



**Corso Luigi Einaudi, 55 - Torino**

**Appunti universitari**

**Tesi di laurea**

**Cartoleria e cancelleria**

**Stampa file e fotocopie**

**Print on demand**

**Rilegature**

**NUMERO: 983**

**DATA: 26/05/2014**

# **A P P U N T I**

**STUDENTE: Candido Dafne**

**MATERIA: Macchine**

**Prof. Ferraro**

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

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

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

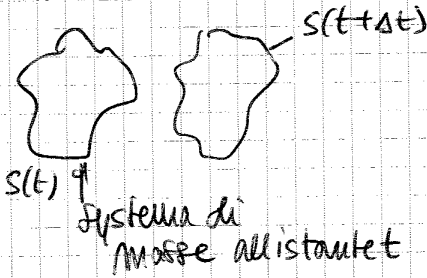
**AZIONE 1 - INTRO AL CORSO, RICHIAMI SUL 1° PRINCIPIO IN FORMA LOCALE O SOSTANZIALE, SFORZI E DEFORMAZIONI, IN UN FLUIDO**

Principi della termodinamica

Si possono affrontare con due tipologie:

- Lagrangiana (sostanziale)
- Euleriana (locale)

Lagrangiana: consiste nell'individuare un sys (un insieme di masse) seguirlo nel tempo e scrivere il bilancio in questo  $\Delta t$  di analisi -



Il sistema potrebbe essere spostato -  $dE_{g,w,g}$

$$dQ = dQ_{fs} + dU^* + dE_c + dE_w + dE_g$$

↑  
grandezze generiche  
fs: forze di superficie

in questa formula non si vede nessun effetto viscoso, almeno direttamente  
→ A rigore di logica non dovrebbe essere qui, ma forse compare nell'eq. di energia

$$dQ = dQ_{cond} + dQ_{conv} + dQ_{irr}$$

termodinamica di agitazione  
molecolare

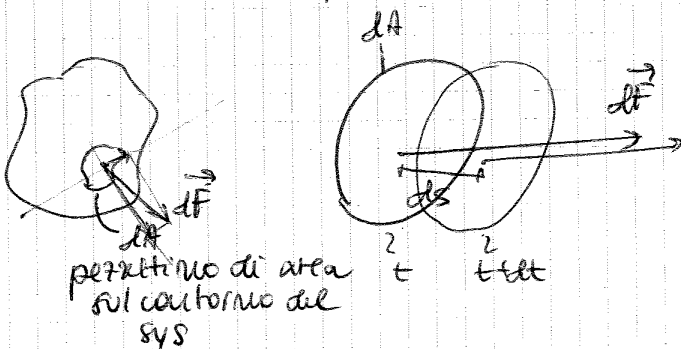
$$dU^* = dU_r + dU_{ch}$$

energia interna

↑  
quella di natura chimica

$$d^3 Q_{fs} =$$

per calcolarlo bisognerebbe calcolare quali forze che agiscono sui sys e calcolare il lavoro di queste forze



$$d^3 Q_{fs} = d\vec{F} \cdot d\vec{s}$$

↑  
più elementare contributo al lavoro - per ottenere il totale devo integrare su tutta la superficie tra F e ds

$d\vec{F}$ : forza infinitesima che non è detto che debba essere  $\perp$  all'area avrà una componente  $\perp$  a  $dA$  ( $dF_n$ ) e una tangenziale  $d\vec{F}_t$

$$d^3 Q_{fs} = \int_S d\vec{F} \cdot d\vec{s}$$

lavoro fatto tra  $t$  e  $dt$

per ottenere il lavoro finito devo integrare nel tempo

$Q$  = CALORE X 'UNITA' DI MASSA, CHE RICEVUTA PER 'UNITA' DI MASSA DURANTE IL L'ATTRAVERSAMENTO DEL VC

$L_i$  = LAVORO DURANTE LA FASE DI ATTRAVERSAMENTO DI VC

$$i^* = i + Mch$$

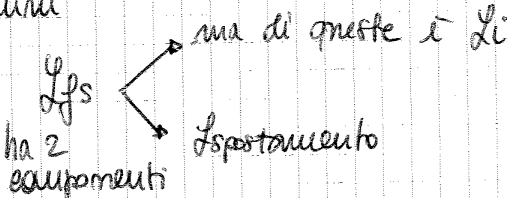
↑  
ENTALPIA

$\Delta$ : DIFF MA USCITA E INGRESSO A VC

PER LE ENERGIE VALE LO STESSO DISCORSO!  $\Rightarrow \Delta E_C \begin{cases} \frac{C_2^2}{2} - \frac{C_1^2}{2} \\ \frac{V_2^2}{2} - \frac{V_1^2}{2} \end{cases}$  DIPENDE DAL SYS

N.B. Quando il moto è ciclico, la formula è valida però con grandezze di valore medio di calore, lavoro, ...

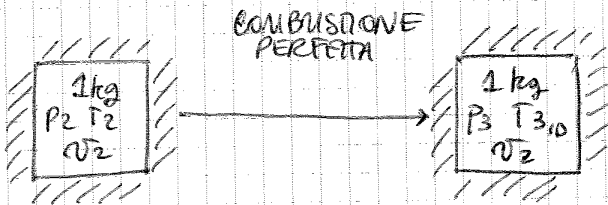
N.B.1. Nel principio scelto in forma istantanea c'è di ma è confuso con altri termini "massetto"



con percentuali di ciascuno che potranno andare da 0% al 100% di Lfs

COMBUSTIONE A  $V = \text{CONSTANTE}$  IDEALE

Pensiamo di avere in una camera chiusa da pareti fisse 1 kg di miscela a  $p_2, T_2, v_2$  (massico) in condizioni pronte per reagire



$$p_3 > p_2 \\ T_3 > T_2$$

$$d: \text{DOSATURA} = \frac{M_A}{M_C} = \frac{\text{ARIA}}{\text{COMBUSTIBILE}}$$

$d_{ST}$  = tanta aria quanto serve a bruciare tutto il carburante

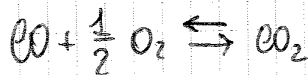
MISCELA RICCA

$d < d_{ST} \rightarrow$  RICCA DI CARBURANTE

CARBURANTE COMMERCIALE  $d_{ST} = 14,6$

MISCELA POVERA

$d > d_{ST} \rightarrow$  ~~RICCA~~ POVERA DI CARBURANTE



SONO REAZIONI CHE NON AVVENGONO A SENSO UNICO.  $CO_2$  SI FORMA E SI DISAGREGA CONTINUAMENTE

Tecnicamente si dice che c'è una reazione  $W_1$  che porta a destra e una  $W_2$  che porta a sinistra. la velocità della reazione è:

$$W = W_2 - W_1 \rightarrow \text{se } W_2 > W_1 \text{ la reazione va vs dx}$$

$$\rightarrow \text{se } W_2 < W_1 \text{ " " " " sx}$$

In equilibrio  $W_2 = W_1$ , cioè tanta se ne forma tanta se ne disgrega

$$Q = \underbrace{L}_{=0} + \underbrace{\Delta U^*}_{=0} + \underbrace{\Delta E_c}_{=0} + \underbrace{\Delta E_{gr}}_{=0} + \Delta E_{ex}$$

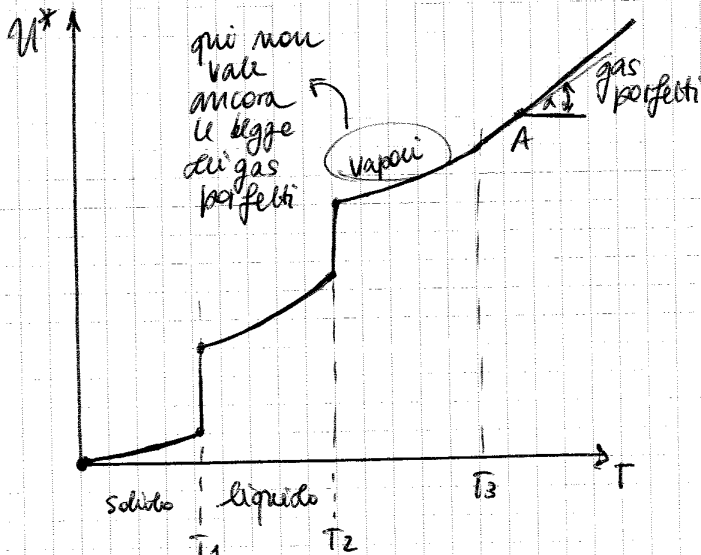
le superfici che contornano il sys sono ferme  
 le forze esistono ma non esistono spostamenti

$$\begin{aligned} \Delta U^* &= 0 \\ U^* &= \text{cost} \\ U_T + U_{cht} &= \text{cost} \end{aligned}$$

Stessa eq scritta in 3 modi diversi

Se  $U_{cht} \downarrow \Rightarrow U_T \uparrow$  è proprio il nostro caso dove l'energia chimica diminuisce ma non potendo trasformare calore (xh Qvo) o lavoro (pareti ferme), in energie varie -- quindi l'unico modo è convertirsi in sottoforma di energia termica, per soddisfare la ipotesi -

Qual è l'andamento della  $U^*$  dei reagenti e dei gas combusti?



$$U^* = U_T + U_{cht}$$

per gas combusti  $\Rightarrow U_{cht} = 0$   
 convenzionalmente (se ce li hanno non si riesce a sfruttare)

$$U^* = U_T$$

allo zero assoluto è 0  
 (è nulla anche la pressione)

Nel campo dei gas perfetti:

$$pV = RT \quad \text{con } R = \text{cost}$$

$$\left. \begin{aligned} c_p' &= c_p'(T) \\ c_v' &= c_v'(T) \end{aligned} \right\} \text{funzione solo della } T$$

$$R' = c_p'(T) - c_v'(T) = \text{cost}$$

Se A è campo dei gas perfetti

$$dU_T' = c_p' dT$$

$$\frac{dU_T'}{dT} = c_v' = \frac{dU^*}{dT}$$

$c_v'(T) \uparrow \Rightarrow T \uparrow \Rightarrow$  quindi la curva di  $U^*$  cresce all'aumentare di T

01 OTTOBRE 2012

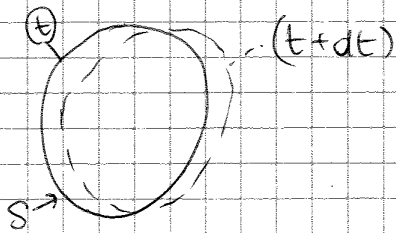
PRIMO PRINCIPIO DELLA TERMODINAMICA

SECONDO DUE METODOLOGIE DIFFERENTI

- SOSTANZIALE, LAGRANGIANO
- LOCALE, EULERIANO

METODO SOSTANZIALE

INDIVIDUO UN INSIEME DI MASSE COME UN SYS CHE SIA ALL'ISTANTE  $t$  IN UNA CERTA POSIZIONE E SI SPOSTA IN UNA POSIZIONE DIVERSA ALL'ISTANTE  $t+dt$  CONSIDERO SOLO QUELLO AVVIENE NEL SYS E SUL CONFINO



N.B. USO IL CONFINO PER UN SYS DI MASSA CEN.

$$dQ = d\dot{q}_s + dU^* + dE_c + dE_w + dE_{gr}$$

$$dQ = dQ_{cond} + dQ_{conv} + dQ_{irr}$$

•  $dU^* = dU_t + dU_{ch} \Rightarrow$  ENERGIA INTERNA DEL SYS

↓  
 TERMICO: AGITAZIONE MOLECOLARE  
 ↓  
 ORIGINE CHIMICA

•  $dE_c$ : ENERGIA CINETICA CLASSICA

•  $dE_w$ : ENERGIA POTENZIALE (IN UN SYS NON INERTIALE)

•  $dE_{gr}$ : ENERGIA GRAVITAZIONALE

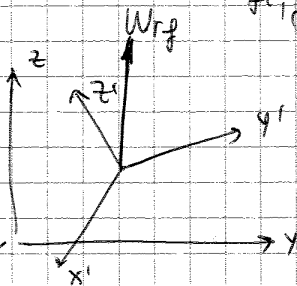
POSSIAMO IMPOSTARE IL BILANCIO ENERGETICO IN UN SYS: INERTIALE / NON INERTIALE

INERTIALE PIANO  $\rightarrow dE_w = 0$   
 $\{x, y, z$

NON INERTIALE  
 $\{x', y', z'$

$W_{rf}$ : VELOCITÀ ANGOLARE DI RIFERIMENTO COSTANTE

CI INTERESSA SOLO QUESTO CASO



POSSIAMO RIPERIRE ITA' UNITA' DI MASSA QUANDO IL SYS È ISOTROPO E OMOGENEO.

