLA GIRANTE DERIVA DALLA TRASFORMAZIONE DEL TORBENTE CINETICO; IN QUESTO CASO IL TORBENTE MANOMETRICO NON SUBISCE TRASFORMAZIONI NELLA GIRANTE E QUINDI A CAVALLO DELLA GIRANTE LE PRESSIONI DI INGRESSO E DI USCITA SONO UGUALI. UNA TURBOMACCHINA DI QUESTO TIPO È DETTA AD REIONE. ESISTONO PURE ALTRE TURBOMACCHINE IN CUI IL LAVORO GENERATO DALLA GIRANTE PROVIENE SEMPLICEMENTE TRASFORMAZIONE DEL TORBENTE CINETICO SENZA UN'AZIONE DI PRESSIONE A CAVALLO DELLA GIRANTE (IN UNA MACCHINA MOTRICE DOVE VALGONO $P_1 > P_2$ KCHÉ SI HA UN'ESPANSIONE, IN UNA MACCHINA OPERATRICE $P_2 > P_1$ DOVE SI ASPIRA ARIA E LA MUOVE ALL'USCITA CON UNA PRESSIONE MAGGIORE). UNA TURBOMACCHINA DI QUESTO TIPO È DETTA A REAZIONE; SI PUÒ CONSIDERARE QUESTA MACCHINA IN INFINITI MODI PIÙ O MENO A SECONDA DI COME SI RIPARTISCONO IL TORBENTE MANOMETRICO E CINETICO NELLA GENERAZIONE DEL LAVORO. IL GRADO DI REAZIONE DENOTA QUANTO VALGONO LA QUOTA MANOMETRICA CHE CONTRIBUISCE AL LAVORO; È IMPORTANTE OSSERVARE CHE IN UNA MACCHINA AD REIONE IL GRADO DI REAZIONE È ZERO IN QUANTO IL TORBENTE MANOMETRICO NON ENTRA IN GIOCO. USANDO DUE DEFINIZIONI DI GRADO DI REAZIONE, UNA APPOSTA A LE MACCHINE A REAZIONE E UNA APPOSTA A LE MACCHINE AD REIONE, ABBIAMO SÌ UNA IDEA DI COSA SIA UNA REIONE E UNA REAZIONE. IN TERMINI DI FORZE SAPPINMO CHE $\vec{F}_1 = \dot{m} \vec{C}_1$ È LA FORZA DIRETTA CHE SPINGE NELLO STESSO VERSO IN CUI IL FLUIDO ENTRA, MENTRE $\vec{F}_2 = -\dot{m} \vec{C}_2$ È LA FORZA IN USCITA CHE SPINGE IN VERSO OPPOSTO A QUELLO DELLA USCITA IN USCITA A REAZIONE. LA COMBINAZIONE DI $\vec{F}_1$ E $\vec{F}_2$ DA LA SPINTA COMPRESSIVA, QUINDI CI SI POTREBBE CHIEDERE QUAL È LA PERCENTUALE DELLA SPINTA DATA ALLA REAZIONE SULLA SPINTA COMPRESSIVA. CON UNA TURBOMACCHINA DI SICURO PARCOBORTO DI COPPIE E NON DI FORZE, QUINDI AVENDO UNA COPPIA $\vec{C}_1 = \vec{F}_1 \wedge \vec{r}_1$ DI SPINTA ALL'INGRESSO E UNA COPPIA $\vec{C}_2 = \vec{F}_2 \wedge \vec{r}_2$ DI REAZIONE ALL'USCITA. IL GRADO DI REAZIONE PUÒ È UNO SCALARE, QUINDI USARE DEI VETTORI È SCONFIDATO; ALLE COPPIE PUÒ PASSARE ASSOCIARE LA POTENZA:

$\Rightarrow P_i = \vec{C}_i \cdot \vec{\omega} = L_i \cdot \dot{\theta}$; QUINDI POSSIAMO DEFINIRE UN INDICE DI REAZIONE RISPETTANDO O ALLE FORZE, O ALLE COPPIE, O ALLA POTENZA O AI LAVORI RESSICI. RISPETTANDO AL LAVORO RESSICO È PIÙ COMODO IN QUANTO È UNO SCALARE E INOLTRE QUESTO LAVORO POSSIAMO ESPRIMERLO IN REAZIONE AL TORBENTE CINETICO E MANOMETRICO

INIZIANDO DA UNA DELLE DUE DEFINIZIONI, AVENDO IL GRADO DI REAZIONE CINETICO. DALLA SCRITTURA DEL LAVORO L_i CON IL 1° PRINCIPIO POSSIAMO FAR COMPARE IL TORBENTE CINETICO E QUELLO MANOMETRICO:

$\Rightarrow L_i = -\int v dp - L_{u1} - \Delta E_k - \Delta E_g = \dot{Q} - \dot{\Delta h} - \Delta E_k - \Delta E_g$; L'ESPRESSIONE MECCANICA MOTTE IN QUADRE IN DUE TERMINI DI BERNOULLI CHE CI INTERESSANO, L'ESPRESSIONE TERMODINAMICA (SUPPONENDO CONDIZIONI ADIBATICHE) CI PERMETTE DI FARLE LA STESSA CADA CON L'ENTALPIA. IL GRADO DI REAZIONE CINETICO VIENE DEFINITO IN REAZIONE ALL'ENTALPIA, DOVE:

$\Rightarrow R = \frac{\Delta h_{1,2}}{\Delta h_{0,2}}$ → VARIAZIONE DI ENTALPIA TRA INGRESSO E USCITA DALLA GIRANTE
 $\Delta h_{0,2}$ → VARIAZIONE DI ENTALPIA TOTALE TRA INGRESSO E USCITA DELLO STADIO

RACCONTATO UN DISSEGNO SCHEMATICATIVO LE USAREMO BEN LE SEZIONI:

$$\Rightarrow R = \frac{1}{2} \cdot \frac{(W_2^2 - W_1^2)}{(C_1^2 - C_2^2) + (W_2^2 - W_1^2)} = (C_1 = W_1 \text{ e } C_2 = W_1) = \frac{(W_2^2 - W_1^2)}{2(W_2^2 - W_1^2)} = \frac{1}{2};$$

ovviamente non è l'unico modo di realizzare il grado di pressione, ce ne sono infiniti, questo è sicuramente il modo più semplice e comodo. Sappiamo che il lavoro si può scrivere come:

$$\Rightarrow L_i = U_1 C_{u1} - U_2 C_{u2} = U(C_{u1} - C_{u2}) \text{ con } C_{u2} = W_{u2} + U \text{ (descrizione sempre usata anche se i triangoli di velocità non sono speculari)}, \text{ però, siccome i triangoli sono speculari, allora } W_{u2} = -C_{u1}, \text{ quindi:}$$

$$\Rightarrow C_{u2} = -C_{u1} + U \Rightarrow L_i = U(C_{u1} + C_{u1} - U) = U(2C_{u1} - U); \text{ dalla trigonometria sappiamo che:}$$

$$\begin{aligned} \cdot C_{u1} &= C_1 \cos \alpha_1 \Rightarrow L_i = U(2C_1 \cos \alpha_1 - U) = \left(\text{portiamo fuori } C_1 \text{ dalla parentesi} \right) = \\ &= C_1 \cdot U \left(2 \cos \alpha_1 - \frac{U}{C_1} \right) = \left(\text{moltiplico e divido per } C_1 \right) = C_1^2 \frac{U}{C_1} \left(2 \cos \alpha_1 - \frac{U}{C_1} \right); \end{aligned}$$

il rapporto adimensionale U/C_1 tra la velocità periferica e la velocità assoluta ci descrive la proporzione tra i lati del triangolo, questo se i triangoli sono simili o tozzi, schiacciati o allungati; questo rapporto si chiama coefficiente σ , quindi il lavoro indicato è dato da:

$$\Rightarrow L_i = C_1^2 \cdot \sigma \left(2 \cos \alpha_1 - \sigma \right) = \left(\text{moltiplico e divido per } 2 \right) = \frac{C_1^2}{2} \cdot 2\sigma \left(2 \cos \alpha_1 - \sigma \right);$$

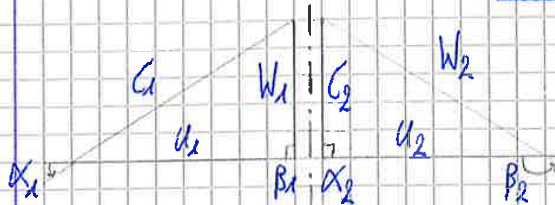
con $C_1^2/2$ l'energia cinetica di ingresso del fluido che arriva a colpire la girante. Adesso vogliamo confrontare questo lavoro con un lavoro di riferimento e questo con una idea dell'efficienza di questo stadio di macchina; questo lavoro di riferimento $L_i(\text{CFR})$ lo potremo definire un lavoro ideale isentropico. Rilevandoci l'energia cinetica del lavoro e scriviamola in condizioni ideali, ovvero la C_1 che esce dal distributore ed entra nella girante sarà una $C_{1,IS}$ e la W_2 che esce dalla girante sarà una $W_{2,IS}$. A causa di questo fatto i triangoli delle velocità nel caso ideale saranno un po' diversi, in particolare sappiamo che:

$\cdot C_1 = \varphi \cdot C_{1,IS}$ e $W_2 = \psi \cdot W_{2,IS}$ quindi il passaggio dal caso ideale a quello reale passa attraverso un coefficiente di perdita distinto e il distributore e la girante; φ in generale è diverso da ψ in quanto nel distributore il fluido attraversa delle parti fisse, nella girante il fluido incontra dei canali che ruotano. Scriviamo quindi questo lavoro isentropico:

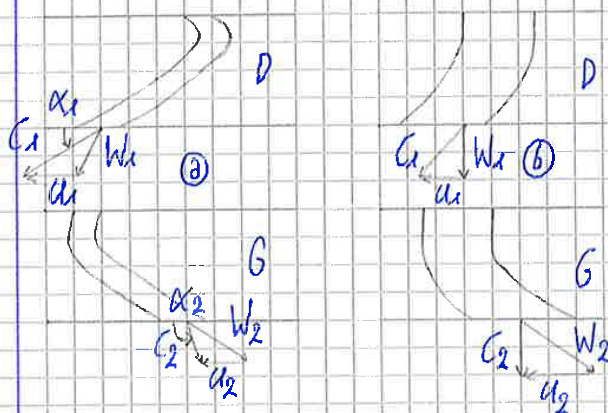
$$\begin{aligned} \Rightarrow L_i(\text{CFR}) &= -\frac{C_2^2 - C_{1,IS}^2}{2} + \frac{W_{2,IS}^2 - W_1^2}{2} - \frac{U_2^2 - U_1^2}{2} = (C_1 = \varphi \cdot C_{1,IS} \text{ e } W_2 = \psi \cdot W_{2,IS}) = \\ &= \frac{(C_1^2/\varphi^2 - C_2^2)}{2} + \frac{(W_2^2/\psi^2 - W_1^2)}{2} + 0; \end{aligned}$$

adesso facciamo il rapporto tra il lavoro reale e il lavoro di riferimento isentropico; il risultato sarà una specie di rendimento isentropico, quindi:

I POSSIBILI TRIANGOLI DI USCITA SIMMETRICI CHE RAPPRESENTANO IL GRADO DI PERDITE 0,5, QUINDI O DA IL RENDIMENTO MASSIMO! QUELLO PER IL QUALE $\sigma = \cos \alpha_1 = \frac{u_1}{C_1}$ PERÒ $U = C_1$ COSÌ $\alpha_1 = C_{u1}$; COME POSSIAMO AVERE LA COMPONENTE PERIPERIFERICA DELLA USCITA ASSOLUTA UGUALE ALLA USCITA PERIPERIFERICA DISCENDENTE? BISOGNA AVERE W_1 DITTA, QUINDI DI TUTTI I TRIANGOLI SIMMETRICI QUELLO CHE DEDURRE RENDIMENTO MASSIMO SONO DUE TRIANGOLI RETTANGOLI:

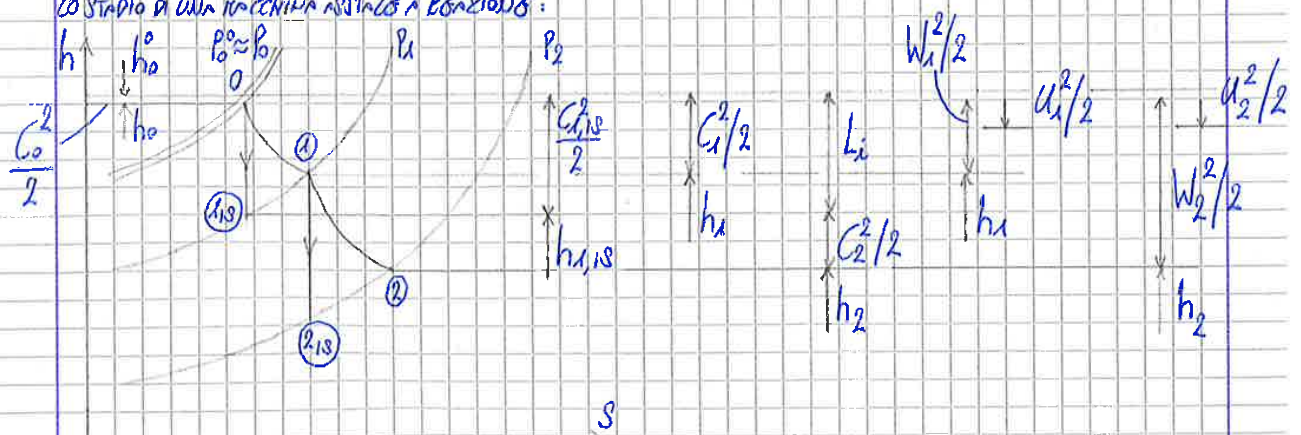


IN QUESTA CONFIGURAZIONE $\alpha_1 + \beta_2 = \pi$ E ANCHE $\alpha_2 + \beta_1 = \pi$ CON $\alpha_1 = \beta_1 = 90^\circ$. COME SAPPIAMO I TRIANGOLI DELLE USCITE CI DEDURRE INDETERMINAZIONI SULLA FORMA DELLE PRESSIONI:



LA FIGURA (a) CI MOSTRA LE PRESSIONI DI DISTRIBUZIONE E CIRCONDA I DUE TRIANGOLI DI USCITA SPECULARI; OSSERVA-RE CHE LE PRESSIONI NON SONO SIMMETRICHE, NONOSTANTE I TRIANGOLI SIANO SIMMETRICI. LA FIGURA (b) INVECE MOSTRA I PROFILI DI PRESSIONE DI DUE TRIANGOLI DI USCITA RETTANGOLI, CI MOSTRA QUELLO CHE DEDURRE RENDIMENTO MASSIMO. LA USCITA ASSOLUTA ENTRA CON UN ANGOLO α_1 ED USCIR-CON UN ANGOLO α_2 ; LA DIFFERENZA $\Delta \alpha = \alpha_2 - \alpha_1$ È

DOTTA PERDIZIONE DEL VETTORE USCITA ASSOLUTA. IN MODO ANALOGO ANCHE LA USCITA RELATIVA ENTRA CON UN ANGOLO β_1 ED USCIR-CON UN ANGOLO β_2 ; LA DIFFERENZA $\Delta \beta = \beta_2 - \beta_1$ È DOTTA PERDIZIONE DEL VETTORE USCITA RELATIVA. ORA CHE ABBIAMO A DISPOSIZIONE TUTTO QUESTO INFORMATONE, USIAMO COSÌ SUCCESSO PER ANALIZZARE ENTALPIA-ENTROPIA; QUINDI POSSIAMO RISPONDERE LA SEPARAZIONE TRA COMPONENTE CINETICA E TERMODINAMICA CHE CONCORRONO ALL'ENERGIA-MASSIMA DEL LAVORO IN MODO DA AVERE UNA DESCRIZIONE COMPLESSIVA DELLA SITUAZIONE. USIAMO SUL PIANO ENTALPIA-ENTROPIA LO STADIO DI UNA TRASFORMAZIONE ASSINCRONA A PERDITE:



A MONTE DEL DISTRIBUTORE ABBIAMO UNA PRESSIONE P_0 , E SEMPLICEMENTE FORNIMODIPER CHE $P_0 \approx P_0^0$; STUDIANDO I CONDOTTI SOTTOPOSTI A UNO SPOSTO CHE QUELLO CHE SUCCESSO A UNO DIPENDE SOLO DA UNO I TOTALI DI MONTI, SE A MONTE DEL TURBINA

Ottenuto è dunque un segmento al quale hanno contribuito sia il torione cinetico generato dal distributore fisso sia il torione nanotipico generato dall'espansione successiva a valle del girante; attenzione che il torione cinetico generato dal distributore non lavora nella girante, non nel distributore. Il grado di reazione cinetico ci dice appunto quale percentuale del lavoro è dovuta alla trasmissione del torione nanotipico nella girante. Se scriviamo il 1° principio nella girante nel caso ideale:

$$\Rightarrow 0 = (h_{2,1s} - h_1) + L_{1s} + \frac{C_{2,1s}^2 - C_1^2}{2} \quad \text{però non sappiamo come si ripartisce l'energia tra } L_{1s} \text{ e } \frac{C_{2,1s}^2}{2}; \text{ allora:}$$

nono come prima possiamo scrivere:

$\Rightarrow h_1 + \frac{C_1^2}{2} = h_{2,1s} + \frac{C_{2,1s}^2}{2} + L_{1s}$; quindi posso arrivare allo stesso livello di entalpia totale anche partendo dal punto (2s) a quota $h_{2,1s}$ e sottraendo al contributo cinetico isentropico il lavoro isentropico. Sicuramente esiste un caso che $C_{2,1s} > C_2$ e che $L_{1s} > L_i$ quindi questi segmenti devono essere più grandi dei corrispondenti reali, il lavoro sottratto è lo stesso come arrivo allo stesso livello di entalpia, ma partendo da un punto di scarico diverso. Quindi questa rappresentazione attraverso segmenti è comoda se descrivo cosa accade nella realtà, non è tanto definita nel caso ideale (dovrei usare il concetto di rendimento isentropico e imporre L_{1s}). Un'alternativa che si può seguire è scrivere il 1° principio con le uscite relative:

$$\Rightarrow \Delta h + \Delta E_k + \Delta E_g + \Delta E_s \Rightarrow 0 = (h_2 - h_1) + \frac{W_2^2 - W_1^2}{2} - \frac{U_2^2 - U_1^2}{2} \quad (\text{caso reale});$$

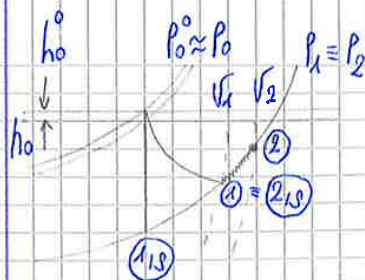
$$\Rightarrow 0 = (h_{2,1s} - h_1) + \frac{W_{2,1s}^2 - W_1^2}{2} - \frac{U_2^2 - U_1^2}{2} \quad (\text{caso ideale}); \quad \text{a monte della girante abbiamo un livello di entalpia totale a cui possiamo arrivare sia partendo dallo scarico effettivo sia da quello ideale:}$$

$\Rightarrow h_1 + \frac{W_1^2}{2} - \frac{U_1^2}{2} = h_2 + \frac{W_2^2}{2} - \frac{U_2^2}{2} = h_{2,1s} + \frac{W_{2,1s}^2}{2} - \frac{U_1^2}{2}$; le uscite relative diventano non possono essere isentropiche perché rispetto alla girante, non ne parlo. Di nuovo questa osservazione possiamo applicarla in termini di segmenti sul diagramma termodinamico. Siccome stiamo considerando una macchina assiale allora $U_1 = U_2$ e quindi $U_1^2/2 = U_2^2/2$; questo vuol dire che anche il livello relativo è isentropico (poiché sottraendo la stessa quantità arrivo allo stesso punto) a cui ero arrivato con le sole uscite cinetiche relative. Lo stesso, ma in generale se la macchina non è assiale non è così conveniente (però il livello relativo è lo stesso). Potremmo anche capire che U_1 può essere più grande di W_1 , quindi il torione sottrattivo o portatore può avere un livello relativo più basso di quello di partenza, sono tutti casi particolari.

Utilizzo cosa da dire sul grado di reazione cinetico; possiamo esprimere L_i in forma meccanica:

$$R = \frac{L_i - (C_1^2 - C_2^2/2)}{L_i} \quad \text{con } L_i = \frac{1}{2} \int_1^2 \sqrt{dp} - L_w - \Delta E_k - \Delta E_g - \Delta E_s \quad (\text{in termini assoluti}) =$$

$$= \frac{1}{2} \int_1^2 \sqrt{dp} - L_w - \frac{C_2^2 - C_1^2}{2}; \quad \text{adesso mi basterà a sostituire nel grado di reazione:}$$



Siccome $p_1 = p_2$ allora a valle della girante si ha un punto (1) e punto (2) a pressione costante in condizioni isentropiche, quindi (1) = (2). Se invece ci sono delle dissipazioni per attrito, allora il processo è isentropico crescente, ma sempre a pressione costante; dunque il processo dal punto (1) al punto (2) avviene attraverso una perdita entalpica. Questa perdita non corrisponde ad una espansione in torioni di un reattore di pressione, ma piuttosto in torioni di un reattore di vuoto massico. Ovviamente non si tratta a $p_1 = p_2$ lo stesso procedimento, ma con lo stesso principio, anche anche in questo caso possiamo seguire il 1° principio come somma algebrica di segmenti dopo aver separato i pezzi.

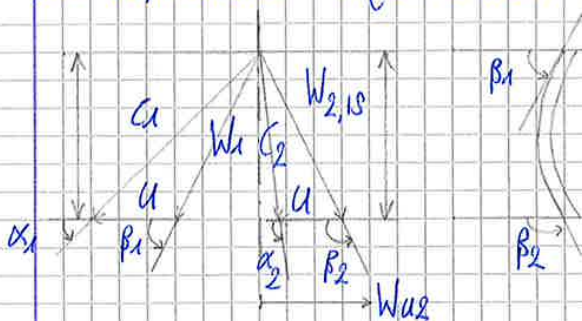
Adesso vediamo cosa succede nel caso di grado di reazione isentropico pari a zero. Il lavoro applicato essere dato da:

$$\Rightarrow L_i = u_1 c_{u1} - u_2 c_{u2} = (u_1 c_{u1} - u_2 c_{u2}) = u(c_{u1} - c_{u2}) = \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} + \frac{W_2^2 - W_1^2}{2} - \frac{u_2^2 - u_1^2}{2};$$

Se il processo è isentropico la velocità all'uscita della girante è all'uscita della girante diventando isentropico, anche:

$$\Rightarrow L_{i,s} = \frac{c_{1,s}^2 - c_2^2}{2} + \frac{W_{2,s}^2 - W_1^2}{2} \Rightarrow L_{i,s} = \frac{c_{1,s}^2 - c_2^2}{2} = \frac{W_{2,s}^2 - W_1^2}{2};$$

Il numeratore del grado di reazione isentropico, ma allora questo vuol dire che il grado di reazione isentropico è uno zero se $W_{2,s} = W_1$. Quanti tipi di triangoli di velocità soddisfanno questa condizione? Ovviamente anche questi triangoli di velocità saranno isentropici, anche identici. Di tutti i casi possibili consideriamo un caso semplice, dove $W_{2,s}$ simmetrica a W_1 (componenti meridiane uguali tra ingresso e uscita):



In questa configurazione c_1 e c_2 non sono simmetriche tra loro, solo le velocità relative sono simmetriche quindi $\alpha_1 < \beta_1$ e $\beta_1 + \beta_2 = 180^\circ$ per simmetria. Se in ingresso e uscita della girante le velocità relative sono simmetriche, allora anche le palette sono simmetriche.

TRUCCO: NOTARE CHE QUANDO SI DISSEGNA I TRIANGOLI ISENTROPICI SI PARTE DAL PUNTO (1) E NON DA QUELLA DELLA GIRANTE, IN QUESTO PUNTO È UN PUNTO PRIMA DI UNICO DEL DISTRIBUTORE, QUINDI c_1 È PIÙ PICCOLA DI $c_{1,s}$; IL PROCESSO ISENTROPICO VA INVERSO ALLE USCITE CHE COMPATTONO AL FLUIDO, NON A QUELLE CHE COMPATTONO ALLE PARTI SOLIDE DELLA MACCHINA. USANDO COSÌ SUCCEDE IN TORIONI DI LAVORO D'ESPANSIONE; SICCOME I TRIANGOLI DI VELOCITÀ SONO ISENTROPICI ANDREBBE ESSERE IL PROCESSO "ISENTROPICO" DAPPERTUTTO, QUINDI IL NECESSARIO LA SCRITTURA NON LO MOSTRA, MA È SOTTINTESO:

$$\Rightarrow L_i = -u_2 c_{u2} + u_1 c_{u1} = u(c_{u2} - c_{u1}) = u(c_{u1} - c_{u2});$$

UNICO QUESTO REAGIONE:

$$\cdot W_{u2} = -W_{u1} = -(c_{u1} - u); \quad c_{u2} = W_{u2} + u = -c_{u1} + u + u = -c_{u1} + 2u; \quad \text{QUINDI:}$$

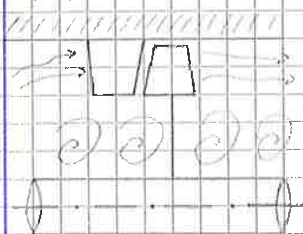
$\Rightarrow L_{12} = \frac{1}{2} (C_{1,18} \cos \alpha_1)^2 = \frac{1}{2} (C_{1,18})^2$ allora il massimo posso sfruttare la componente perpendicolare, la componente orizzontale non posso farla sfruttare che serve a scaricare il fluido.