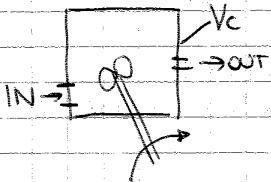
$$dQ = dL_{fs} + dU^* + \underbrace{dE_c + dE_w + dE_{gr}}_{dE_{c,gr,w}} \quad \times \text{UNITA' DI MASSA}$$

$$dQ = dL_{w_{mecc}} = dU^* + pdv \quad \times \text{UNITA' DI MASSA}$$

INTEVIENE QND VANNO CONSIDERATI I LAVORI DELLE FORTE VISCOSE

### METODO LOCALE O EULEMANO

FACCIAMO UN VOLUME DI CONTROLLO  $V_c$  (IMMUTABILE NEL TEMPO) CON LA PRESENZA DI UN ORGANI MECC SOLIDO CHE POSSA PORTARE FUORI DELL'EN. MECCANICA O PER PORTARE DALL'ESTERNO EN. MECCANICA. NEL TEMPO NEL  $V_c$  POSSONO ESSERE VARIABILI, LE STESSE O REPETIBILI CICLICAMENTE



L'UTILITA' PRATICA DEL PRIMO PRINCIPIO IN FORMA LOCALE STA NEL MOTO PERMANENTE O CICCO. LE FORMULE SEGUENTI SONO VALDE IN QUESTO CASO, X UNITA' DI MASSA

$$(1) \quad Q = L_i + \Delta i^* - \Delta E_c + \Delta E_w + \Delta E_{gr} \quad \text{Moto permanente o ciclico}$$

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

$L_i$ : LAVORO MECCANICO SU ORGANI SOLIDI PRESENTI ALL'INTERNO DI  $V_c$

IL PRIMO PRINCIPIO IN FORMA SOSTANZIALE MI PERMETTE DI CALCOLARE  $L_{fs}$

IN MOTO PERMANENTE:

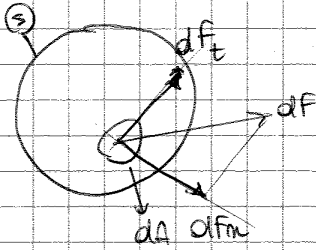
$$L_{fs} = L_i + L_{sp}$$

$\swarrow$  dovuto solo a organi meccanici       $\searrow$  lavoro di spostamento (lavoro fatto fluido su fluido)

(1) NON VA USATA X PEFPI DI UNO, VA USATA X L'INTERNO CICCO.

STATO DI TENSIONE E DI DEFORMAZIONE:

LE CORIA SOLIDI HANNO UNO STATO DI TENSIONE DESCRITTO DA  $\vec{\sigma}$  E  $\vec{\tau}$  E UNO STATO DI DEFORMAZIONE. NEI FLUIDI (C'È ANALOGIA)



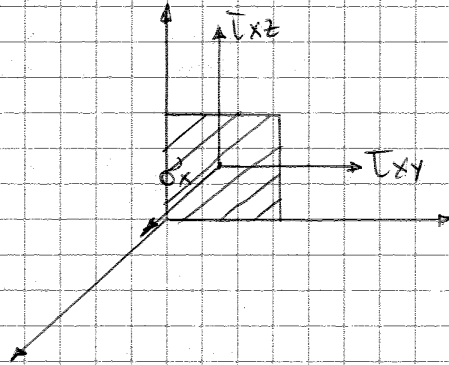
LO STATO DI TENSIONE DEL FLUIDO È DESCRITTO DAL TENSORE:

$$\vec{\Pi} = \begin{pmatrix} \vec{\sigma}_x & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \vec{\sigma}_y & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \vec{\sigma}_z \end{pmatrix} \quad \begin{array}{l} \text{TENSORE A 9} \\ \text{COMPONENTI} \\ \text{MA SIMMETRICO} \\ \tau_{ij} = \tau_{ji} \end{array}$$

$\vec{\sigma}_x$ : SPUNTO ORTOGONALE SU UN ELEMENTINO  $\perp$  ALL'ASSE X

$\tau_{xy}$ : IL PRIMO PEDICE DA L'ORIENTAMENTO (C'È ORTOGONALE ALL'ASSE XY) E PROIETTATO SULL'ASSE (ANG)

C'È:



NONO IL TENSORE POSSO CALCOLORE LA FORZA  $d\vec{F}$  CHE AGISCE SU  $dA$

$$d\vec{F} = \vec{\Pi} \cdot d\vec{A} \quad \text{È UNA FORZA}$$

PRODOTTO TENSORIALE

$$d\vec{F} = \int_S \vec{\Pi} \cdot d\vec{A} \, ds$$

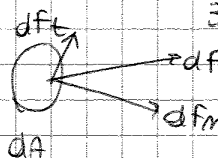
SE SCELGO COME TERNA LE DIRENSIONI PRINCIPALI HO LE T NUOVE QUINDI IL TENSORE SI SEMPLIFICA:

$$\vec{\Pi} = \begin{pmatrix} \vec{\sigma}_{xpr} & 0 & 0 \\ 0 & \vec{\sigma}_{ypr} & 0 \\ 0 & 0 & \vec{\sigma}_{zpr} \end{pmatrix} \quad \text{principali!}$$

IL TENSORE HA UNA PROPRIETA':  $\sigma_m = \frac{\vec{\sigma}_x + \vec{\sigma}_y + \vec{\sigma}_z}{3} = \text{invariante}$

LA PRESSIONE NON È ALTRO CHE:

$$\frac{dF}{dA}$$



$dF_m$  VARIA CON L'ORIENTAMENTO, QUINDI SI PARLA LA ROTAZIONE CLASSICA DI PRESSIONE - SI PARLA DI PRESSIONE SELO NEL CASO DI FLUIDO FERMO.



$$\underline{\underline{\underline{\pi}}} = \left\{ \begin{array}{c} \left| \begin{array}{ccc} \dot{\sigma}_m & 0 & 0 \\ 0 & \dot{\sigma}_m & 0 \\ 0 & 0 & \dot{\sigma}_m \end{array} \right| + \left| \begin{array}{ccc} (\dot{\sigma}_x - \dot{\sigma}_m) & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & (\dot{\sigma}_y - \dot{\sigma}_m) & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & (\dot{\sigma}_z - \dot{\sigma}_m) \end{array} \right| \end{array} \right\} \underline{\underline{\underline{\pi}}}_{forma}$$

lo stesso  
come  
somma di  
2 tensori

CASO  $\underline{\underline{\underline{\pi}}}_{iso}$

PARTICOLARE: sforzi e def in tutte le direzioni = ellissoide = sfera

$$\underline{\underline{\underline{\dot{\Delta}}}} = \left\{ \begin{array}{c} \left| \begin{array}{ccc} \dot{\epsilon}_m & 0 & 0 \\ 0 & \dot{\epsilon}_m & 0 \\ 0 & 0 & \dot{\epsilon}_m \end{array} \right| + \left| \begin{array}{ccc} (\dot{\epsilon}_x - \dot{\epsilon}_m) & \dot{\gamma}_{xy} & \dot{\gamma}_{xz} \\ \dot{\gamma}_{yx} & (\dot{\epsilon}_y - \dot{\epsilon}_m) & \dot{\gamma}_{yz} \\ \dot{\gamma}_{zx} & \dot{\gamma}_{zy} & (\dot{\epsilon}_z - \dot{\epsilon}_m) \end{array} \right| \end{array} \right\}$$

= VELOCITA' DI DEF  
IN TUTTE LE DIREZIONI:  
90° TRA GLI ASSI  
SI MANTENGONO =  
IL PUNTO SI ESTANDE  
= IN TUTTE LE DIREZIONI

$\underline{\underline{\underline{\dot{\Delta}}}}_{forma}$

$\underline{\underline{\underline{\dot{\Delta}}}}_{iso}$

IL LEGAME DI SFORTO E DEFORMAZIONI IN UN PUNTO È LEGATO  
AI DUE TENSORI DI FORMA.

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

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

DAL PASSATO SAPPIAMO CHE:

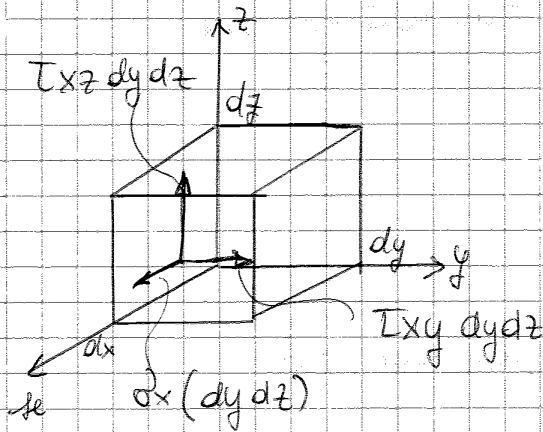
POSSIAMO CONOSCERE L'ESPONENTE  $(LW)$  DELLA TURBINA E PRENDIAMO QUELLO DELLA TURBINA MIGLIORE MAI REALIZZATA. SAPENDOLO MA POSSIAMO QUANTIFICARE LA VISCOSITÀ DEL FLUIDO. ESSENDO L'AREA SOTTESA PARIA A  $LW \rightarrow$  LA MIGLIORE TURBINA È QUELLA PER CUI L'AREA È LA MINIMA POSSIBILE. POSO POSSO SEVALUARE IL PROBLEMA DA UN'ALTRA V.S.

SCRIVO  $LW, m$  (LAVORO DELLE RESISTENZE VISCOSE) DA DOVE VIENE FUORI:

$$dQ = dl f_s + dU^* + \dots$$

$$dQ = dLW, m - dU^* + p dV$$

PRENDO UN ELEMENTINO DI DIMENSIONI CUBICHE



6 FACCE  $\rightarrow$  3 FORTE PER SUPERFICIE

18 FORTE CHE FANNO LAVORO

$$(1) dQ = dl f_s + dU^* + dE_c + dE_w + dE_g$$

APPLICO IL 1° PR IN FORMA SOSTANZIALE ALL'ELEMENTINO

CORRISPONDE AL LAVORO DI 18 FORTE!!!

ARRIVO AD OTTENERE  $(1)$ :

$$dQ = dLW, m = dU^* + p dV$$

$p$ : È PROPRIO L'INVARIANTE DEL TENSORE

$$p = \frac{\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z}{3}$$

ESPRESSIONE CHE CONTIENE UNA MIRIADDE DI TERMINI LEGATI A: VISCOSITÀ  
TUTTI TERMINI POSITIVI QUINDI

$$dLW, m \geq 0$$

IN (1) L'EFFETTO DEGLI ATTRITI CI SONO MA NON SONO EVIDENZIATI

FORMAZIONE:

IERI ABBIAMO DETTO CHE:  $dQ + dL_{wm} + dL_{wch} = dU^* + pdv$   
 NO!!!

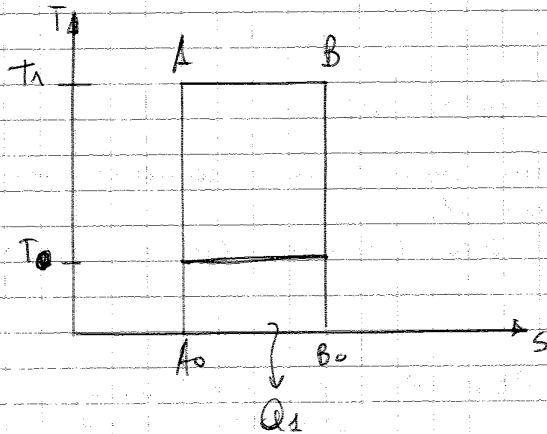
VALE SOLO:  $dQ + dL_{wm} = dU^* + pdv$

PER MOTI PERMANENTI:  $Q = L_i + \Delta i^* + \Delta E_{c,w,gr}$

IL PRINCIPIO DI CONSERVAZIONE DELL'ENERGIA NON FA DISTINZIONE TRA LAVORO E CALORE, ACCUMUNA TUE ENERGIE IN GIUOCO E NE FA UN BILANCIO.

AI FINI DELL'UOMO UNA CERTA Q.TA' DI CALORE È INDIPENDENTE DA COME È FORNITA? IL LIVELLO DI QUALITÀ DEL CALORE DIPENDE DALLA T A CUI È FORNITA DALLA SORGENTE:

SUPP DI AVERE UNA SORGENTE A  $T_1$ , CHE LIVELLO DI QUALITÀ HA QUESTO Q?



$T_0$ : AMBIENTE

SUPPONGO DI USARE  $Q_1$  PER UN CICLO DI CARNOT TRA  $T_1$  E  $T_0$ : È CONCRETAMENTE POSSIBILE. POSSO DUNQUE CONVERTIRE IL CALORE IN LAVORO MA NON TOTALMENTE:

$$\eta = 1 - \frac{T_0}{T_1} = 1 - \frac{T_{min}}{T_{max}}$$

$$L_i = \eta Q_1 = Q_1 \left( 1 - \frac{T_0}{T_1} \right)$$

SOLO UNA FRAZIONE È TRASFORMABILE IN LAVORO

Exergia! È UNA QUOTA TANTO PIÙ ALTA TANTO + ALTA È  $T_1$  ( $T_0$  È QUELLO AMBIENTE E NON POSSO ABBASSARLO ULTERIORI)

ALTO LIVELLO DE QUALITÀ ED ALTE TEMPERATURE!

IMPONGO  $q \geq q_{ST}$  + l'AREA DI QUELVA CITE SERVE COSI' BRUCIOTT.

HYPOTENE CALORIFICO A VOLUME COSTANTE - NOME QUESTO  $H_{IV}$  :

$$\frac{H_{IV}}{A \Delta x} = c_v (T_{3ip} - T_2) \quad ? \quad \text{cosa estremamente INDIFFERENTE}$$

il METO QUELLO DEI REAGENTI  
O QUELLO DEI ~~REA~~ GAS COMBUSTI  
METTIAMO QUELLO  $c_v$  CIOE' QUELLO DEI GAS COMBUSTI

QUANTO  
METO QUELLO SUP O INFERIORE?

DOPO L'INDIFFERENTE PROVIAMO A DIMOSTRARE:

- SERVONO IL 1° PR PER UN kg A  $p_2, T_2, v_2$  (MASSICO) INIZIALMENTE CHE SI TRASFORMA FINO A  $p_3, T_3, v_3 = v_2$

$$Q = Lfs + \Delta U^* + \Delta EC, w, gr$$

(IN FORMA COSTANTE (MOD E UN MOTO X MANANTE) o ciclico)

- SCELTO IL PRINCIPIO, SCELGO LA TRASFORMAZIONE

$$DA \quad p_2, v_2, T_2 \rightarrow p_3, v_2, T_{3ip}$$

$$\underset{=0}{Q} = Lfs + \Delta U^* + \underset{=0}{\Delta EC, w, gr}$$

$$\underset{=0}{Lfs} + \Delta U^* = 0$$

$v = \text{COSTANTE} \rightarrow$  pareti rigide  
membrane gli spostamenti

$$\Delta U^* = 0 \quad \left\{ \begin{array}{l} Q = 0 \\ \Delta EC, w, gr = 0 \\ v = \text{cost} \end{array} \right.$$

TRA INIZIO E FINE TRASFO!

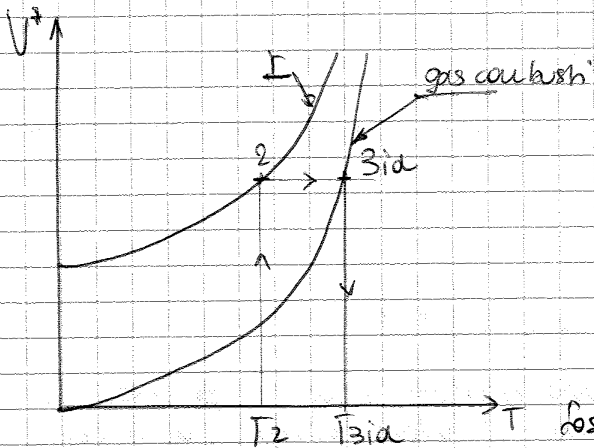
cioe':  $U^* = \text{cost}$

Se perde energia chimica, acquista en. termica!!!

$$U_t + U_{ch} = \text{cost}$$

è la più comoda per capire cosa succede da un punto di vista fisico!

RITORNANDO AL NOSTRO PROBLEMA



$$U^* = cost$$

CONOSCO  $T_2 \rightarrow$  prendo la verticale  
 l'interseco la curva  
 con quella dei  
 reagenti  $\rightarrow$  trovo 2

SAPENDO CHE  $U^* = cost \rightarrow$  traccio  
 l'orizzontale  
 e trovo 3id

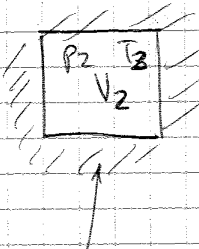
traccio una verticale da 3id  
 e trovo  $T_{3id}$

Sostanzialmente il problema si risolve così

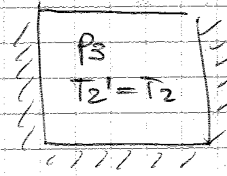
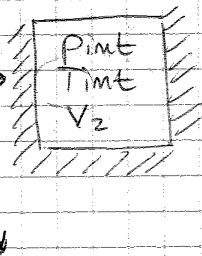
Se ho i diagrammi...

NON AVENDO QUESTI DIAGRAMMI DEVO CONOSCERE  $U^*(t)$  E I HV  
MISURA DEL POTERE CALORIFERO E DELLE SUE PROPRIETÀ:  
 IL POTERE CALORIFERO DI 1kg A VOLUME COSTANTE (CON 2 kg DI ARIA)

$$Q > Q_{ST}$$



INTERMEDIO



un  
 pot di calore  $Q'$   
 si disperde

$Q''$

È SOTTILMENO TANTO CALORE  $Q''$  QUANTO BASTA X RIMANERE A  $T_2$

SI DA UNA SCELTA  
 CHE BASTA IT!

POTREBBE ESSERE FORNITO CALORE ALL'ESTERNO  
 CHE  $Q' \Rightarrow T_{int} < T_{3id}$

Potere calorifero inferiore:

$$H_{IV} T_2 = |Q'| + |Q''|$$

È INFERIORE SE L'ACQUA CHE PRESENTE  
 SI FORMA ALO STATO DI VAPORE  
 MESSA

È SUPERIORE SE L'ACQUA SI  
 CONDENSA

• A QUESTO PROCESSO APPLICO IL 1° PR:

IL SYS DIVENTA 1+2  $Q = \dot{m}_s + \Delta U^* + \Delta E_{c,w,gr}$  SOSTANTIALE

• SCELGO LA TRASFORMAZIONE: DA  $P_2, T_2, V_2 \rightarrow P_3, T_2', V_2$

$$Q = \dot{m}_s + \Delta U^* + \Delta E_{c,w,gr}$$

$\underset{=0}{\dot{m}_s}$   $\underset{=0}{\Delta E_{c,w,gr}}$   
per 1p

$$Q = \Delta U^*$$

$$Q = -H_{IV} T_2$$

$$\Delta U^* = U_{2'}^* - U_2^* \quad \text{PER OGNI 1kg HO UNA CERTA } \Delta U^*$$

$$(4) = (5) \Rightarrow \frac{H_{ivT_2}}{1+d} = c'_{v \text{ medio}} (T_{3id} - T_2')$$

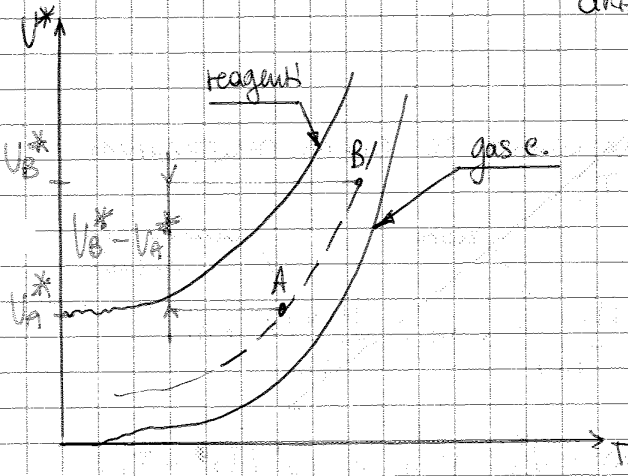
quindi:

$$\frac{H_{ivT_2}}{1+d} = c'_{v \text{ medio}} (T_{3id} - T_2)$$

$T_2' = T_2$

quindi dall'intuitiva siamo passati alla soluzione ottenuta in maniera rigorosa!