Adesso rappresentiamo come curve di rendimento sullo stesso grafico e facciamo un confronto:



Si tratta dunque di due tipi di macchina che lavorano diversamente e opera con il suo campo di utilizzazione la rende più opportuna. X esempio se si sta lavorando con un $\sigma = \sigma_{(1)}$ conviene lavorare con una macchina a reazione che si da un rendimento più alto. Se stiano lavorando invece con un vettore σ di forma $\sigma = \sigma_{(2)}$ allora conviene lavorare con una macchina a reazione.

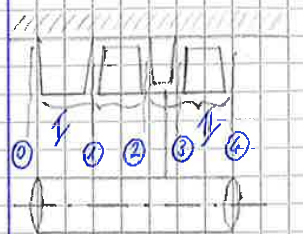
11/8/16



come sappiamo la girante è assimilabile ad un disco nero cui corrisponde appunto la perdita di potenza provocata dalla palcatatura dei distributori. Se invece alla girante, il fluido passa nei distributori in cui l'espansione del fluido genera un'onda cinetica che andrà a colpire la girante. Le parti fisse e le parti mobili ovviamente non sono a contatto tra loro altrimenti una strisciorsebbe sull'altra con conseguenti usure.

Questi giochi devono tenere conto anche delle dilatazioni termiche dei pezzi al passaggio del fluido caldo. Dunque in questi giochi più capitale che si disperda parte della portata. Con un equipo questo è ancora più facile da capire che non solo le parti del equipo può spostarsi, ma si creano delle ulteriori perdite di fluido dovute al contatto diretto con fluido andato perso. Questo perdita di fluido si traduce in una perdita di contenuto energetico e quindi di un abbassamento delle prestazioni. L'opposto del disco che gira nel fluido è detto opposto usurante in quanto il disco, girando nel fluido, lo trascina con sé e lo mette in movimento.

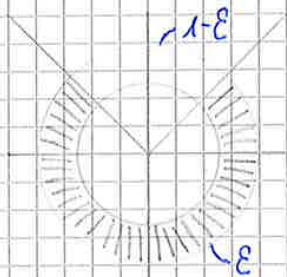
Cosa si è pensato di fare dunque? Volendo sfruttare un notevole salto entalpico e produrre lavoro, si può far passare la stessa portata attraverso due stadi in serie, quindi sullo stesso asse aggiungere un'altra palcatatura fissa e un'altra mobile; in questo modo ogni stadio genera un pezzo di salto entalpico e dunque contribuisce al lavoro complessivo. Resta comunque il problema di attrito, questo parte del gas si disperde negli giochi e anche il secondo disco genera nel fluido. Ma se noi mettiamo le due palcatature della girante sullo stesso asse, allora il lavoro totale è dato certamente dal contributo dei due, ma un solo opposto usurante, quindi una dissipazione molto ridotta.



Una girante di questo tipo prende il nome di ruota Curtis; volendo si potrebbero montare anche più di due corpi palcati sullo stesso asse, è ovvio però che a lungo andare può risultare scomodo che si costringe il fluido a cambiare direzione molte volte con conseguenti dissipazioni di fluido dovute. La ruota Curtis in genere viene usata

TOTIPOTURBO, PIÙ BASSO. IN QUESTO CASO LA $C_u/2$ IN USCITA DALLA RUOTA CURTIS NON HA PORTATA, MA SEGUO AGLI STADI SUCCESSIVI E QUINDI NON NECESSARIAMENTE QUESTA ENERGIA CINETICA È LA MINIMA POSSIBILE, MA POTRÀ ESSERE PIÙ GRANDE.

A MONTE DELLA PRODUZIONE DI VAPORE IN COMPLESSO ABBIAMO UNA CALDAIA, A MONTE DELLA PRODUZIONE DI GAS AUREO UN BRUCIATO-TORE, QUINDI È POSSIBILE REGOLARE IL CARICO DELLA MACCHINA E OSSERVARE CANTINANDO LA PORTATA ADEGUANDO DISTINTAMENTE OGNI ORGANO INTOSTA (PIRISTITUENTEMENTO LA CALDAIA E IL BRUCIATORE); ALLO STESSO MODO POSSIAMO REGOLARE LA PORTATA DI FLUIDO CON LA RUOTA CURTIS IN UN MODO MOLTO SEMPLICE, ADEGUANDO L'AMMISSIONE AL DISTRIBUTORE. SPIEGHIAMO:

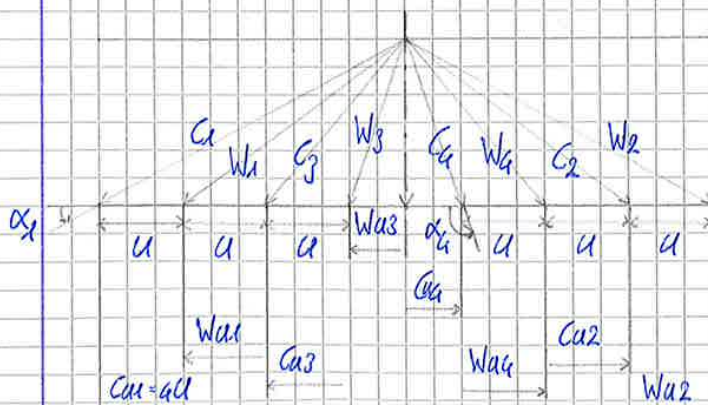


IMMAGINIAMO CHE PRIMA AL DISTRIBUTORE CI SIA UNA COLONNA CIRCOLARE COSTITUITA DA PARTICELLE CHE SI POSSONO APERTURE O CHIUDERSI, IN PARTICOLARE LUNGO IL CONDOTTO CHE ANDRÀ AD ALIMENTARE L'INTERA CIRCONFERENZA CI SONO DOTTI CHE ALIMENTANO ALCUNI DELLA CIRCONFERENZE DISTINTI; SE SEGUO TUTTA LA PORTATA, ALLORA TUTTI QUESTI ALCUNI SONO APERTI, SE INVECE SI VOLESSE RIDURRE LA PORTATA E AUMENTARE LA POTENZA, ALLORA SI APPROSSIMA A CHIUDERSI

DELLA UNICITÀ E CHIUDERSI L'APPROSSIMO DI GAS A CERTI ALCUNI. IN FIGURA SI VUOL PARE VEDERE CHE DI TUTTA LA COLONNA CIRCOLARE SOLO L'ARCO IN ATO È DISPONIBILE, TUTTO IL RESTO TRATTENUTO È CHIUSO. IN COMPLESSO L'ARCO CHIUSO SI INDICA CON ϵ , L'ARCO APERTO INVECE SI INDICA CON $1-\epsilon$ CON $\epsilon = \theta/2\pi$ CON θ L'ANGOLO CHE CORRISPONDE A ϵ ANGOLO L'ANGOLO CHIUSO, IL COMPLESSIVO È L'ANGOLO APERTO. QUANDO CON UNA RUOTA CURTIS SCRIVIAMO L'ESPRESSIONE DELLA PORTATA, LA SEZIONE CHE CORRISPONDE È OPPORTUNAMENTE UNA COLONNA CIRCOLARE CHE POSSIAMO SCRIVERE COSÌ:

$\Rightarrow A = \int_0^{2\pi} r_m b \cdot (1-\epsilon) \cdot \frac{d\epsilon - d\epsilon^2}{4} \cdot \int_0^{2\pi} b \cdot (1-\epsilon)$; PUNQUE A SECONDA DELL'ARCO CHE RESTA APERTO SI MOLTIPLICA LA SEZIONE CIRCOLARE E IL GRADO DI PRESSIONE DELLA COLONNA. IN QUESTO MODO OTTENGENDO LA SEZIONE RETRO LA PORTATA E QUINDI LA POTENZA.

PARLANDO DELLA RUOTA CURTIS PROVVIAMO A TRACCIARE DEI TRIANGOLI DI VELOCITÀ; ABBIAMO VISTO CHE UNO DEI MODI AVERE UNA MACCHINA AD ALZARE O DISMINUIRE TRIANGOLI DI VELOCITÀ CON LE VELOCITÀ RESIDUE SIMMETRICHE RISPETTO LA TRACCE DELL'ASSE.



LA VELOCITÀ W_1 È RIDOTTA NELLA DIREZIONE DELL'IN-BOCCO DELLA PRIMA PALCETTATURA; COSÌ SAPPIAMO INVECE TRACCIARE A RAGIONE LA W_2 È SIMMETRICA A W_1 . E AVERE SOTTO DIVERSIONE NELLA VELOCITÀ ORIENTATO AUMENTO INTRODOTTO IL GRADO DI PRESSIONE ISOBENTROPICO, QUINDI QUESTI TRIANGOLI SONO IDEALI (CON VELOCITÀ ISOBENTROPICA) È STATA FATTA

APPARE UNA VELOCITÀ C_2 COSTITUITA ALCUNI AVERE UNA DIREZIONE CORRISPONDE RISPETTIVA A TRACCIARE IN LAVORO. DICENDO TUTTO QUESTE VELOCITÀ SONO ISOBENTROPICHE $W_2 = W_{2,1} = W_1$, NON CI SONO PERDITE ψ O ψ (POI VEDREMO COSÌ

Calcoliamo il rendimento isentropico come rapporto tra lavoro isentropico e lavoro ideale massimo:

$$\Rightarrow \eta_{is} = \frac{L_{is}}{L_{id, max}} = \left(L_{id, max} = \frac{1}{2} C_{1, is}^2 \right) = 8 \sigma_{is} \left(\cos \alpha_1 - 2 \sigma_{is} \right) \text{ le parabole corrispondenti sono più strette delle corrispondenti parabole ideali in quanto } C_{1, is} \text{ è minore della } C_1 \text{ reale. Graficamente: } (\sigma_{is} = \sigma)$$

ANCHE IN QUESTO CASO IL RENDIMENTO ISENTROPICO HA A POSTO IL $\sigma = 0$, MA ANCHE IL σ UNICO $\frac{1}{2} \cos \alpha_1$ (quando si annulla la parentesi); NEI TRE CASI QUINDI AVREMO IL MASSIMO, ANCHE PER $\sigma = \frac{1}{4} \cos \alpha_1$ E IL CORRESPONDENTE VALORE DI RENDIMENTO ISENTROPICO SARÀ:

$$\Rightarrow \eta_{is}(\pi k) = 8 \frac{1}{4} \cos \alpha_1 \left(\cos \alpha_1 - 2 \frac{1}{4} \cos \alpha_1 \right) = \cos^2 \alpha_1;$$

È LO STESSO RENDIMENTO IDEALE MASSIMO CHE AVIAMO RITAVATO CON LA MACCHINA MONOSTADIO AD ARIENS CON LA DIFFERENZA CHE LA PARABOLA È DIVENTATA PIÙ STRETTA, OVVERO SI PUÒ DIMOSTRARE CHE:

PASSANDO A PIÙ GRANS PALOTTATE, ALLORA:

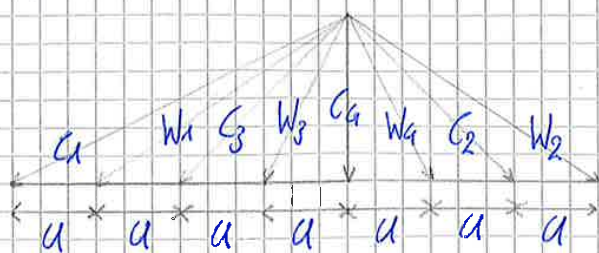
$$\Rightarrow \sigma(\eta = 0) = \frac{1}{2} \cos \alpha_1;$$

$$\sigma \Rightarrow \sigma(\eta = \eta_{max}) = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2} \cos \alpha_1;$$

È IL NUMERO DI GRANS PALOTTATE, INFATTI NELLA MACCHINA MONOSTADIO AD ARIENS AVIAMO $z = 1$ E RITROVIAMO GLI STESSI RISULTATI, IN QUESTO CASO $z = 2$. NELLA PRATICA PIÙ DI 2 GRANS PALOTTATE IN ARIENS NON SI FANNO, INOLTRE QUEL SINTO NON È LO STESSO, NON È LO STESSO CON LO ψ (I MASSIMI NON SONO TUTTI UGUALI, MA UNO RIDUCENDOCI CON L'AUMENTARE DELLE GRANS PALOTTATE. DAL GRAFICO SI VEDE CHE SE SI LAVORA CON UN σ MOLTO BASSO CONVIENE LAVORARE CON UN NUMERO MASSIMO DI GRANS PALOTTATE E AVERE RENDIMENTO PIÙ ELEVATO; MA SICCOME I MASSIMI UNICI A DIVENIRE NON È LO STESSO QUELLO CHE È DETERMINATO DA UNA PARTE LO RENDIMENTO DALL'ALTRA, QUINDI NON CONVIENE. ALTRA CONSIDERAZIONE INTERESSANTE CON $z = 2$:

$$\cdot \eta_{is}(\pi k) \rightarrow \sigma = \frac{1}{4} \cos \alpha_1 = \frac{u}{C_1} \Rightarrow C_1 \cdot \cos \alpha_1 = C_{u1} = u;$$

QUANDO LA COMPONENTE PERIFERICA DELLA VELOCITÀ C_1 È PROPRIO u . MA QUESTO COSA SIGNIFICA? NON SI PUÒ DIRE BASTANTEMENTE BASTANTE CHE LA COMPONENTE PERIFERICA DEL SECONDO FASCELLA DELLO, IL CHE CORRESPONDE AD AVERE LA C_{u1} PROPRIAMENTE ASSINCE.