COME CALCOLARE LA  $\Delta U^*$  TRA 2 PUNTI A PARU GRADO DI OSSIDAZIONE

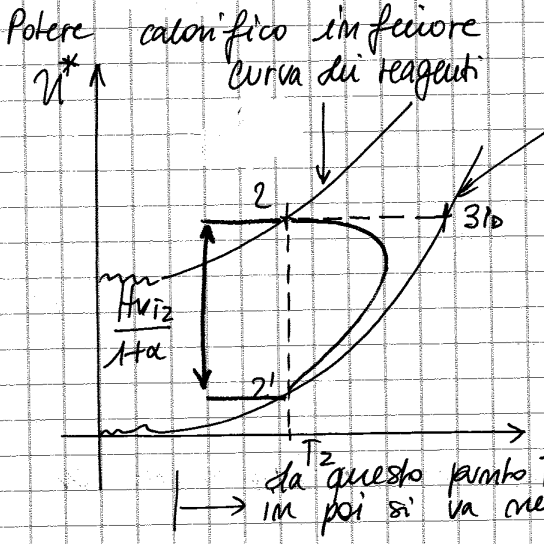


$$U_B^* - U_A^* = U_{TB} + \cancel{U_{CHB}} - U_{TA} - \cancel{U_{CHA}}$$

SONO SULLA STESSA CURVA!

$$U_B^* - U_A^* = U_{TB} - U_{TA} = \int_A^B dU_T = \int_A^B c_v'' dT = c_{v \text{ medio}}'' (T_B - T_A)$$

**definizione** **POTERE CALORIFICO A VOLUME COSTANTE COMBUSTIONE A VOLUME COSTANTE**

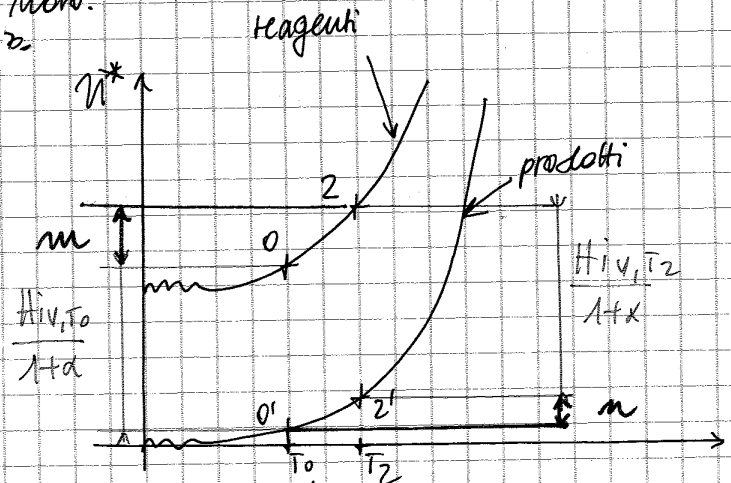


curva dei reagenti

curva dei gas combusti  
 Nel punto 2 inizia la combustione punto iniziale alla temperatura  $T_2$   
 Si individua il punto  $3_{10}$   
 Abbiamo visto che con una trasformazione di tipo  $m$  qualsiasi si arriva a  $2'$  e che il segmento  $22'$  rappresenta il potere calorifico a temperatura  $T_2$  diviso  $1+\alpha$   
 da questo punto  $T_2$  in poi si va nella zona di gas perfetti a volume costante

il potere calorifico a temperatura  $T_2$  diviso  $1+\alpha$

considerazione importantissima: Abbiamo trovato seguendo la misura del potere calorifico e grazie al bilancio equisponderante che il segmento da  $2 \rightarrow 2'$  è il potere calorifico a volume costante a  $T_2$  diviso  $1+\alpha$   
 A questo punto questa diventa una caratteristica intrinseca di questo diagramma cioè questo segmento avrà sempre valore pari a  $\frac{H_{v,T2}}{1+\alpha}$  quindi qualcosa che per noi è già noto. Saranno quindi un qualche numero di  $h_f/h_g$  che si sta studiando una qualsiasi trasformazione a volume costante con scambio di calore o meno. Anche se è a pressione costante non importa, quel segmento ormai per noi ha un valore noto.



Se voglio conoscere il potere calorifico  $22'$  e conosco per caso il segmento  $00'$ :

Introduco altri due segmenti  $m$  e  $m$  e faccio un uguaglianza

$$\frac{H_{v,T0}}{1+\alpha} + m = \frac{H_{v,T2}}{1+\alpha} + m$$

posso pensare  $m$  come questa differenza  
 $M = N_2^* - N_0^*$  Ma  $2$  e  $0$  sono due punti che hanno lo stesso grado di ossidazione pari quindi  $C_v$  medio per il salto di temp.

$$m = N_2^* - N_0^* = C_{v,medio} (T_2 - T_0)$$

$Q=0$

IL testo delle approssimazioni sono valide.

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

Applico il principio in forma sostanziale

$Q = L_{sf} + \Delta u^* + \Delta E_{c,w,gr}$   
 $= 0 \quad \uparrow \quad = 0$

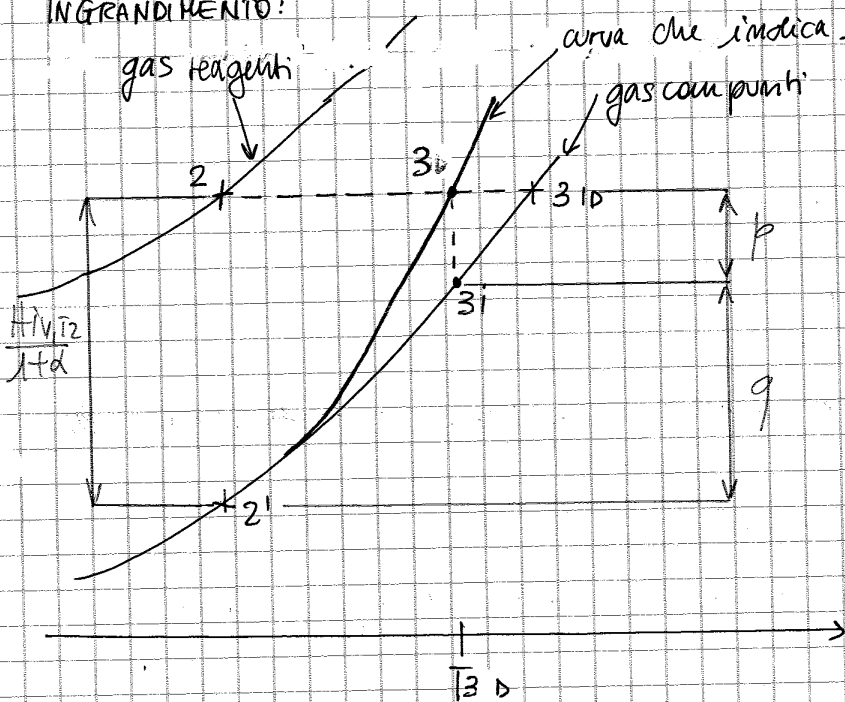
delle forze di superficie: nullo non, abbiamo spostamenti!

$\Delta N^* = 0$

Valida per qualunque grado di ossidazione (l'abbiamo ricavata di nuovo)

Entro dal basso con temp.  $T_2$  nel grafico ottenendo 2. Se andassimo a  $N^* = \text{cost}$  andremmo al punto  $3_1$  ma non ci muoviamo perché abbiamo dissociatione, muoviamo dunque a  $3_2$ . A  $3_2$  corrisponde a  $T_{3_2}$ . Il segmento da  $2_2'$  e  $\frac{H_{v,T_2}}{1+d}$  è uguale a due segmenti

INGRANDIMENTO:



$\frac{H_{v,T_2}}{1+d} = p + q$

$q$  è inteso come:

$q = N_{3_1}^* - N_{2_1}^* = C_{v,m}(T_{3_1} - T_2)$

stesso grado di diss

$= C_{v,m}(T_{3_2} - T_2)$

$p$  vale 0 a  $T^*$  e cresce:

$p = K (T_{3_2} - T^*)^2$  per  $T > T^*$

Otengo quindi:

$\frac{H_{v,T_2}}{1+d} = C_{v,m}(T_{3_2} - T_2) + K (T_{3_2} - T^*)^2$



Quindi l'espressione generale può essere:

$$\frac{H_{iv,i2}}{1+d} = c'_{vm} (T_{3a} - T_2) - Q$$

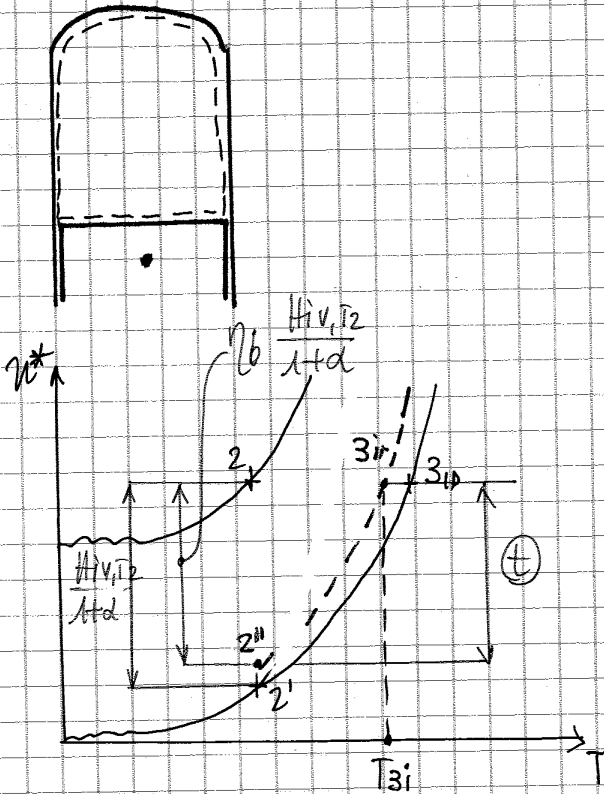
### 3) caso in cui ho dei gas incombusti

Una frazione del carburante non brucia affatto. Non è un caso tanto strano: supponiamo di avere un motore alternativo: introduco una certa

carburante. Mi aspetto che tutto bruci ma non è così, c'è uno straterello a ridosso delle pareti fredde che non brucia - l'equazione che governa il tutto è

$$\Delta N^* = 0$$

fermandoci ad un grado di ossidazione inferiore al 100%



$3_i$  è molto prossimo a  $3_{id}$  -  
 Fenomeno  $2 \rightarrow 2''$  come frazione del segmento maggiore

Otengo:

$$\eta_b \frac{H_{iv,i2}}{1+d} = t = \frac{c'_{vm}}{1+d} (T_{3i} - T_2)$$

$\downarrow$   
 è una generica curva

Generalmente si scrive

$$\eta'_b \frac{H_{iv,i2}}{1+d} = c'_{vm} (T_{3i} - T_2)$$

l'errore che si commette nell'utilizzare  $c'_{vm}$  al posto di  $c''_{vm}$  si assorbe in  $\eta'_b$

$\uparrow$   
 al massimo grado di ossidazione

$$\frac{H_{iv,T2}}{1+\alpha} = w + Lf_s$$

$$\frac{H_{iv,T2}}{1+\alpha} = C'_{vm}(T_{3L} - T_2) + Lf_s$$

↑  
che sto cercando

Anche se non ho a che fare con una trasformazione a  $v = \text{cost}$  posso comunque usare il valore noto di quel segmento

Quindi nel caso più generale:

$$\eta_b \frac{H_{iv,T2}}{1+\alpha} = C'_{vm}(T_3 - T_2) + \underbrace{K(T_3 - T^*)^2}_{\substack{\text{tiene conto} \\ \text{della} \\ \text{dissociazione}}} - Q + Lf_s$$

↑  
incombusti

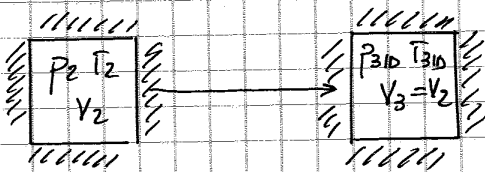
↑  
calore

↑  
lavoro

Questa espressione è valida quando  $d > d_{sr} \Rightarrow$  CONDIZIONE DI VALIDITÀ

Se siamo in condizioni di  $d < d_{sr}$ , esempio  $d = d_{sr} \cdot 0,5$

Questo significa che metà del carburante non avrebbe aria per bruciare (con  $d = 0,5 \cdot d_{sr}$ )