QUESTI SONO I TRIANGOLI DI VELOCITÀ CORRESPONDENTI ALLE CONDIZIONI DI MASSIMO RENDIMENTO. QUELLO DI PRIMA ERANO TRIANGOLI DI VELOCITÀ GENERICI RIPORTATI AD UN COMPLESSO PUNTO SULLA PARABOLA. IN QUESTA SITUAZIONE SI OSSERVA CHE IL LAVORO ISENTROPICO MASSIMO (DA NON CONFONDERE

PER COEFFICIENTI CHE STANNO A MOLTIPLICI RISPETTIVAMENTE C_{u1} O C_{u2} . METTENDO IN EVIDENZA $C_{u1}^2/2$:

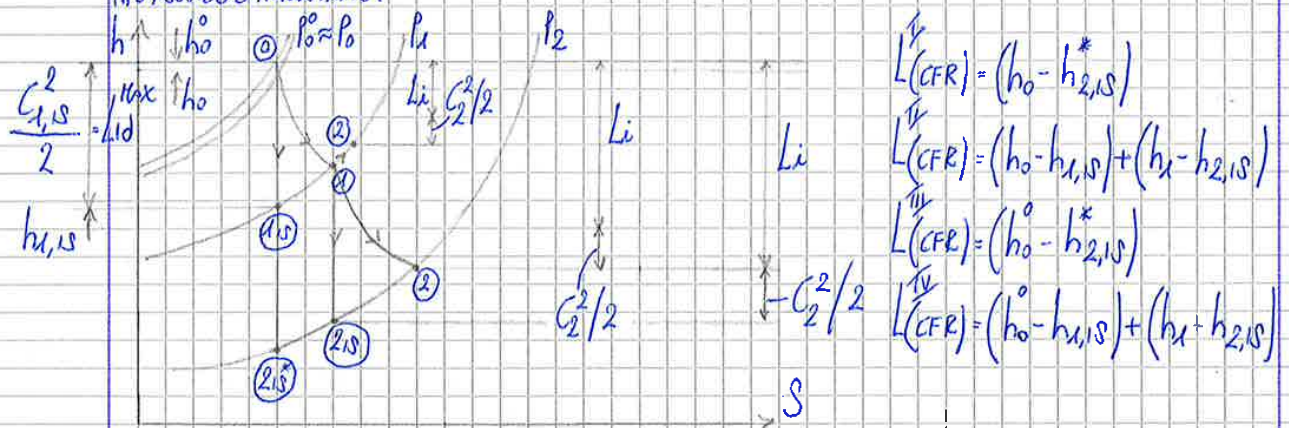
$$\Rightarrow L_i = \frac{C_{u1}^2}{2} \cdot 2 \frac{U}{C_{u1}} \left(A \cos \alpha_1 - B \frac{U}{C_{u1}} \right) = \frac{C_{u1}^2}{2} \cdot 2 \sigma \left(A \cos \alpha_1 - B \cdot \sigma \right) \text{ QUESTO SI ANNUNCIO E' } \sigma =$$

$\sigma = \frac{A}{B} \cos \alpha_1$; IL MASSIMO NUOVO COEFFICIENTE PER: $\sigma(\eta_{max}) = \frac{1}{2} \frac{A}{B} \cos \alpha_1$; IL RAPPORTO A/B E' QUELLO CHE NEL CASO IDEALE E' $1/2$ CON A E B CHE RAGGRUPPANO I COEFFICIENTI E PERDITE. ABBIAMO DETTO TUTTO QUELLO CHE DOVEVAMO DIRE SULLA RUOTA CURTIS.

UNO DEI PRIMI STUDIATI CHE E' OTTENUTO NELLA MACCHINA AD ALIANTI PUO' ANCHE COI CHE STUDIO I CONDOTTI SINGOLARI CONUSCEGLIATI - TI - PIU' SEMPLICI; COSTUI UTILIZZO UNO DI QUESTI CONDOTTI CONUSCEGLIATI - DIVERGENTI E ALIMENTATO DA UNA RUOTA PALLETTA DI UNA TURBINA AD ALIANTI. IN PARTICOLARE PIU' E' L'USO IN DIVERGENTE PIU' E' INCLINATA IN MODO CHE LA C_{u1} ARRIVASSE SULLA DIVERGENTE CON UNA GRANDE COMPONENTE PERIFERICA E RICARICARE UN GRANDE CALORE. SUCCESSIVAMENTE USANDO LE PALLETTA METTI DI QUESTI USUCCI METTEMO ALLA CORONA PALLETTA CONCERNENDO SIN UN CORO EQUILIBRIO MECCANICO, MA SICCOME I VARI CONTRIBUTI PERIFERICI DISOMOGNEA TRA COLO, SI USANO A DESOLO ANCHE UNA COPPIA PIU' GROSSA.

ULTIME PRECISAZIONI SULLE TURBINE. RIPPRESINTO UN ATTIMO IL DIAGRAMMA TERMODINAMICO E' UNA TURBINA AD ALIANTI DI

TIPO ASSIMILARE O NON ASSIMILARE:



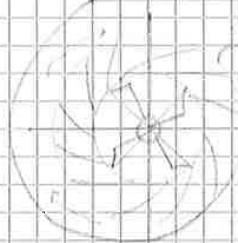
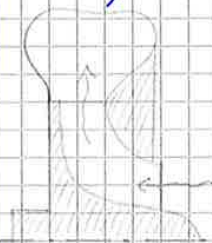
SICCOME LA MACCHINA AD ALIANTI SPERITA SUCCESSIVAMENTE IL CONTATTO CINETICO E' PRODURRE CALORE, IL CALORE IDEALE TRAMITO E' FACILE DA TRADURRE E SAPPINNO CHE UNO E' $L_{id} = \frac{C_{u1}^2}{2}$ E QUINDI MUCHO IL RENDIMENTO ISENTROPICO E' FACILE DA RICAVARE, ANCHE IN TERMINI DI DATO CINETICO:

$$\Rightarrow \eta_i = \frac{L_i}{L_{id, max}} = \frac{h_0 - (h_2 + C_2^2/2)}{h_0 - h_{1,2}}$$

IL CASO DELLE MACCHINE A REAZIONE IL DISCORO E' UN PO' PIU' COMPLICATO E MUCHO UN PO' PIU' INCOMPLETO IN QUANTO NON SAPPINNO A QUANTO CALORE DI CONFRONTO PERIFERICO. IL TORIONE DI CONFRONTO NON E' IL SELO SEMPLICE CINETICO TERMOBILITA' NE' DISTRIBUTO, MA DIPENDE MUCHO DALLA ESPANSIONE USCENDO NELLA DIVERGENTE. A QUESTO PUNTO CI VIENNO INCONTRO IL TESTO DEL PROBLEMA CHE CI SUGGERISCE A QUANTO CALORE DI CONFRONTO USARE. PER ESEMPLO, SICCOME L'ESPANSIONE AVVIENE TRA P_0 E P_2 , ALLORA IL DATO ISENTROPICO E' DATO DA $(h_0 - h_{2,2}^*)$ COMPRESSIVO SIN ALLA QUOTA CHE E'

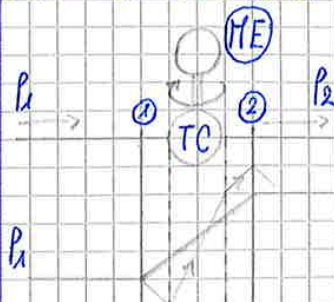
QUINDI SE LA VELOCITÀ DEL FLUIDO IN USCITA DALLA GIRANTE È TROPPO ALTA, SI TRASFORMA IN SONICO, ALLORA QUESTA VELOCITÀ PUÒ ESSERE CONVERTITA NEL DIFFUSORE CHE SUEGLIA; SE LA VELOCITÀ IN USCITA È SUBSONICA, ALLORA PARLAMO DI DIFFUSORI CON CANALI DIVERGENTI CHE CONVERTONO IL TORRONE CINETICO IN UN ALTRO CHE CONTRIBUISCE AL TORRONE ENERGETICO. POSSIAMO AVERE UN TURBOCOMPRESSORE ASSIACILE E QUESTO PUÒ ESSERE MONOSTADIO O POLISTADIO:

① LA PRESSIONE DELLA GIRANTE ENTRA NEL FLUIDO METTENDOPLO IN MOVIMENTO. DA ② A ③ ABBINATO LA GIRANTE, DA ② A ③ ABBINATO IL DIFFUSORE; LA SEZIONE ① È QUELLA DI IMBOCCO ED È SCELTA IN MODO DA INVIARE IL FLUIDO CON IL MINIMO DI PERDITE POSSIBILI. DOPO IL PRIMO STADIO DI COMPRESSIONE SI ABBINANO UN ALTRO E ANCHE ANCORA E OGNI UNO DI ESSI CONTRIBUISCE AD AUMENTARE LA PRESSIONE. STADIO PER STADIO LA PRESSIONE AUMENTA A SCAPITO DELLA VELOCITÀ, MA ANCHE LA VELOCITÀ AUMENTA; SE NON VOGLIAMO CHE LA VELOCITÀ DI AUMENTO DA UNO STADIO ALL'ALTRO CAMBINO TROPPO È NECESSARIO RIDURRE LA SEZIONE DI PASSAGGIO IN QUANTO IL FLUIDO COMPRESSO OCCUPA MENO SPAZIO. LE PRESSIONI QUINDI STADIO E STADIO DIVENTANO PIÙ COSTE E INFINITAMENTE L'ARIA COMPRESSA ENTRA IN UNO DEI PUNTI FINALI (CHE SIA UN SERBATOIO O UN COMBUSTORE). IL TURBOCOMPRESSORE ASSIACILE PUÒ ESSERE USATO E COMPLICAZIONI PROPULSIVE (MOTORI A REAZIONE DI UN AEROPILANO) O IN APPLICAZIONI STATIONARIE (PRODUZIONE DI ENERGIA ELETTRICA PER ESISTEMO). L'ALTRO ESISTEMO È IL TURBOCOMPRESSORE A FLUSSO TRASVERSALE:



IL FLUIDO PER IL SUO MOVIMENTO PRELIMINARE DI PRESSIONE; IL FLUIDO COMPRESSO VIENE RACCOLTO IN UNA CHIOCCIA CHE GIRA ATTORNO ALLA PERMANENZA ED ESSENDO UNA CHIOCCIA LA SEZIONE SI ALLARGA GIRENDO INTORNO. QUANDO IL FLUIDO È INTRAPPOLATO IN UN CANALE TRA

DUE PALI, IL FLUIDO VIENE FATTO GIRELLO E LA FORZA CENTRIFUGA LO SPINGE VERSO LA PERIFERIA; IL DIFFUSORE SI COMPONE IN USCITA DELLA CHIOCCIA E DEI CANALI DI RACCOLTA CON LA GIRANTE. IL DIFFUSORE PUÒ ANCHE NON ESSERE PRESENTATO (CON LE RACCHIUSURE PICCOLE), MA SE SI VOGLIE GUIDARE IL FLUIDO PER UTILIZZARE NOTI VORTICI E PERDITE ALLORA LA COLONNA PRESENTATA RACCHIUSURA LA C_2 È SPECIFICA IN PERIFERIA, QUINDI LA CHIOCCIA USA E PROPELLE CHE, NON A CASO, È TALE DA ESSERE AUSILIARIO IN MODO DA DIVERGENTE LA VELOCITÀ E AUMENTARE ANCORA LA PRESSIONE. ADesso SCONGIUNTI IL TURBOCOMPRESSORE:



QUANDO SUPERATO LA SITUAZIONE DA FUORI POSSIAMO USARE I PUNTI ① E ② E INDICARE L'INGRESSO E L'USCITA DALL'INTERA MACCHINA, QUINDI IL FLUIDO ENTRA ALLA PRESSIONE P_1 ED ESCE ALLA PRESSIONE P_2 DI RENDITA. LA PRESSIONE DINAMICA DEVE CORRISPONDERE A COME UN PICCOLO OPPORTUNO CHE PRENDE L'ARIA FORTE DA FUORI, LO FA CON IL MINIMO DI VELOCITÀ E LA FA PASSARE NELLA PRIMA GIRANTE; INFATTI LA SEZIONE DI PASSAGGIO È PIÙ PICCOLA DI QUELLA DELL'INTERNO ESTERNO. QUINDI PRIMA DELLA COMPRESSIONE

velocità periferica U_2 sulla sezione di uscita, allora sappiamo che:

$$\cdot \omega r_1 = U_1; \omega r_2 = U_2 \Rightarrow \frac{U_1}{U_2} = \frac{r_1}{r_2} = \frac{d_1}{d_2} \Rightarrow U_1 = U_2 \frac{d_1}{d_2} = U_2 \cdot S \text{ con } S = \frac{d_1}{d_2};$$

In questo modo abbiamo fatto comparire la velocità periferica U_2 e il rapporto tra i diametri, quindi abbiamo:

$$\Rightarrow C_{mx} = U_2 \cdot S \cdot \frac{1}{1/\phi \alpha_1 - 1/\phi \beta_1} = U_2 \cdot f(\alpha_1, \beta_1, S);$$

secondo cui abbiamo espresso la velocità C_{mx} in funzione della velocità U_2 attraverso gli angoli e il rapporto di proporzionamento tra sezioni di ingresso e di uscita. quindi genericamente possiamo scrivere C_{mx} così:

$$\Rightarrow C_{mx} = U \cdot f(\alpha, \beta, S) \Rightarrow \gamma = \frac{1}{U_1} \int \pi \left(\frac{b}{d} \right) d^2 \cdot U \cdot f(\alpha, \beta, S); \text{ sappiamo che:}$$

$\cdot U = \omega r$ con la velocità angolare ω di rotazione espressa in $\left[\frac{\text{rad}}{\text{s}} \right]$ che possiamo esprimere anche così:

$$\cdot \omega = 2\pi \left[\frac{\text{rad}}{\text{sec}} \right] \frac{m}{60} \left[\frac{\text{rpm}}{\text{minuto}} \right] \left[\frac{\text{minuto}}{\text{s}} \right] = \left[\frac{\text{rad}}{\text{s}} \right] \text{ con } m \text{ il numero di giri al minuto:}$$

$$\Rightarrow U = \omega r = 2\pi \frac{m}{60} \cdot \frac{d}{2} = \left(\frac{\pi}{30} \right) m d \text{ con } 30 \text{ un fattore di conversione che non si rende necessario se } m \text{ fosse espresso in giri al secondo ovviamente. adesso sostituiamo nella portata:}$$

$$\Rightarrow \gamma = \int \frac{\pi^2}{60} \left(\frac{b}{d} \right) \frac{d^3}{U_1} m \cdot f(\alpha, \beta, S);$$

un'altra grandezza meccanica di rilievo è il lavoro massico. scriviamo il 1° principio in forma teorica:

$$\Rightarrow Q = \dot{m} (h + L + \Delta E_k + \Delta E_g + \Delta E_s); Q = 0 \text{ perché ci riferiamo ad un processo adiabatico, } \Delta E_k \approx 0 \text{ perché il fluido compressibile è quindi di movimento a pressione non tanto la velocità, } \Delta E_g = 0 \text{ perché ci riferiamo ad un moto assoluto, quindi:}$$

$$\Rightarrow L_i = -\dot{m} h = -\dot{m} c_p (T_2 - T_1) \Rightarrow |L_i| = \dot{m} c_p (T_2 - T_1) = (\text{raccolgo } T_1) = \dot{m} c_p T_1 \left(\frac{T_2}{T_1} - 1 \right); \text{ inoltre vale:}$$

$$\Rightarrow \frac{T_2}{T_1} = (\text{potropica}) = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = p_c^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}; \text{ l'esponente } \frac{\gamma-1}{\gamma} \text{ sappiamo che, in condizioni adiabatiche, può essere messo in relazione con l'esponente dell'isoterica } K \text{ attraverso il rendimento idraulico:}$$

$$\Rightarrow \frac{\gamma-1}{\gamma} = \frac{1}{\eta_{ide}} \frac{K-1}{K} \stackrel{a)}{=} \frac{1}{\eta_{ide}} \frac{R}{c_p} \Rightarrow |L_i| = \dot{m} c_p T_1 (p^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1); \text{ dalla uguaglianza } a):$$

$$\cdot c_p = \frac{K}{K-1} R \Rightarrow |L_i| = \frac{K}{K-1} \dot{m} R T_1 (p^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1) \text{ nell'esponente di } p \text{ si nasconde il rendimento idraulico che lega } \gamma \text{ con } K \text{ in condizioni adiabatiche. } K \text{ però con } p \text{ può essere scomposto auso il rendimento idraulico nell'esponente, quindi possiamo esprimere il lavoro indicato in un altro modo:}$$

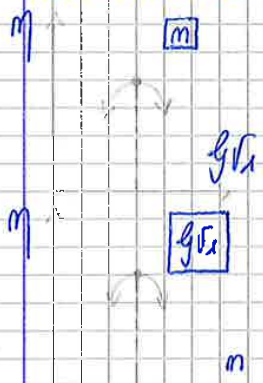
METRICA, E QUESTO SALTO DI PRESSIONE LO SI ESPRIME CON IL RAPPORTO β_c . POSSIAMO PARAMETRIZZARE β_c IN FUNZIONE DI CERTI PARAMETRI DI FUNZIONAMENTO; A ESEMPPIO IL COMPRESSORE DEVE COMPRIMERE UNA CERTA PORTATA IN VOLUME DI FLUIDO, QUINDI ALLA PORTATA E DAL LAVORO SI OTTIENE UNA POTENZA CHE RAPPRESENTA LA SPESA NECESSARIA A OTTENERE LE PRESTAZIONI DESIDERATE. TUTTAVIA OLTRE ALLA PORTATA, L'EQUAZIONE ISALIBRICA CONTIENE ANCHE ALTRI PARAMETRI, IN ALORA POSSIAMO COSTRUIRE UNA FAMIGLIA DI CURVE AL VARIARE DI UNO DI QUESTI PARAMETRI; IN PARTICOLARE POSSIAMO COSTRUIRE UNA CURVA β_c IN FUNZIONE DI $\dot{q} \cdot \sqrt{1}$ PARAMETRIZZATA DALLA VELOCITÀ DI POTERENZA m :



IL GRAFICO PUÒ ESSERE COSTRUITO PARTENDO DA $\beta_c = 1$ IN QUANTO, POICHÉ STIMOTRATTANDO UN COMPRESSORE, $P_2 > P_1$ SEMPRE. ABBIAMO INOLTRE UNA BONA IDEE PIANO POTTA UNA PROBITA IN CUI NON UOGGITO CHE LA MACCHINA UNDA A FUNZIONARE IN QUANTO RISCHIA L'INSTABILITÀ DI FUNZIONAMENTO. PER UNA PORTATA CRESCENTE, LA β_c DEVE DIMINUIRE QUINDI LA

$\dot{q} \cdot \sqrt{1}$ CURVA È DECRESCENTE; L'ASPETTO DI m , A PARTIRE DI PORTATA, È QUELLO DI AUMENTARE LA PENDENZA DI QUESTO CURVE. INDICHIAMO CON C_i LA CARATTERISTICA i -ESIMA AL VARIARE DI m ;

OGNI CURVA INOLTRE HA UN CAMPO DI ESISTENZA DIVERSO. LA CONCAVITÀ, LA PENDENZA E LA CURVATURA DIPENDONO ANCHE DAI SUOI ALTRI FATTORI PRESENTI NELL'EQUAZIONE, IN PARTICOLARE DAL RENDIMENTO (CHE SIA UN RENDIMENTO IDEALICO O ISOTERMICO). USANDO IN CHE MODO IL RENDIMENTO FA SENTIRE LA PROPRIA INFLUENZA. FISSATO m , POSSIAMO PENSARE CHE IN BASE ALLA PORTATA IN VOLUME, IL RENDIMENTO APPA' UN COSTO UALORE:



SUPPONIAMO CHE QUESTO m SIA IL RENDIMENTO MASSIMO CHE SI PUÒ RAGGIUNGERE A QUESTA VELOCITÀ DI POTERENZA; QUESTO VALE DICO CHE SE FACCIAMO LAVORARE LA MACCHINA AD UNA PORTATA PIÙ PICCOLA, IL RENDIMENTO DECRESCE. QUINDI ESISTE UN RENDIMENTO MASSIMO A UNA PORTATA PARTICOLARE. STESSO RAGIONAMENTO LO POSSIAMO FARE SE, FISSATA LA PORTATA, USIAMO COSA SUCCEDER AL VARIARE DI m ; CI SARA' UNA VELOCITÀ PARTICOLARE A CUI PURRIMO UN RENDIMENTO MASSIMO E SE FACCIAMO LAVORARE LA MACCHINA AD UNA VELOCITÀ PIÙ ALTA O PIÙ BASSA DI QUESTA, IL RENDIMENTO DECRESCE. MA PERCHÉ QUESTO? m_{is} È LEGATO

A m_{irr} E NELLA DEFINIZIONE DI m_{irr} COMPAGNANO LE DISSIPAZIONI FLUIDODINAMICHE L_{fl} , COSÌ COME NELLE RESISTENZE DISTRIBUITE O CONCENTRATE CHE IL FLUIDO INCONTRA NEL SUO PERCORSO, IN PARTICOLARE LE RESISTENZE CONCENTRATE PIÙ ELEVATE SONO QUELLE DI INGRESSO E DI USCITA DALLA GIRANTE ("RESISTENZE AL VORTICE SUL BORDO DI ATTACCO DELLA PALETTE"). I PROFILI DELLE PALETTE SONO PROGETTATI IN MODO DA RIDURRE LE RESISTENZE; LE RESISTENZE SONO PICCOLE QUANDO IL FLUIDO ENTRA ED ESCE DALLA GIRANTE CON UNA VELOCITÀ IN ACCORDO CON I PROFILI PALETTE E QUESTO POTREBBE CORRISPONDERE AL MASSIMO RENDIMENTO. QUINDI SE QUESTE CONDIZIONI NON SONO VERIFICATESI, LE DISSIPAZIONI DIVENTANO PIÙ GRANDI E IL RENDIMENTO INEVITABILMENTE DECRESCE. QUESTO LO SI USA ANCHE CON I TRIANGOLO DI VELOCITÀ, IN QUANTO

PIÙ UNA MACCHINA, DOVEREMO NECESSARIAMENTE COSTRUIRE UN ALTRO GRAFICO. STESSA COSA UNO $\times T_1$, ANCHE LA TEMPERATURA DELL'AMBIENTE DI ASPIRAZIONE; LA TEMPERATURA CI DICE ANCHE SONO LE PRESSIONI DELLA MACCHINA. QUANDO LA T_1 DELL'AMBIENTE AUMENTA O DIMINUISCE, QUINDI SE CAMBIA T_1 SI PUÒ COSTRUIRE UNA NUOVA MAPPA. E ANCHE STESSA COSA PER K E R CHE DIPENDONO DAL REGIME. ALLORA POSSIAMO RICORRERE AD UN ESPERIMENTO: IL VISCOSO MASSICO ν_1 SI PUÒ ESPRIMERE CON L'EQUAZIONE DI STATO:

$$\nu_1 = \frac{RT_1}{p_1}; \text{ ADDESSO NELL'EQUAZIONE CARATTERISTICA CONSIDERIAMO IL GRUPPO } \frac{1}{RT_1} \frac{m^3 d^5}{g \nu_1}, \text{ RUGHEMOSI QUINDI:}$$

$$\Rightarrow \frac{1}{RT_1} \frac{m^3 d^5}{g \nu_1} = \frac{1}{(RT_1)^2} \frac{m^3 d^5 p_1}{g}; \text{ DISCRIVIAMO IL FATTORE } (RT_1)^2 \text{ COSÌ:}$$

$$\cdot (RT_1)^2 = (\sqrt{RT_1})^4 = \sqrt{RT_1} \cdot (\sqrt{RT_1})^3; \text{ INOLTRE SCRIVIAMO } d^5 \text{ COSÌ } d^5 = d^3 \cdot d^2, \text{ QUINDI ADESSO:}$$

$$\Rightarrow \frac{m^3 d^5}{(RT_1)^2} \frac{p_1}{g} = \frac{m^3 d^3}{(\sqrt{RT_1})^3} \frac{d^2 p_1}{g \sqrt{RT_1}} = \left(\frac{md}{\sqrt{RT_1}} \right)^3 \frac{p_1 d^2}{g \sqrt{RT_1}}; \text{ OSSERVIAMO IL FATTORE (1):}$$

$$\left(\frac{md}{\sqrt{RT_1}} \right)^3 = \left(\left[\frac{kg}{m^3} \right] \cdot [m] \cdot \sqrt{\left[\frac{m}{s} \right]^2} \right)^3 = \text{NUMERO ADIMENSIONALE}; \text{ QUINDI SE } md \text{ È L'EQUIVALENTE DI UNA VELOCITÀ LINEARE (COSÌATA ALLA } U), \text{ ALLORA } \sqrt{RT_1} \text{ LA POSSIAMO VEDERE COSÌ UNA VELOCITÀ LINEARE DI RIFERIMENTO, QUINDI:}$$

$$\Rightarrow \left(\frac{md}{\sqrt{RT_1}} \right)^3 \rightarrow \left(\frac{U}{U_0} \right)^3; \text{ QUINDI ABBIAMO NORMALIZZATO LA LINEARE VELOCITÀ RISPETTO A SUO VALORE PARTICOLARE. QUESTO RAPPORTO LO INDICHIAMO CON } \eta \text{ ED È UN PARAMETRO DI VELOCITÀ NORMALIZZATO ADIMENSIONALE. STESSA COSA POSSIAMO FARE LA PORTATA, QUINDI CONSIDERIAMO IL FATTORE (2):}$$

$$\cdot \frac{g \sqrt{RT_1}}{p_1 d^2} \text{ SI OSSERVA CHE } \frac{p_1 d^2}{\sqrt{RT_1}} \text{ HA LE DIMENSIONI DI UNA PORTATA IN MASSA, QUINDI IL FATTORE (2) PUÒ ESSERE VISTA COSÌ UNA MASSA PORTATA NORMALIZZATA RISPETTO A UN VALORE DI RIFERIMENTO } G_0:$$

$$\Rightarrow \frac{g \sqrt{RT_1}}{p_1 d^2} \rightarrow \frac{g}{G_0}; \text{ QUESTO RAPPORTO LO INDICHIAMO CON } m \text{ ED È UN PARAMETRO DI PORTATA NORMALIZZATO ADIMENSIONALE. QUINDI IN PAROLE PIÙ SEMPLI ABBIAMO ADIMENSIONATO TUTTO E CI$$