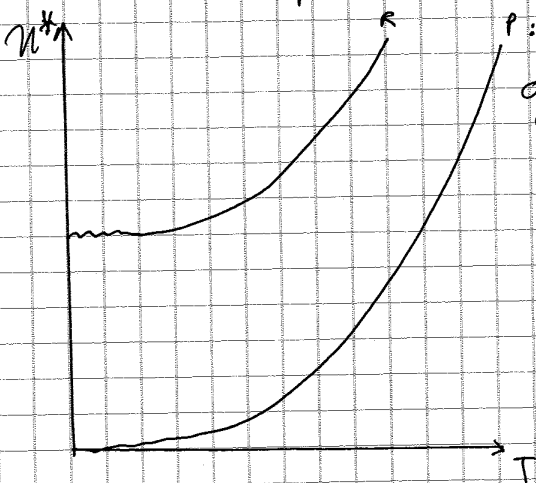


Applico il primo principio in forma istantanea =

$$Q = \int_0^L f_s + \Delta N^* + \Delta E_{d,w,g,r}$$

↓

Quindi concettualmente che ci sia o no l'accesso di aria non cambia nulla  $N^*$  si conserva sempre  $N^*$  sendo  $N^*$  aumentata della stessa q.tà.



p: questa curva è diversa da quella di prima perché sono a contatto con eccesso di carburante

I diagrammi per  $d < d_{sr}$

non sono a mai disponibili proprio per il motivo scritto sopra quindi non puoi andare per correre la stessa strada rullizzata per  $d > d_{sr}$

Quindi inizialmente si ha una dissociazione notevole dato che  $T_{int} > T^*$ , questo sposta gli equilibri. Abbiamo quindi una dissociazione notevole rispetto a quando si ha eccesso di  $\dots$ , questo sposta gli equilibri facendo sì che la  $T_{int}$  si più bassa non solo perché c'è tanta aria in eccesso che fa da diluente termico e abbassa la temp, ma anche perché essendoci uno spostamento degli equilibri essendo la reazione esotermica porta ad avere dissociazione a temperature più basse. ( $T_{int} > T^*$  è una condizione che comunque dipende da quanta aria in eccesso abbiamo, se ne abbiamo troppa 1850K non si raggiungono nemmeno) (u.B. non è il caso con  $d = 0,5 d_{st}$ ). Nella fase successiva di ritorno alla temperatura  $T_2$  possiamo farla molto lentamente in modo tale che sia costituita da una successione di equilibri chimici. Via via che si abbassa la temperatura al di sotto degli 1850K il CO formatosi <sup>in eccesso</sup> per retrodare a <sup>con la temp</sup> alla fine la temp è così bassa che all'equilibrio chimico <sup>corrispondente</sup> di CO c'è ne così poco così che il risultato finale è che abbiamo sottratto tanto calore in modo tale che gli equilibri chimici siano a basso contenuto di monossido di carbonio. Quando siamo in eccesso di aria <sup>il potere calorifico di un kg</sup> la combustione di un kg di cui una sola parte partecipa alla combustione è

$$H_{iv, T_2} \quad d < d_{st} = \frac{d}{d_{st}} H_{iv, T_2}$$

↑  
misurato in eccesso di aria

Con questa osservazione non abbiamo bisogno di ricominciare da capo: prendo l'eq scritta per  $d < d_{st}$  e la altero secondo qst coeff  $\frac{d}{d_{st}}$

$$(*) \left[ \eta_b \frac{d}{d_{st}} \frac{H_{iv, T_2}}{1+d} = c_{vm} (T_3 - T_2) + k (T_3 - T^*)^2 - Q + (f_{ps} \quad d \leq d_{st}) \right]$$

↓  
in eccesso

d'aria: anche nel caso più generale possibile utilizzato il potere calorifico a volume costante

FINISCE LA PARTE DI COMBUSTIONE IN CONDIZIONI GENERALI

$$l_{fs} = F_S \cdot (x_3 - x_2) \Rightarrow l_{fs} = p_2 \cdot A_S (x_3 - x_2) =$$

$$= p_2 \underbrace{A_S x_3}_{\substack{\text{volume} \\ \text{massico} \\ \text{finale } v_3}} - p_2 \underbrace{A_S x_2}_{\substack{\text{volume} \\ \text{massico} \\ \text{iniziale } v_2}}$$

$$= p_3 v_3 - p_2 v_2$$

$$l_{fs} = p_3 v_3 - p_2 v_2 = \Delta(pv)$$

differenza tra valore finale e iniziale

Questa tipo di combustione permette di conoscere  $l_{fs}$  -

Riservio il primo principio:

$$Q = l_{fs} + \Delta u^* + \Delta E_{c,gr,w} \longrightarrow \text{valida sempre}$$

$$Q = \Delta(pv) + \Delta u^* + \Delta E_{c,gr,w} \longrightarrow \text{questo invece } \bar{i} \text{ valida solo per } p = \text{cost}$$

Essendo:  $u^* = u_t + u_{ch}$

sapendo che:  $\bar{i} = u_t + pv$

introduco  $\bar{i}^* = \bar{i} + u_{ch} = u_t + u_{ch} + pv = u^* + pv$

Alli accorgo che

$$\Delta u^* + \Delta(pv) = \Delta \bar{i}^*$$

$\bar{i}$  solo una maniera di scrivere più compatta

Quindi

$$Q = \Delta \bar{i}^* + \Delta E_{c,w,gr} \longrightarrow \text{questa formula vale per } p = \text{cost} \text{ (per tutte le combustioni a pressione costante)}$$

IL lavoro  $l_{fs} = \Delta(pv)$  perché la combustione  $\bar{i}$  a  $p = \text{costante}$

CALCOLO DI T<sub>3</sub> IDEALE:

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

2)  $Q = 0$

3) combustione ideale

} Ipotesi di calcolo

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

$\downarrow \quad \quad \quad \downarrow$   
 $0 \quad \quad \quad = 0$

$$\Delta \bar{i}^* = 0$$

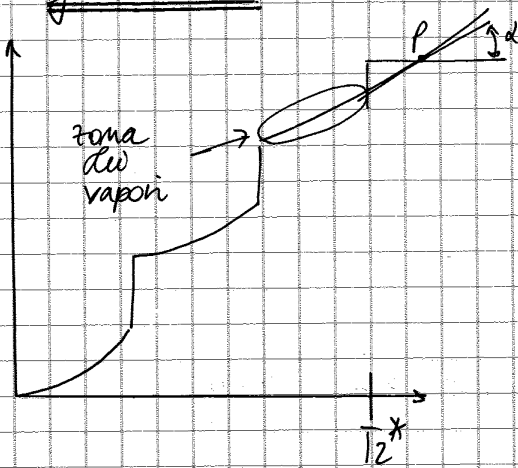
valida per  $p = \text{cost}$

equivalente a

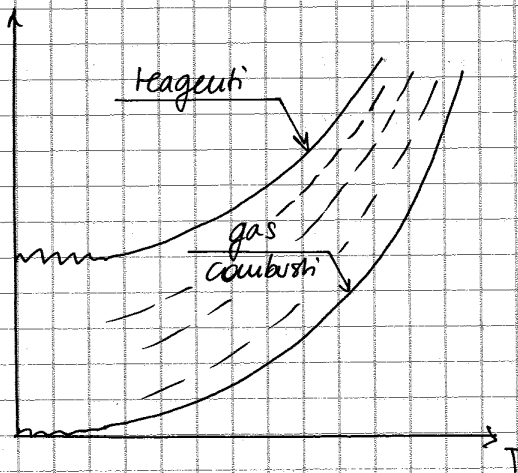
$$\bar{i}^* = \text{cost}$$

$$\bar{i}_{fin}^* = \bar{i}_{iniz}^*$$

Per i gas combustibili



Oltre  $T_2^*$  siamo nella zona dei gas perfetti  
 $\gamma \propto c_p'$



In questo abbiamo tutte le curve a grado di ossidazione intermedi

Osservazioni: rispetto alle dimostrazioni fatte a volume costante c'è una trasposizione di simboli

$$DA \quad \underline{\Delta u^* = 0}$$

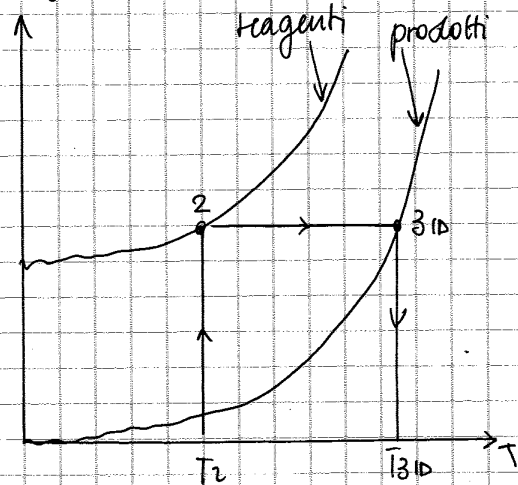
$$A \quad \underline{\Delta i^* = 0}$$

$$DA \quad \frac{c_v}{c'_v} \longrightarrow \frac{c_p}{c'_p}$$

Quindi basta fare queste trasposizioni, ma non c'è nessun sospetto? Anche i

diagrammi sono gli stessi!

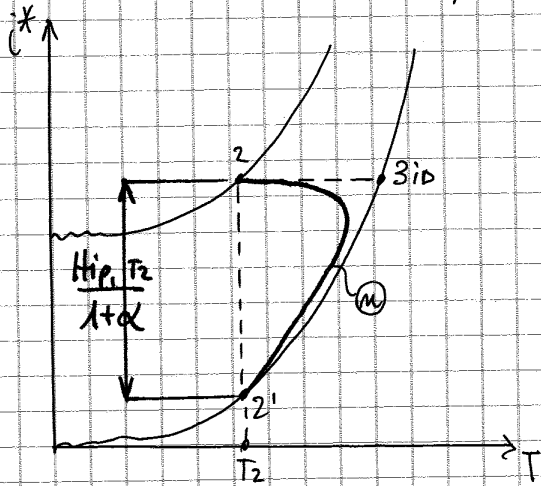
Suppongo di avere due sali numerici



$$\Delta i^* = 0 \Rightarrow i^* = \text{cost}$$

Quindi partendo da  $T_2$ , ottengo 2 sulla curva dei reagenti essendo  $i^*$  costante ottengo 3 e di conseguenza ottenere la  $T_{3D}$ .