LE GRANDORE PONDANTIALI, IN PAROLE PIÙ SEMPLI β_c E m SONO GIÀ ADIMENSIONATE, ADESSO ABBIAMO ADIMENSIONATO LA PORTATA E LA VELOCITÀ. QUINDI DISCRIVIAMO L'EQUAZIONE CARATTERISTICA IN FUNZIONE DEI PARAMETRI NORMALIZZATI:

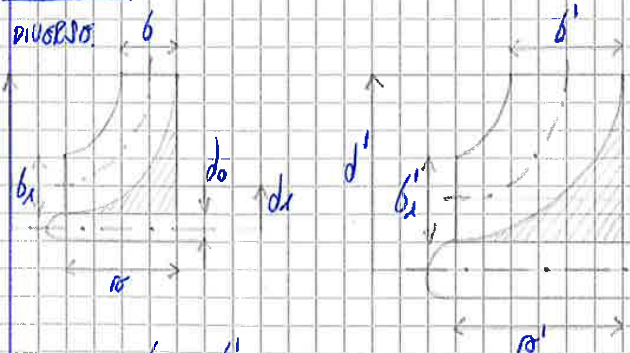
$$\Rightarrow \beta_c = \left[1 + \text{cost.} \cdot m^{1/3} \cdot \frac{K-1}{K} \cdot f\left(\frac{b}{a}\right) \cdot f(\alpha, \beta, \gamma) \cdot \frac{\eta^2}{m} \right]^{K/(K-1)};$$

IN SENSO IL VALORE DI RIFERIMENTO È UNO DEI VALORI POSSIBILI NELL'ORDINATO PUNTELLANTE, CHE PUÒ ESSERE IL VALORE NOMINALE CORRISPONDENTE AL MASSIMO RENDIMENTO OPPURE IL VALORE CORRISPONDENTE ALLA FUNZIONE DI INTENSITÀ PIÙ FREQUENTE. QUINDI FACENDO UN DIAGRAMMA IN FUNZIONE DI UNA LINEARE NORMALIZZATA I VALORI UNITARI CARI:

CHE HA L'ALBERO IN COMUNE CON IL COMPRESSORE. UN ALTRO TIPOLO È QUELLO CHE HA UNA UNICA DI STROPPAMENTO ALL'ASPIRAZIONE DELLA MACCHINA E QUELLO CHE HA LA PORTATA, OPPURE UNA UNICA DI STROPPAMENTO ALLA PORTATA SEMPRE CON L'INTENTO DI RIPULIRE LA PORTATA. SI PARLA INDETTIVAMENTE DI STROPPAMENTO ALL'ASPIRAZIONE O STROPPAMENTO ALLA PORTATA. UN ALTRO TIPOLO CONSISTE NELLA "BUTTATA" UNA CERTA QUOTA DI PORTATA CHE NON SI SPEGNE PIÙ FACENDO FUNZIONARE IL COMPRESSORE SEMPRE NELLE STESSA CONDIZIONI DI PUNZIONAMENTO INDIVIDUATE PER DIMENSIONI. ATTRAVERSO UNA UNICA SI DISPONDE LA PORTATA IN SUCCESSO. QUESTO TIPOLO PUÒ TALORA RISPETTERE PIÙ CONVENIENTE PIÙ PIuttosto CHE POSSIBILE IL COMPRESSORE; INFATTI SE REGOLA IL COMPRESSORE A PARTIRE DAL PUNZIONAMENTO MASSIMO, IL PUNZIONAMENTO PUÒ SOCCORRERE. È QUINDI POSSIBILE CHE SE IL FLUIDO È GASTO O POLVEROSO NON LO SI PUÒ DISPONDERE NELLE AMBIENTE, E QUINDI SI ADETTA IL FLUIDO ALL'ASPIRAZIONE, QUINDI RISPETTANDO IL FLUIDO SULLA LINEA DI INGRESSO. PER QUESTA QUOTA DI PORTATA IL FLUIDO COMPRESSO SARA' CALDA E ANDANDO SI MUOVE CON IL FLUIDO PRESSO IN INGRESSO PROLUNGANDO LA RITENUTA DELLA TEMPERATURA DI ASPIRAZIONE VISTA DAL COMPRESSORE; QUANDO SI OSSERVA UN PUNZIONAMENTO DI QUESTO TIPO SI PUÒ PUNTERE INDETTIVAMENTE UN RAPPRESENTANTE CHE ASPETTA CALORE RISPETTANDO LA TEMPERATURA AL VALORE DELL'INGRESSO.

16/11/16

INTRODUciamo UN CONCETTO CHE NON VALE SOLO PER I TURBOCOMPRESSORI, MA IN GENERALE SI PUÒ ESTENDERE A TUTTE LE MACCHINE, QUINDI IL CONCETTO DI SIMILITUDINE. IL PRIMO TIPO DI SIMILITUDINE, QUELLO PIÙ SEMPLICE, È LA SIMILITUDINE GEOMETRICA; GUARDANDO DUE MACCHINE QUESTO SI ASSOTEGNANO SE HANNO LA STESSA FORMA, MA LE DIMENSIONI SONO



LA FORMA SI STABILISCE ATTRAVERSO UNA SERIE DI RAPPORTI GEOMETRICI COSTRUTTIVI; PER ESEMPLO SE b È L'ESTENSIONE DELLA MACCHINA E d È UN DIAMETRO, ALLORA IL RAPPORTO b/d È UN RAPPORTO DI FORMA CHE IO DICO SE LA FORMA È QUADRATA O TONDA. LA SIMILITUDINE GEOMETRICA

CI DICE CHE $\frac{b}{d} = \frac{b'}{d'}$ QUINDI IL RAPPORTO TRA LE DUE DIMENSIONI È LO STESSO NEI DUE CASI. QUESTO ASPETTO LO POSSIAMO RISPETTERE A TUTTE LE DIMENSIONI DELLA MACCHINA, QUINDI POTREMO DIRE CHE ESISTE $\frac{r}{d} = \frac{r'}{d'}$; SE QUESTA USANDO UNA UNICA E TUTTI I RAPPORTI GEOMETRICI COSTRUTTIVI, ALLORA LE FORME SONO USANDO ANCHE SE LE DIMENSIONI SONO DIVERSE. POSSIAMO ESPRIMERE QUESTI RAPPORTI RISPONDENDO AD UNA UNICA DIMENSIONE, PER ESEMPLO POSSIAMO RISPONDERE AL DIAMETRO d DI INGRESSO MASSIMO:

$$\Rightarrow \left(\frac{b}{d} \right), \left(\frac{r}{d} \right), \left(\frac{d_0}{d} \right);$$

OGNI UNO DI QUESTI RAPPORTI HA UN VALORE DIVERSO E NOI LOBORDINAMENTO SE FINISCONO LA FORMA. OSSERVANDO CHE:

$$\Rightarrow \left(\frac{b}{d} \right) = \left(\frac{b'}{d'} \right) \rightarrow \left(\frac{b}{b'} \right) = \left(\frac{d}{d'} \right) = \left(\frac{r}{r'} \right) = \left(\frac{d_0}{d_0'} \right);$$

QUESTO CI DICE CHE SE GUARDIAMO L'USANDO UNA

IN CUI LA VELOCITÀ È QUELLA RELATIVA ALLE PARETI (SE LE PARETI SONO FIRME LA VELOCITÀ RELATIVA È QUELLA ASSOLUTA):

• $Lw = \int \frac{W^2}{2} = U^2 f_w(\alpha, \beta, \delta)$; QUESTA CONDIZIONE È LINEARE IN QUANTO LA VELOCITÀ RELATIVA È UNA COMPONENTE DEL TRIANGOLO DI VELOCITÀ E COSÌ COSÌ TALCÒ LA POSSIAMO SCRIVERE IN FUNZIONE DI U ATTRAVERSO GLI ANGOLI E IL RAPPORTO δ . IL NUMERO SIMILITUDINE FLUIDODINAMICA CI DEDUCE DI ESSERE UNA SIMILITUDINE COSTANTE E CUI GLI ANGOLI DEVONO ESSERE UGUALI ($\alpha_1 = \alpha_2$, $\beta_1 = \beta_2$ E COSÌ VIA) E UNA SIMILITUDINE GEOMETRICA PER CUI δ , OVVERO IL RAPPORTO TRA I DIAMETRI DELLE DUE MACCHINE, DEVE ESSERE UN FATTORE DI SCALA. SE SUESSIMO SIMILITUDINE FLUIDODINAMICA, ALLORA:

$$\Rightarrow \frac{Lw}{Li} = \frac{U^2 f_w(\alpha, \beta, \delta)}{U^2 f_i(\alpha, \beta, \delta)} = \frac{f_w(\alpha, \beta, \delta)}{f_i(\alpha, \beta, \delta)}; \text{ SE GLI ANGOLI SONO SEMPRE GLI STESSI E IL FATTORE DI SCALA È SEMPRE LO STESSO, ALLORA IL RAPPORTO TRA LE DUE FUNZIONI TRIGONOMETRICHE È UNA COSTANTE. ABBIAMO SUBITO UNA CONSEGUEZA IMPORTANTISSIMA DI QUESTO: SE IL RAPPORTO È COSTANTE, ALLORA IL RENDIMENTO IDEALICO (O POUTROPICO) È COSTANTE. INFATTI NELLA TURBINA:}$$

• $\eta_{ge} = \frac{Li}{Li + Lw} = \frac{1}{1 + Lw/Li}$ SE $\frac{Lw}{Li}$ È COSTANTE, ALLORA η_{ge} È COSTANTE. USCILLO DEI COMPRESSORI, POMPE E VENTILATORI:

$$\cdot \eta_{c,p,v} = \frac{|L_{ic}| - L_{wc}}{|L_{ic}|} = 1 - \frac{L_{wc}}{|L_{ic}|} \text{ SE } \frac{L_{wc}}{|L_{ic}|} \text{ È COSTANTE, ALLORA } \eta_{c,p,v} \text{ È COSTANTE;}$$

QUANDO SI TRATTA SIMILITUDINE FLUIDODINAMICA QUELLO CHE SI METTE A CONFRONTO NON SONO DUE MACCHINE DISTINTE, MA DUE CONDIZIONI DI FUNZIONAMENTO E QUESTE DUE CONDIZIONI OPERATIVE SI POSSONO RIPERIRE O A DUE MACCHINE DISTINTE SITUATE LOCO OPPURE ALLA STESSA MACCHINA. QUINDI SE È UNA STESSA MACCHINA CONFRONTO DUE CONDIZIONI DI FUNZIONAMENTO IN SIMILITUDINE FLUIDODINAMICA, ALLORA IL RENDIMENTO IDEALICO È LO STESSO. E INOLTRE SE SI METTONO A PARAGONE DUE MACCHINE SITUATE LOCO, ALLORA LA MACCHINA PIÙ GRANDE POTRÀ SVOLGERE UNA PORTATA DI UACIO PIÙ GRANDE DI QUELLA PIÙ PICCOLA, MA SE ANCHE LA VELOCITÀ U È LO UACIO PIÙ GRANDE (OVVERO C_{fm} IN PROPORZIONE A U) E LE DUE MACCHINE SONO IN SIMILITUDINE FLUIDODINAMICA TRA LOCO, ALLORA AURANNO STESSO RENDIMENTO IDEALICO. LA SIMILITUDINE FLUIDODINAMICA QUINDI CONSENTE DI DESINERRE DEI PARAMETRI NON DIMENSIONALI CHE SI MANTENGONO COSTANTI IN CONDIZIONI DI SIMILITUDINE ANCHE SE LE MACCHINE SONO DIVERSE E LE CONDIZIONI OPERATIVE SONO DIVERSE. QUESTI GRUPPI DI PARAMETRI CHE RESTANO COSTANTI SI POSSONO USARE IN DUE MODI:

- 1) UNA VOLTA COSTRUITI QUESTI PARAMETRI DI SIMILITUDINE, SI PUÒ ANDARE A UOGLERE QUANTO LA MACCHINA LI PRESENTA CON IL MASSIMO RENDIMENTO;
- 2) DATA UNA SPECIFICA MACCHINA IO CALCOLO I PARAMETRI DI SIMILITUDINE, CI POSSIAMO CHIEDERE QUANTO SONO LE CONDIZIONI OTTIME E LE QUANTO QUESTA MACCHINA CI DA IL MASSIMO RENDIMENTO;

QUINDI I PARAMETRI CONSENTONO QUESTA DOPPIA SCOSTA: ASSIGNATE LE CONDIZIONI OTTIME, CI DICONO QUANTO È LA MACCHINA PIÙ ADATTA; ASSIGNATA LA MACCHINA, CI DICONO QUANTO SONO LE CONDIZIONI OTTIME PIÙ ADATTE.