Questa formula si presta a questa interpretazione:

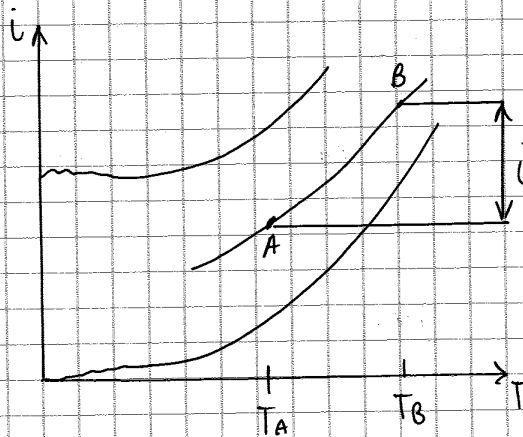


da misura del potere calorifico parte da 2 e termina in 2'.  
Risolviemo finalmente il nostro problema, per farlo sappiamo che:

$$i_2^* = i_{3id}^* \quad (3)$$

Postivisco (3) → (4) ottengo:

$$\frac{H(p, i_2)}{1 + \alpha} = (i_{3id}^* - i_2^*) \quad (4)$$



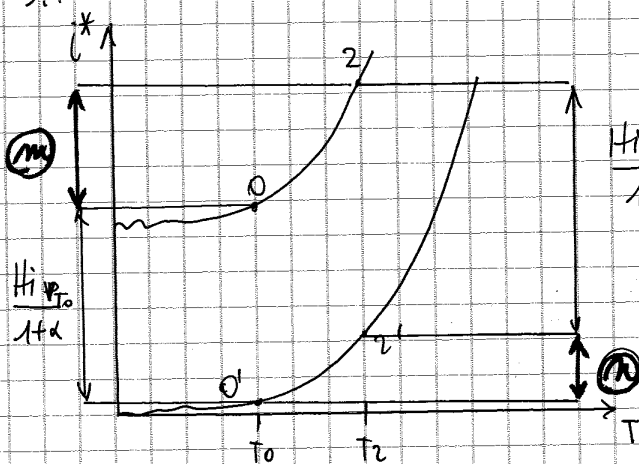
Prendo una linea intermedia, prendo i punti A e B:

$$i_B^* - i_A^* = c_{p,m}^h (T_B - T_A)$$

$$\frac{H(p, i_2)}{1 + \alpha} = c_{p,m}^h (T_{3id} - T_2)$$

$$\frac{H(p, i_2)}{1 + \alpha} = c_{v,m}^h (T_{3id} - T_2)$$

→ Semplice trasposizione di indici!



Anche in questo caso (diagramma a dx) c'è simmetria con il caso a v=costante  
Per deduzione

$$\eta'_{cb}$$

Per deduzione ottengo dunque:

$$(5) \quad \eta'_{cb} \frac{H(p, i_2)}{1 + \alpha} = c_{p,m}^h (T_3 - T_2) + K (T_3 - T^*)^2 - Q \rightarrow \frac{d > d_{gr}}{p = \text{costante}}$$

$$(6) \quad \eta'_{cb} \frac{H(p, i_2)}{1 + \alpha} = c_{p,m}^h (T_3 - T_2) + K (T_3 - T^*)^2 - Q \rightarrow \frac{d \leq d_{gr}}{p = \text{costante}}$$

Il termine con la temperatura  $T_2$  è modichissimo - di variazioni possibili sono di 1-1,5% : dunque possono essere utilizzati indistintamente se accettiamo un errore al di sotto di quella percentuale

Confronto la  $T_{310}$  a  $p = \text{costante}$  con la  $T_{310}$  a  $v = \text{costante}$

Il confronto deve essere fatto a pari condizioni:

- $d$  sarà lo stesso (metto la stessa q.ta' d'aria)

Nel campo del povero, ad esempio:

$$\frac{H_{p,T_2}}{\Delta t d} = c'_{pm} (T_{310,p} - T_2)$$

$$\frac{H_{v,T_2}}{\Delta t d} = c'_{vm} (T_{310,v} - T_2)$$

Faccio un rapporto membro a membro sapendo che nel 1%  $H_{v,T_2} \approx H_{p,T_2}$

$$1 \approx \frac{c'_{pm} (T_{310,p} - T_2)}{c'_{vm} (T_{310,v} - T_2)}$$

↓

$$\frac{(T_{310,v} - T_2)}{(T_{310,p} - T_2)} \approx \frac{c'_{pm}}{c'_{vm}} \approx 1,3$$

Inserendo qualche valore reale otteniamo che questo rapporto è circa 1,3 (cioè abbiamo circa un 30% in più, se analizziamo i salti di temperatura e non la temperatura finale)

13

$$\eta_b \frac{H_{ip, T_2}}{1+\alpha} = c'_p (T_3 - T_2) \quad \text{se } T_3 \sim 1850 \text{ K}$$

in questo caso si trascura il termine dissociativo

Queste conclusioni sono tratte argomento caldaie:

Allo scoppio di una caldaia abbiamo gas ad alta temperatura per evitare il ... arsi di costante azione. Negli impianti di turbine a gas ad esempio può essere utile chiederci cosa si poteva ottenere dal carburante utilizzato. Il rendimento utile:

$$\eta_u = \frac{\text{Effetto utile}}{\text{spesa}}$$

→ per i motori alternativi è la potenza utile

→ Va introdotta coerentemente con il numeratore

l'importante è che i due termini siano coerenti da spesa generalmente è il carburante utilizzato o quantomeno associata ad esso. Se abbiamo il carburante stiamo rinunciando a qualcosa: ci chiediamo cosa avremmo potuto ottenere se l'avessimo impiegato nel migliore caso possibile.

1 kg di carburante cosa ci potrebbe dare nel migliore caso possibile in termini di lavoro. Qual è il lavoro massimo ottenibile da 1 kg di carburante? È lui il "possessore" di energia. È l'energia utilizzabile:

$$E_u = i^* - T_0 S \quad S: \text{entropia}$$

Tra inizio e fine trasformazione:

$$\Delta E_u = \Delta i^* - \Delta(T_0 S)$$

Il lavoro ottenibile è legato a questo incremento. Si va dunque a capire qual è il massimo incremento di energia utilizzabile.

Il lavoro massimo ottenibile da 1 kg di carburante

$$L_{i, \max} \approx H_{ip, T_0}$$

da confronti puramente numerici. Tra tutti i poteri calorifici a p costante quello a  $T_0$  è il più simile a  $L_{i, \max}$ .

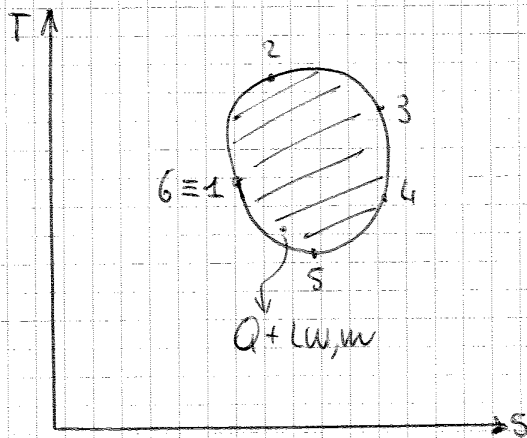
Pertanto:

$$\eta_u = \frac{P_u}{\text{min } H_{ip, T_0}}$$



# LEZIONE N°6 - TURBINE AD AZIONE E A REAZIONE

SIGNIFICATO DELLE AREE NEL DIAGRAMMA T, S



QUESTO RITORNO AL PUNTO 1=6 HA SENSO SE NON U SONO STATE REAZIONI IN ATTO.

$$\oint T ds = \int (dQ + dL_{w,m} + dL_{w,ch}) =$$

in qualsiasi integrale  $\downarrow$

$$= Q + L_{w,m} + L_{w,ch}$$

Sappiamo che  $L_{w,ch} = 0 \Rightarrow$  quindi l'area è  $\boxed{Q + L_{w,m} = \oint T ds}$  (1)

Penso a 1 kg di massa che subisce qst trasformazione 1→2→...→6  
 Applico il 1° principio in forma sostanziale

$$Q = L_{fs} + \Delta \overset{0}{K} + \Delta \overset{0}{E_c} + \Delta \overset{0}{E_{gr}} + \Delta \overset{0}{E_w} \rightarrow \text{prendo il sys inerte}$$

$\downarrow$   $\uparrow$  RITORNO AUE CONDIZIONI INIZIALI

$$Q = L_{fs}$$

in un ciclo chiuso calore e lavoro delle  $f_s$  sono uguali!

Dunque l'area può essere descritta come:

$$\oint T ds = Q + L_{w,m} = L_{fs} + L_{w,m} \quad (2)$$

Se applico il primo pr. in forma locale

$$Q = L_i + \Delta \overset{0}{K} + \Delta \overset{0}{E_{c,gr}}$$

somma algebrica di tutti i lavori lungo il ciclo  
 Dunque:

$$Q = L_i$$

ma è detto che siano tutti positivi

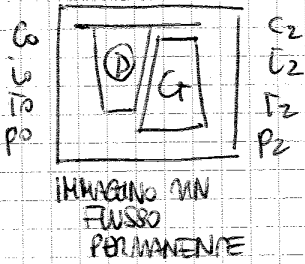
lavoro meccanico trasferito attraverso mobili organi all'esterno

$$\oint T ds = L_i + L_{w,m} \quad (3)$$

Quindi abbiamo un significato triplice dell'area nel diagramma Tds quando stiamo parlando di cicli chiusi.

Coppie positive sono date da  $(u_1$  o  $(u_2$  positive, cioè nel verso della  $u$  -  
 Il lavoro  $Li > 0$  se fornito all'esterno - Questa convenzione viene  
 utilizzata nelle macchine meccaniche.

Facciamo un bilancio di energia per ottenere l'espressione del  $Li$



$$Q = Li + \Delta U^* + \Delta E_c + \Delta E_{gr} + \Delta E_{fw}$$

$\begin{matrix} = 0 & & = 0 & & = 0 \\ \text{APPROSSIMIAMO A 0} & & \text{SYS INISTATE} & & \end{matrix}$

CO SI FA SEMPRE  
 NELLE TURBINE  
 E NEI TURBOCOMPRESSORI } SONO MACCHINE PICCOLE CON  
 ALTOI SECONDI DI CALORE

$$Q = \frac{Q}{m} \left\{ \begin{array}{l} \leftarrow \text{piccolo} \\ \leftarrow \text{elevata} \end{array} \right\} Q \text{ trascurabile!}$$

$$Li = -\Delta i - \Delta E_c$$

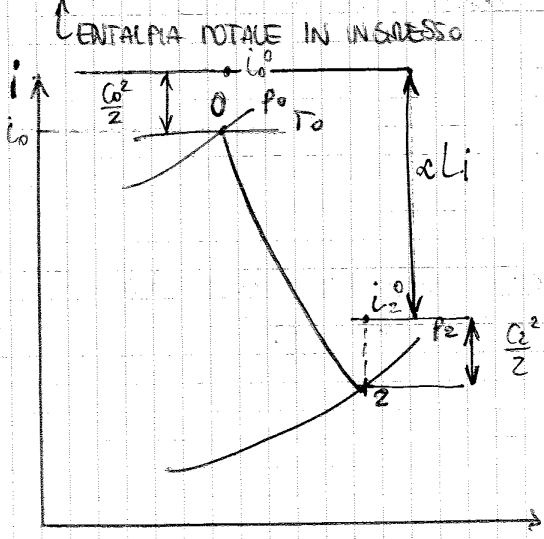
$$Li = -(i_2 - i_0) - \left( \frac{C_2^2}{2} - \frac{C_0^2}{2} \right) = (i_0 - i_2) + \left( \frac{C_0^2}{2} - \frac{C_2^2}{2} \right) =$$

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



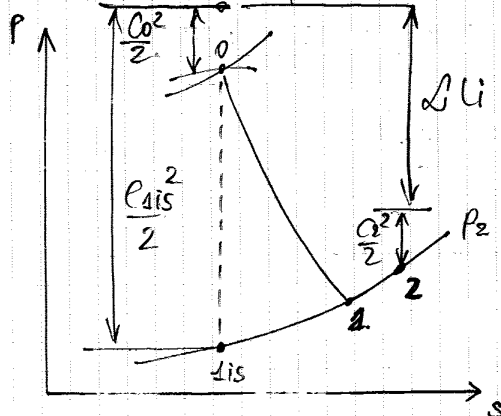
ENTALPIA TOTALE IN USCITA

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

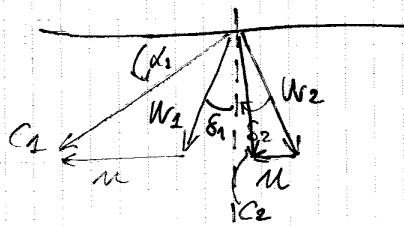


Questi sono i diagrammi generali  
 validi per tutte le turbine

TURBINE AD AZIONE: l'espansione avviene tutta nel distributore e nella girante la  $p$  si mantiene costante