ALTRA GRANDEZZA CARATTERISTICA È LA PRESSIONE DINAMICA SOTTO IL CULOLO E DELLE PERDITE:

$\cdot gH \begin{cases} \text{TURBINA: } L_{ib} + L_{wb} \text{ (PRESSIONE MOTRICE)} \\ \text{C, P, V: } |L_{ic, p, v}| - L_{wc, p, v} \text{ (PRESSIONE OPERATIVA)} \end{cases}$; IN OGNI CASO POSSIAMO SCRIVERE:

$$\Rightarrow gH = U^2 \left[f_i(\alpha, \beta, \delta) \pm \frac{1}{2} f_w(\alpha, \beta, \delta) \right] = (K_i f_i(\alpha, \beta, \delta) \pm K_w f_w(\alpha, \beta, \delta)) m^2 d^2 = K_H f_H(\alpha, \beta, \delta) m^2 d^2;$$

È POI ABBINATO PERCÒ IL RENDIMENTO IDEALE:

$\cdot \eta \begin{cases} \text{TURBINA: } L_{ib} / (L_{ib} + L_{wb}) \\ \text{C, P, V: } |L_{ic, p, v}| - L_{wc, p, v} / |L_{ic, p, v}| \end{cases}$; IN OGNI CASO SI SCRIVE $\eta = K_\eta f_\eta(\alpha, \beta, \delta)$;

NELLE DEFINIZIONI DI RENDIMENTO IDEALE COMPARE IN OGNI CASO IL RAPPORTO TRA CULOLO E LE PERDITE E QUINDI PURE IL RAPPORTO TRA DUE FUNZIONI TRIGONOMETRICHE CHE È A SUA VOLTA UNA FUNZIONE TRIGONOMETRICA; INOLTRE FACENDO QUESTO RAPPORTO SI SOTTOPONE $m^2 d^2$. SE ADDESSO MENTREMIAMO TRA LORO L'ESPRESSIONE DI f DI L_i OTTENIAMO LA POTENZA INDICATA:

$$\Rightarrow P_i = g \cdot L_i = \text{costante} \cdot f\left(\frac{b}{d}\right) f_P(\alpha, \beta, \delta) \frac{U^3 d^2}{\sqrt{1}} = K_P \cdot f\left(\frac{b}{d}\right) f_P(\alpha, \beta, \delta) \frac{m^3 d^5}{\sqrt{1}};$$

CONFRONTANDO TUTTE QUESTE ESPRESSIONI POSSIAMO DIRE CHE SE SUSTISTE LA SIMILITUDINE GEOMETRICA, ALLORA PURE CHE STIAMO CONFRONTANDO DUE SITUAZIONI IN CUI IL RAPPORTO DI FORTE b/d È COSTANTE E QUINDI VIENE INCOERATO NEGLI COSTANTI, STESSA COSA OVVIAMENTE VALE E δ . SE ALTRE ALLA SIMILITUDINE GEOMETRICA SUSTISTE ANCHE LA SIMILITUDINE CINEMATICA, ALLORA ANCHE GLI ANGOLI SONO GLI STESSI TRA LE DUE SITUAZIONI; IN QUESTO CASO DIRE CHE IN CONDIZIONI DI SIMILITUDINE GEOMETRICA E CINEMATICA, LE DUE FUNZIONI TRIGONOMETRICHE SONO DELLE COSTANTI TRA LE DUE SITUAZIONI E QUINDI SI INCOERANO NEGLI COSTANTI. SE SUSTISTE ANCHE LA SIMILITUDINE FLUIDODINAMICA, ALLORA ANCHE IL COEFFICIENTE DI INCOERATO È LO STESSO E SI INCOERANO NEGLI COSTANTI. QUINDI CONFRONTANDO DUE SITUAZIONI E FACENDO IL RAPPORTO TRA DI LORO IN CONDIZIONI DI SIMILITUDINE FLUIDODINAMICA LE COSTANTI SI SOTTOPONE A QUESTO:

$$\Rightarrow \frac{g'}{g} = \frac{(m'/m)(d'/d)^3}{\sqrt{1}'/\sqrt{1}}; \text{ OPPURE A LA PORTATA IN VOLUME: } \frac{(g\sqrt{1})'}{g\sqrt{1}} = \left(\frac{m'}{m}\right) \left(\frac{d'}{d}\right)^3;$$

LA STESSA COSA VALE E TUTTE LE ALTRE GRANDEZZE:

$$\Rightarrow \frac{L_i'}{L_i} = \left(\frac{U'}{U}\right)^2 = \left(\frac{m'}{m}\right)^2 \left(\frac{d'}{d}\right)^2 = \frac{L_i'}{L_i}; \text{ IN QUESTO DERIVA } \frac{\eta'}{\eta} = 1 \text{ (I RENDIMENTI SONO GLI STESSI);}$$

$$\Rightarrow \frac{gH'}{gH} = \left(\frac{U'}{U}\right)^2 = \left(\frac{m'}{m}\right)^2 \left(\frac{d'}{d}\right)^2; \text{ E LA POTENZA: } \frac{P_i'}{P_i} = \left(\frac{U'}{U}\right)^3 \left(\frac{d'}{d}\right)^2 \frac{1}{\sqrt{1}'/\sqrt{1}} = \left(\frac{m'}{m}\right)^3 \left(\frac{d'}{d}\right)^5 \frac{1}{\sqrt{1}'/\sqrt{1}};$$

QUINDI TUTTO QUESTO A DIRE CHE CONFRONTANDO DUE SITUAZIONI IN SIMILITUDINE LE ESPRESSIONI NUMERICHE SI SOTTOPONE A QUESTO. IMMAGINIAMO CHE QUESTE DUE CONDIZIONI OPERATIVE DI FUNZIONAMENTO SI RIPRODUCANO ALLO STESSO CONDIZIONI

che essere assenti, stesso caso a un compressore centrifugo di ingresso assiale, ma allora questo vuol dire che $\alpha_1 = 90^\circ$ o $\tan \alpha_1 \rightarrow +\infty$ e le perdite (*) si annullano, questa semplificazione si può fare in molti casi pratico reali. quindi ritenuto:

$$\Rightarrow |L_{ic}| = U_2^2 \left[1 + \frac{1}{U_2} \frac{W_{m2}}{\cos \beta_2} \right] = (W_{m2} = g\sqrt{2}/A_2) = U_2^2 \left[1 + \frac{1}{U_2} \frac{g\sqrt{2}/A_2}{\cos \beta_2} \right];$$

questa relazione ci permette di determinare il lavoro con la portata in vuoto (in uso in questo caso) per assunti valori di U_2 che funga da parametro; questa funzione è ancora una volta associata $\sqrt{2}, A_2, \cos \beta_2$ e U_2 . determinando questa funzione:

$|L_{ic}|$
 U_2^2
 U_2^2

$\beta_2 < 90^\circ$
 $\beta_2 = 90^\circ$
 $\beta_2 > 90^\circ$

$g\sqrt{2}$

Se si assume un angolo con $\beta_2 = 90^\circ$ allora il lavoro resta U_2^2 , quindi i triangoli di velocità sono due triangoli rettangoli (un caso di particolare); questo lavoro si mantiene costante a ogni portata. Se invece $\beta_2 > 90^\circ$ (angolo ottuso) allora $\cos \beta_2 < 0$ quindi la portata ha tendenza negativa; se $\beta_2 < 90^\circ$ (angolo acuto) allora $\cos \beta_2 > 0$ quindi la portata ha tendenza positiva. Questo discorso va fatto con velocità periferica che si sceglie. Adesso moltiplichiamo e dividiamo U_2^2 per 2 in modo da far comparire una costante cinetica:

$$\cdot |L_{ic}| = \frac{U_2^2}{2} \cdot 2 \left[1 + \frac{1}{U_2} \frac{g\sqrt{2}/A_2}{\cos \beta_2} \right] \Rightarrow \frac{|L_{ic}|}{U_2^2/2} = 2 \left[1 + \frac{W_{m2}}{U_2} \frac{1}{\cos \beta_2} \right] = 2 \left[1 + \frac{W_{m2} A_2}{U_2 A_2} \frac{1}{\cos \beta_2} \right];$$

il rapporto tra il lavoro e un'energia cinetica è adimensionale, anche il rapporto $W_{m2} A_2 / U_2 A_2$ è adimensionale in quanto ciò che abbiamo numeratore e denominatore ha le dimensioni di una portata. quindi possiamo disegnare il "lavoro adimensionale" in funzione della "portata adimensionale" indicando ciascuno con:

$$\cdot \Psi = \frac{|L_{ic}|}{U_2^2/2} = \frac{|L_{ic}|}{|L_{ic}|^*}; \text{ che se riusciamo rispetto al lavoro cinetico ad un lavoro di riferimento};$$

$$\cdot \Phi = \frac{W_{m2}}{U_2} = \frac{W_{m2} A_2}{U_2 A_2} = \frac{g\sqrt{2}}{U_2 A_2} = \frac{g\sqrt{2}}{(g\sqrt{2})^*}; \text{ che se riusciamo rispetto al cinetico portata in vuoto ad una portata in vuoto di riferimento. abbiamo quindi costruito due parametri adimensionali di lavoro e portata, chiamando } (g\sqrt{2})^* \text{ e rispetto al lavoro } |L_{ic}|^* \text{ quindi devono essere costanti tra loro e rappresenta una precisa condizione operativa. quindi:}$$

Ψ
 2

$\beta_2 < 90^\circ$ possiamo ricavare la nostra relazione come:
 $\beta_2 = 90^\circ \Rightarrow \Psi = 2 \left[1 + \Phi \frac{1}{\cos \beta_2} \right];$
 $\beta_2 > 90^\circ$
 Φ

il grafico non è più parametrico di U_2 , ma abbiamo un solo grafico,

DOPO STADIO LA DENSITÀ AUMENTA, INOLTRE STADIO DOPO STADIO PASSANTO INTRA DINAMICO CHE LE SEZIONI DI PASSAGGIO SONO LE STESSO (ESPANSIONE DELL'AREA SEMPRE LA STESSA), ALLORA LA COMPONENTE MERIDIANA STADIO DOPO STADIO DEVE DIMINUIRE E I TRIANGOLI DI USCITA DIVENTANO PIÙ SCHIACCIATI. SE IN UNO STADIO DOPO STADIO RIDUCIAMO LE SEZIONI DI PASSAGGIO IN MODO DA COMPENSARE L'INCREMENTO DI DENSITÀ, ALLORA LA COMPONENTE MERIDIANA PUÒ RESTARE COSTANTE. IN QUESTO MODO I TRIANGOLI DI USCITA SONO TUTTI UGUALI STADIO DOPO STADIO. POI CHÉ ANCHE LE SEZIONI SONO TUTTE UGUALI, ALLORA IL PRINCIPIO DELLA PACOTA È SEMPRE LO STESSO, L'UNICA DIFFERENZA È L'ESPANSIONE RADIALE. I PRIMI STADI AVERANNO PACOTE PIÙ ALTE, GLI ULTIMI STADI AVERANNO PACOTE PIÙ BASSE, MA LA CURVATURA È SEMPRE LA STESSA.

ALTRA CONSEQUENZA: SE C_1 È ASSIALE E $\beta_2 = 90^\circ$, ALLORA IL LAVORO DI UNO STADIO È U_2^2 , IL SECONDO I TRIANGOLI SONO TUTTI UGUALI, ANCHE IL LAVORO DEL 2° STADIO È U_2^2 E COSÌ VIA A TUTTI GLI STADI. TUTTI STADI SONO CALCOLATI ALLO STESSO MODO, CONTRIBUISCONO AL LAVORO TOTALE TUTTI ALLO STESSO MODO. QUINDI IL LAVORO TOTALE È:

$$\Rightarrow |L_{ic}|_{TOT} = \int_{K=1}^m |L_{ic}|_K = m |L_{ic}| \text{ con } m \text{ IL NUMERO DI STADI E } |L_{ic}| \text{ IL LAVORO DI UNO STADIO SINGOLO. PROVIAMO AD ESPRIMERE IL LAVORO CON IL 1° PRINCIPIO:}$$

$$\Rightarrow |L_{ic}| = \frac{1}{\eta_{is}} \cdot |L_{is, c}| = \frac{1}{\eta_{is}} c_p T_A \left(\beta_c^{K-1/K} - 1 \right); \text{ IN PRIMA APPROSSIMAZIONE POSSIAMO DIRE CHE, POI CHÉ GLI STADI SONO TUTTI UGUALI, ALLORA I RENDIMENTI } \eta_{is} \text{ SONO SEMPRE GLI STESSI. ANCHE I LAVORI SONO TUTTI UGUALI, MA DI SICURO LA } T_A \text{ DI INGRESSO STADIO DOPO STADIO CAMBIA IN QUANTO AD OGNI STADIO IL GAS VIENE COMPRESSO E AUMENTA LA TEMPERATURA SECONDO LA POLITROPICA. QUINDI OGNI STADIO HA LO STESSO LAVORO, MA CON UNA } T_A \text{ DI INGRESSO SEMPRE UN PO' PIÙ ALTA. COME PUÒ } |L_{ic}| \text{ ESSERE LO STESSO SE } T_A \text{ AUMENTA STADIO DOPO STADIO? L'UNICO MODO È FARLO IN MODO CHE } \beta_c \text{ DIMINUISCA STADIO DOPO STADIO. QUINDI SE IL LAVORO TOTALE È LA SOMMA DEI LAVORI, IL } \beta \text{ TOTALE È IL PRODOTTO DEI } \beta \text{ DEI SINGOLI STADI, MA OGNI STADIO CONTRIBUISCE CON UN } \beta \text{ PIÙ PICCOLO. QUINDI:}$$

$$\Rightarrow \beta_{TOT} = \beta_1 \beta_2 \dots \beta_m; \text{ IL } \beta \text{ PIÙ GRANDE DI TUTTI È QUELLO DEL 1° STADIO IN QUANTO QUESTO HA LA } T_A \text{ PIÙ PICCOLA DI TUTTI. IN CONCLUSIONE SE VOGLIAMO RIPARTIRE IL LAVORO IN MODO UGUALE, OCCORRE DI UETA IN UETA CALIBRARE LE SEZIONI A TALE MODO CHE LA DENSITÀ AUMENTI.}$$

UN COMPRESSORE LO SI UTILIZZA A RITENUTE LA PRESSIONE, QUINDI UNA DELLE SPECIFICHE RICHIESTE È IL β_c ; IL RENDIMENTO = LA QUANTITÀ SPECIFICA SI PUÒ AVERE UN CERTO LAVORO E QUESTO LAVORO UN RATIO IN MODO DA OTTENERE IL RENDIMENTO RICHIESTO. UN'ALTRA SPECIFICA È LA PORTATA IN MASSA CHE CONSENTA DI STABILIRE QUANTO SONO PER ESEMPPIO I TESTI DI CISTEMI = MENTO DI UN SERBATOIO AD UNA CERTA PRESSIONE; LA PORTATA È LEGATA ANCHE ALLE RICHIESTE DELL'USCITA. L'ALTRA SPECIFICA IMPORTANTE È LA VELOCITÀ DI ROTAZIONE DEL COMPRESSORE E OTTENERE UNA SPECIFICA β_c E UNA SPECIFICA PORTATA. QUINDI IL RAPPORTO DI COMPRESSIONE β_c , LA PORTATA, IL RENDIMENTO E LA VELOCITÀ DI ROTAZIONE SOSTITUISCONO LE PRESTAZIONI DEL COMPRESSORE. PASSIAMO AGLI ALTRI DATI DI PORTATE PIÙ ALTE, MA ALLA STESSA PRESSIONE, QUINDI, GLI ALTRI DATI RIMANENDO, TALI QUANTO SI VOGLIA SEMPRE LA STESSA PRESSIONE QUALUNQUE SIA IL NUMERO DELLE USCITE.

$$\Rightarrow \beta_{CA} = \frac{P_2}{P_1'} = \frac{P_2/P_1}{P_1'/P_1} = \frac{\beta_C}{K_A} \text{ quindi } \beta_{CA} > \beta_C \text{ e come è stato definito } K_A, \text{ stessa cosa per:}$$

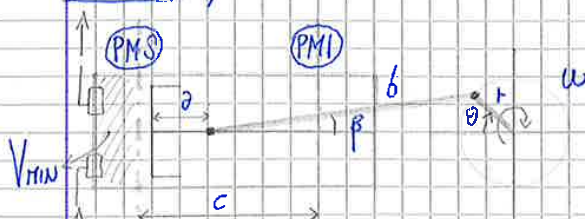
$$\Rightarrow \beta_{CH} = \frac{P_1'}{P_2} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right) \cdot \left(\frac{P_1'}{P_2}\right) = \beta_C \cdot K_H \text{ quindi } \beta_{CH} > \beta_C \text{ in quanto } K_H > 1 \text{ e come è stato definito.}$$

A volte ci si può chiedere quale dei due metodi ci dà un β maggiore a parità di un'azione di apertura e questo ci si può chiedere con i diagrammi caratteristici.

23/11/16

Le macchine volumetriche rappresentano un'altra categoria di macchine che è molto diffusa e di cui si hanno diversi tipi. Ma siccome abbiamo appena finito di parlare di compressori si inizia la trattazione con i cosiddetti compressori volumetrici che si distinguono soprattutto per il tipo di movimento delle parti mobili; infatti nelle macchine volumetriche le parti mobili possono muoversi di moto rettilineo alternativo (un pistone che si muove in un cilindro) oppure di moto rotativo. Attenzione che le turbomacchine hanno parti mobili che si muovono di moto rotativo, ma a flusso continuo, anche le sezioni di ingresso e uscita sono sempre aperte; nelle macchine volumetriche le sezioni di ingresso e di uscita non sono sempre aperte, ma l'apertura di queste sezioni solo occasionali per effetto di valvole che possono essere automatiche o comandate. Le valvole comandate vengono aperte e chiuse a comando, nei compressori volumetrici in genere le valvole sono automatiche, ovvero si aprono e si chiudono quando si ha una certa differenza di pressione tra monte e valle della valvola stessa. Quindi sarà la pressione che spingerà a aprirle la valvola, non un comando esterno. La camera in cui avviene la compressione può variare di volume, oppure mantenere il volume costante; durante la compressione inoltre non si può aspirare né mandare gas se le valvole sono sempre aperte e così non si può aspirare e mandare gas una volta, quindi le fasi dell'aspirazione sono distinte nel tempo e avvengono tutte nello stesso posto (nella camera), quindi è possibile durante l'aspirazione non si può mandare e durante la compressione non si può aspirare e così via. La camera di compressione inoltre deve restare isolata anche solo un istante, cosa che non accade in molte turbomacchine che sono sempre in comunicazione con l'ingresso e con l'uscita.

Esistono i compressori volumetrici di cui possiamo studiare 2 categorie: a) compressori alternativi a stantuffo; b) compressori rotativi a palette e a lobi; iniziamo con la prima categoria.



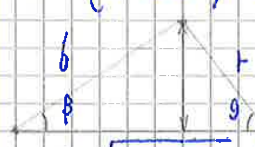
Si schematizza con un cilindro dotato di un pistone = tuffo collegato ad un albero rotante attraverso biella e manovella (rispettivamente b e a). L'interazione tra biella e stantuffo avviene attraverso uno spinotto, questo tra biella

e stantuffo avviene in un punto detto bottono di manovella, ovvero un perno attorno al quale si muove una testa di biella; l'altro estremo della biella, ovvero le teste di biella, si collega allo stantuffo tramite spinotto. La

POSIZIONE, QUESTA STESSA DISTANZA LA POSSIAMO USARE COME:

$\Rightarrow X + b + t = X + b \cos \beta + t \cos \theta$ CON X LA PRESSIONE DI CORSA FINO A QUEL MOMENTO. QUINDI POSSIAMO DETERMINARE LA POSIZIONE ISTANTANEA DELLO STANTUFFO:

$$\Rightarrow X = t(1 - \cos \theta) + b(1 - \cos \beta) = t \left[(1 - \cos \theta) + \frac{1}{\lambda} (1 - \cos \beta) \right]; \text{ SEMPLIFICANDO UNA GEOMETRICA POSSIAMO:}$$



$$b \sin \beta = t \sin \theta \quad (\text{ISOLEGGI DEI SENI}) \Rightarrow \sin \theta = \frac{b}{t} \sin \beta = \frac{1}{\lambda} \sin \beta;$$

$$\Rightarrow \sin \beta = \lambda \sin \theta; \text{ ONDE TRIGONOMETRIA SAPPIAMO CHE:}$$

$\cos \beta = \sqrt{1 - \sin^2 \beta} = \sqrt{1 - \lambda^2 \sin^2 \theta}$; IN QUESTO CASO NON SI DISTINGUE TRA IL SEGNO $\pm$ DAVANTI ALLA RADICE, IN QUANTO, X COME È FATTO IL MANOVELLISMO CON $t < b$, θ PUÒ ASSUMERE TUTTI I VALORI TRA 0 E 2π , β INVECE È LIMITATO E SEMPRE ACUTO, QUINDI $\cos \beta > 0$ SEMPRE. QUINDI SOSTITUENDO SI OTTIENE:

$$\Rightarrow X = \left[(1 - \cos \theta) + \frac{1}{\lambda} (1 - \sqrt{1 - \lambda^2 \sin^2 \theta}) \right] = X(\theta) \text{ QUINDI LA POSIZIONE ISTANTANEA DELLO STANTUFFO È ESPRESSA DA UNA FUNZIONE DELLA POSIZIONE ANGOLARE DELLA MANOVELLA. LA VELOCITÀ ISTANTANEA DELLO STANTUFFO SARÀ:}$$

$\Rightarrow V_s = \frac{dX}{dt} = \frac{dX}{d\theta} \frac{d\theta}{dt} = \omega t f'(\theta) = u \cdot f'(\theta)$ INFATTI LA DERIVATA DI X RISPETTO A θ DÀ UNA FUNZIONE TRIGONOMETRICA DI UN CERTO TIPO CHE CONTIENE ANCHE λ E t E DICOMPOSITAMENTE POSSIAMO METTERE A FATTORE NELLA DERIVATA UNA COSTANTE CHE SI PORTA FUORI; u RAPPRESENTA LA VELOCITÀ PERIFERICA DEL BOTTONI DI MANOVELLA ED È SEMPRE TANGENTE AL CIRCULO E PERPENDICOLARE ALLA MANOVELLA E NON COINCIDE CON LA DIREZIONE DELL'ASSE BISCALA. ALLO STESSO MODO POSSIAMO DETERMINARE L'ACCELERAZIONE DELLO STANTUFFO:

$$\Rightarrow a_s = \frac{dV_s}{dt} = \frac{d^2 X}{dt^2} = \frac{dV_s}{d\theta} \frac{d\theta}{dt} = \frac{2}{\omega t} f''(\theta) \text{ CON } \omega t \text{ L'ACCELERAZIONE CENTRIFUGA DEL BOTTONI DI MANOVELLA, QUINDI SE } u \text{ È COSTANTE L'UNICA ACCELERAZIONE PRESENTI È QUELLA RADIALE CENTRIFUGA, SE } u \text{ NON È COSTANTE OLTRE ALL'ACCELERAZIONE CENTRIFUGA CI SARÀ ANCHE UNA COMPONENTE TANGENZIALE. VISTO CHE IL MOTTO È ALTERNATIVO TRA I}$$

PUNTI MORTI, NEI PUNTI MORTI DOVE IL MOTO CAMBIA VERSO LA VELOCITÀ ISTANTANEA MONTA O MUCCA E S'INVERTISCE IN UN CERTO PUNTO TRA I PUNTI MORTI. INOLTRE POI CHE LO STANTUFFO HA VELOCITÀ ISTANTANEA NON COSTANTE, QUESTO SARÀ DOTATO DI INERZIA; INFATTI LO STANTUFFO, QUANDO ARRIVA A QUALSIASI PUNTO MORTO SUPERIORE, E INOLTRE TEMPO DOPO AD ALTRI PUNTI, HA INVECE UN'INERZIA RICHIAMATO A TORNERE INDIETRO E QUINDI IN QUEL MOMENTO PUNTO SUPERIORE ABBIAMO IL PASSAGGIO DALLA FORZA DI INERZIA, STESSA COSA A IL PUNTO MORTO INFERIORE. LA BISCALA UGUALE DUNQUE TORMA E COMPRESSA IN CONTINUAZIONE E QUINDI L'ACCELERAZIONE CI DICE CHE L'INERZIA È MASSIMA NEI PUNTI MORTI. UN'ALTRA CONSIDERAZIONE CHE POSSIAMO FARE È LA SEGUENTE: SE VOGLIAMO USARE UNA VELOCITÀ DI ROTAZIONE PIÙ ELEVATA (E OGGI SI POSSONO PERCIBARE PIÙ POTENZE) QUESTO RISCHIA DI FAR AUMENTARE LA FORZA CENTRIFUGA E LE FORZE DI INERZIA, QUINDI L'UNICO RIMEDIO CHE SI PUÒ METTERE È QUELLO DI RIDURRE LE DIMENSIONI. CON UNA RAGIONA PICCOLA ANCHE POSSIAMO PERMETTERE VELOCITÀ DI ROTAZIONE PIÙ ELEVATE SUTTAPO DA UNO STANTUFFO ALLA MANOVELLA; IN GENERALE A OTTENERE t SI RIDUCE LA CORSA