Possiamo disegnare il  $\Delta$  delle velocità: facciamo  
 in modo che  
 la pala sia  
 simmetrica



$S_1 = S_2$   
 scelta progettuale

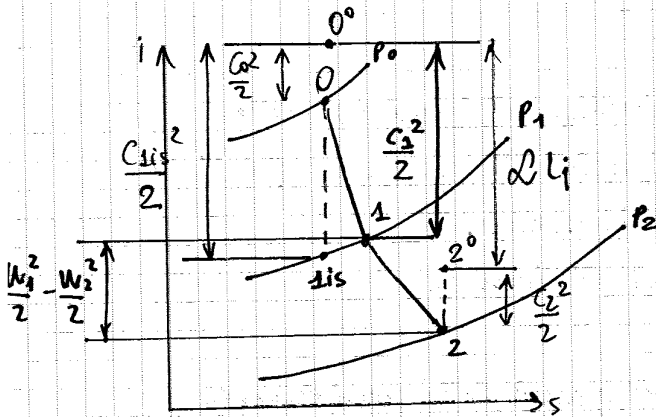
$W_2 = \psi W_1$   
 scelta del 5-10%  
 della  $W_1$

N.B. le due  $\mu$  devono essere =!

$(\psi = 1 = \varphi)$

Questa macchina è fatta bene dal punto di vista delle perdite, ma ha energia cinetica allo scudo. Se poi ci sono anche  $\psi$  e  $\varphi$  a ridurre il rendimento avremo delle curve più basse.

TURBINE A REAZIONE: l'espansione sia nella girante che nel distributore



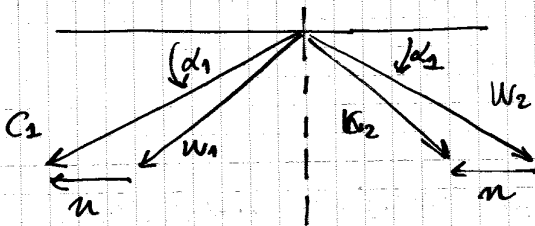
1: uscita del distributore

2: uscita dalla girante

- Vale quello detto prima per  $\frac{C_1 s^2}{2}$
- Il segmento  $0 \rightarrow 1$  è di  $\frac{C_1^2}{2}$

li otterremo applicando il 1° pr. e facendo bilanci energetici

La macchina di solito viene progettata in condizioni particolari, cioè in condizioni di triangolo simmetrico e non di peltatura simmetrica



$|c_1| = |w_2|$   
 $|w_1| = |c_2|$

Bisogna caratterizzare la distribuzione della espansione fra girante e distributore

va fatto con i salti isentropici  $\chi = \frac{\Delta i_{is,g}}{\Delta i_{is,d} + \Delta i_{is,g}}$

grado di reazione definito attraverso i salti entalpici

se  $\Delta i_g \downarrow \Rightarrow$  si espande poco nella girante e molto nel distributore e  $\chi$  assume tutti i valori fra 0 e 1. Nella macchina ad azione  $\chi$  praticamente nullo, perché si espande tt nel distributore.

Il valore più in corrente è 0,5 cioè a metà nella girante e metà nel distributore.

Ma esiste un altro:

$\chi = \frac{\Delta i_g}{\Delta i_{di} \text{ della macchina}} = \frac{\Delta i_g}{L_i}$

Quanto valgono se facciamo il  $\Delta$  simmetrico?  $\Rightarrow \chi = 0,5$  assicura che l'espansione avvenga a metà.

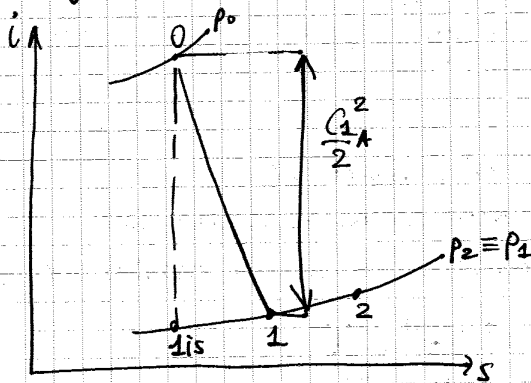
Imponendo la forma del  $\Delta$  devo imporre che i salti entalpici rispettano i triangoli

# LEZIONE 7 - CONFRONTO RENDIMENTI DELLE TURBINE AD AZIONE E A REAZIONE

FRAMMENTO IN 4' STADI DELLE TURBINE A REAZIONE  
 PROBLEMI INERENTI ALLE PORTATE A INIZIO E FINE ESPANSIONE  
 TURBINE A SALTI DI VELOCITA' (LENNI)  
 SVERGOLAMENTO A FORTE USURA (GENERALI)

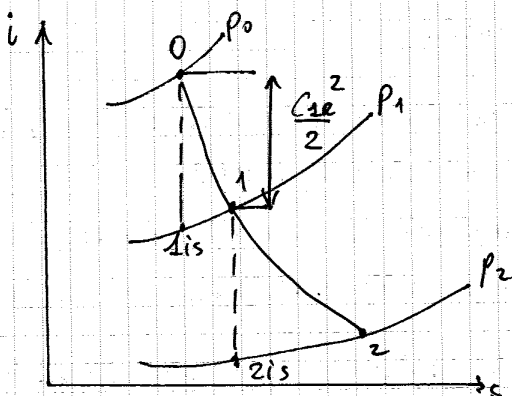
Confronto dei rendimenti delle turbine ad azione e reazione  
 Qual è la turbina migliore? → A reazione, anticipo di risultato

Nel diag T,s parto da 0 → 2, penso prima ad una turbina ad azione



Suppongo che la  $w_0 \approx 0$  - se scendo da 0 → 1s ottengo un segmento  $\frac{C_{1A}^2}{2} = \overline{01}$

In contrapposizione la turbina a reazione. Penso di avere un grado di reazione 0,5 con salti entalpici praticamente la metà! - (isotropici)



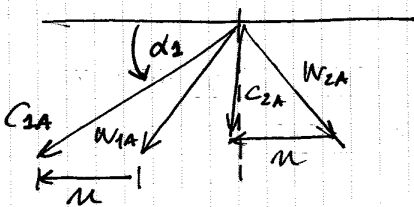
analogamente →  $\overline{01} = \frac{C_{1R}^2}{2}$

Posso dire che  $\frac{C_{1R}^2}{2} \approx 0,5 \left(\frac{C_{1A}^2}{2}\right)$

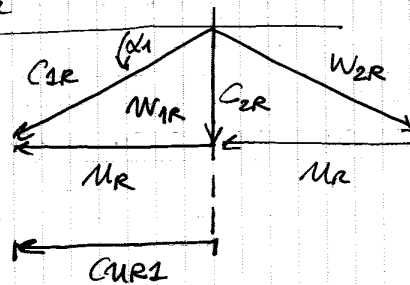
$$C_{1R} \approx 0,7 C_{1A}$$

Proviamo a fare i triangoli corrispondenti con angolo di idrillio nei due casi. (considera da di max rendimento)

AZIONE:

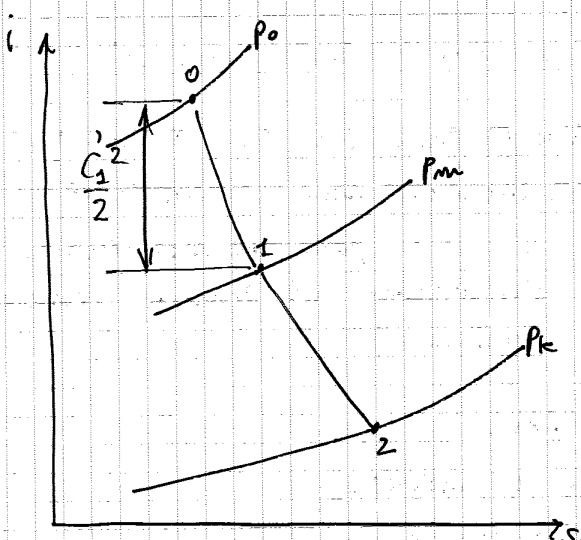


disegno la  $C_{2R}$  circa il 70% di  $C_{1A}$   
 sto considerando le condizioni di ottimo in entrambi i casi

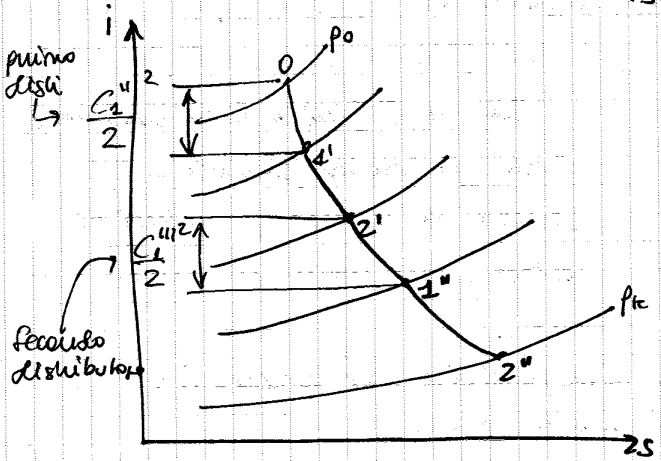


Dai  $\Delta$  si accorgiamo che le proporzioni si mantengono:  
 $w_{2R} \approx 0,7 w_{2A}$   
 $C_{2R} \approx 0,7 C_{2A}$

Quella che non si riduce è la  $u$  che anzi aumenta - In un caso  $u_A = \frac{1}{2} (C_{1A})_m$   
 $u_R = (C_{1R})_m$



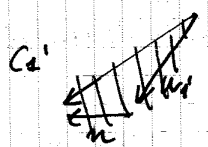
1 caso → 1 solo stadio → 1 girante  
 1 distributore  
 impongo che  $C_0 = 0$   
 faccio salti entalpici = !



2 stadi per esempio → faccio salti entalpici = !

$$\frac{C_1''}{2} \approx \frac{C_1'''}{2} = \frac{1}{2} \frac{C_1'''}{2}$$

• Perdite all'imbocco girante  $\propto \frac{W_1^2}{2}$  - Guardando ai triangoli, le W hanno le stesse proporzioni delle C



All'imbocco di 1' ho una perdita diretta, ma ne ho un'altra in corrispondenza di 1''. Dunque condendo due le stesse perdite che in un caso sono concentrate in un punto, nel secondo caso sono lo stesse ma divise in due punti.

↓  
 Dunque perché fare stadi multipli? Es solo due ragioni, una energetica e l'altra strutturale. Se ho uno stadio singolo, che ha H i Δ t' grandi la C2 allo scarico è più elevata mentre nel secondo caso ho una perdita minore, di circa la metà, allo scarico. Aumentando poi il numero degli stadi l'energia cinetica allo scarico persa sarà sempre più piccola. (motivazione energetica) - Se le velocità sono molto alte espandendo H in uno stadio solo, ho delle n molto elevate:

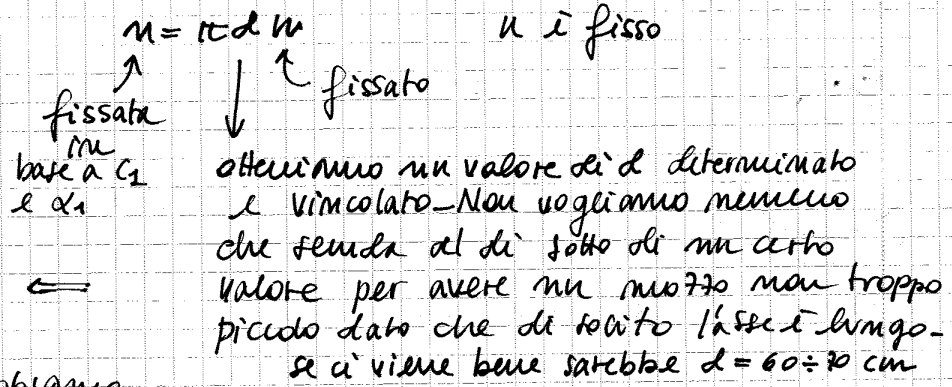
$$n = \frac{2\pi n}{z}$$

d: diametro  
 n: giri al secondo

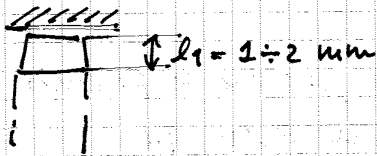
Le turbine di solito non hanno n libero, e' collegata a qtt di frequenza di rete. Di solito n = 3000 giri al minuto, dunque essendo vincolate per ottenere n molto elevate dovrò fare diametri molto grandi (grandi ingombri, grandi porte centrifughe con palette distinte per forza centrifuga)

Bisogna rispettarli qst valori perché la portata è legata alla potenza utile. Quindi in queste condizioni dovremmo fare area piccola.

Essendo la  $n$  fissata:



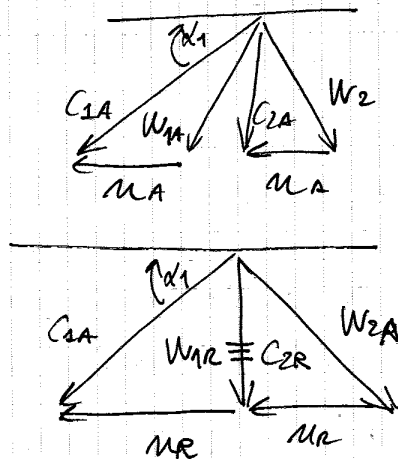
Quindi  $l_1$  è quello che arriva dai calcoli non abbiamo più margini di controllo (ca la voglio alta per abbassare quanto + possibile la  $T$  all'inizio) dunque dall'eq di portata posso ottenere  $l_1$  di conseguenza. Quindi accetto  $l_1$  che ottengo dai calcoli che sarebbe di qualche mm. Sulla carta nessun inconveniente ma dal punto di vista pratico è un vero disastro. Il gioco tra palette e statore deve essere come minimo di 0,5 mm (è poco). È un gioco troppo grande per una palette di qst dimensioni. Dal distributore arriva sulla girante del fluido e con questi rapporti  $\frac{3}{4}$  del vapore fa lavoro, il resto passa indisturbato espandendosi senza fare lavoro. Questa macchina ha una perdita fin dall'inizio perché una buona parte del vapore passa indisturbato senza far lavoro. Quindi la macchina a reazione sembra essere da scartare. Si potrebbe fare una macchina ad azione.



Pensiamo di farla ad azione =

$$U_A = \frac{1}{2} U_R$$

come si può vedere anche nelle tri angoli stessa  $c_1$  di velocità



dunque  $\Rightarrow d_{1A} = \frac{1}{2} d_{1R}$

possiamo raddoppiare la lunghezza delle palette

$$l_{1A} = 9 \div 4$$

a parità di gioco significa dimezzare le perdite

No. 8. non si può parzializzare fino al 90%

Esiste una possibilità ulteriore che risolva il problema delle portate -  
 È una turbina ad attacco a salti di velocità -

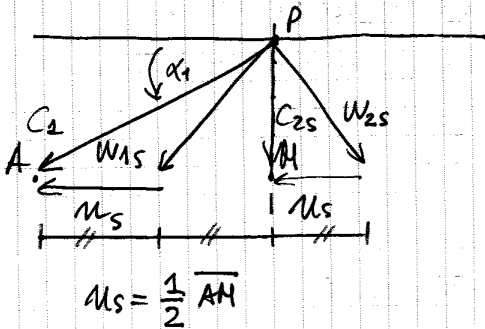
TURBINE A SALTI DI VELOCITÀ

Facciamo un caso semplice con due salti di velocità -

Ipotizziamo  $\varphi = \psi = 1$ , quindi unica perdita è l'energia cinetica allo scarico -

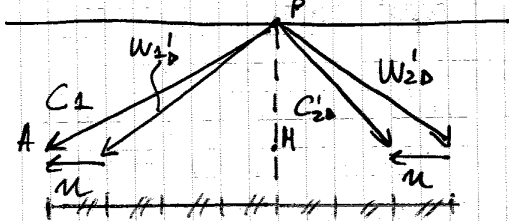
Sappiamo di avere  $qst$   $c_1$  e  $\alpha_1$  - Sia la  $u = \frac{C_{M1}}{2}$  - Dibalto  $w_{2s} = w_{1s}$  ( $\varphi = 1$ )

MACCHINA A STADIO SINGOLO



Ottengo una  $C_{2s}$  assiale  
 Macchina con  $\varphi = \psi = 1$ , unica  
 perdita è la  $\frac{C_{2s}^2}{2}$

MACCHINA A PIU' SALTI

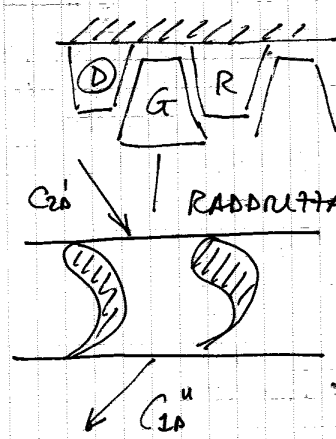
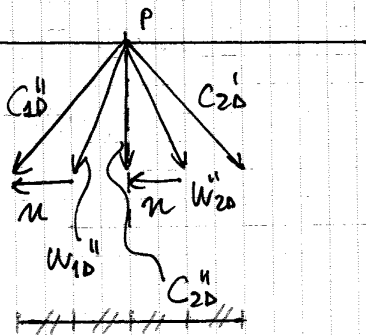


concettualmente P e A sono gli stessi  
 $\alpha_1$  e  $c_1$  sono gli stessi = stesso distributore  
 Suddivido AM in 4 parti e faccio in  
 modo che:

$u_s = \frac{AM}{u} = \Delta \Rightarrow$  ottengo di  
 conseguenza una  
 $w_{1b}$

Dibalto  $w_{1b}$ , sommo u

e ottengo  $C_{2b} - C_{2a}$  è la velocità allo scarico, che come si vede  $C_{2b} > C_{2s}$   
 è intollerabile perché sarebbe un aumento di perdite - Dunque gli tornavo a  
 questo primo stadio, un secondo: in questo stadio la  $C_{2b}$  viene raddiata  
 nel raddiatore (sua espansione)



si cambia solo  
 la direzione della  
 velocità -

non ho perdite  
 perché assumo  
 che  $\varphi = \psi = 1$

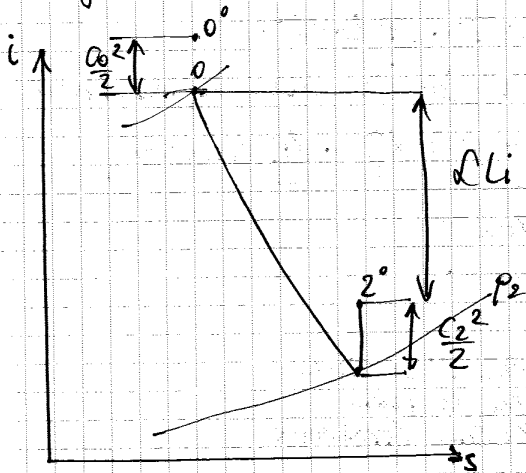
Ottenendo una  $C_{2a}$  assiale -

Questa macchina, con le ipotesi fatte  
 ( $\varphi = \psi = 1$ ), è del tutto equivalente cioè a pari prestazioni espandendo  
 entro le stesse pressioni e ottenendo lo stesso lavoro

# DEFINIZIONE 8 - SUPERCOLAMENTO A VORTICE LIBERO

RICHIAMI SUI TURBOCOMPRESSORI CENTRIFUGHI  
COMPRESSORI RADIALI (GENERAZIONE)

Supercolamento a vortice libero



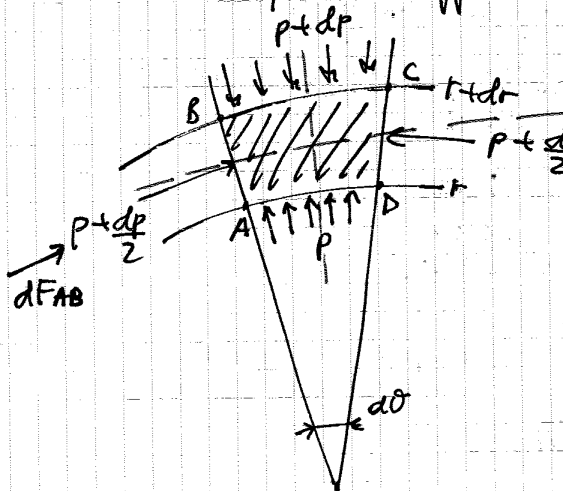
• Vincoli imposti

- 1)  $\alpha = \text{costante}$  al variare del raggio  
 $\Rightarrow$   $Li$  costante (con assoluta certezza)
- 2)  $c = \text{costante}$  al variare del raggio  
 $\hookrightarrow$  (anche senza in maniera rigorosissima) ( $w_{m} = \text{costante}$ )  
 $\Rightarrow \eta_{vc} = \text{costante}$
- 3)  $C_r = 0$  velocità nulla  
 comporta che radialmente ogni elemento abbia un equilibrio tra le pressioni e la forza

centrifuga

- 4) la 1 + 2 portano a  $p_r = \text{costante}$  (ma rigorosamente costante, vedremo quando effettivamente sarà costante) sono casi ricorrenti

• Consideriamo questo elemento di profondità unitaria. Esistono:



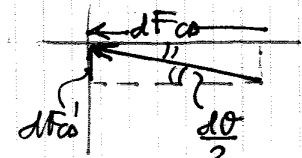
• pressione  $p$  e  $p + dp$  (interno ed esterno)  
 • alla faccia  $CD$  abbiamo  $p + \frac{dp}{2}$  - Andersen AB

ciascuna di qst pressioni da una forza - Andiamo a calcolarne per ciascuna faccia - ti ricorda che gli equilibri vanno calcolati sulla direzione tratteggiata - da direzione che ci interessa è quella trasversale (radiale)

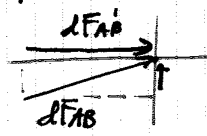
} hanno direzioni differenti queste due forze (bisogna tenerne conto successivamente)

Forze che abbiamo sulle relative facce:

- AD:  $p \cdot r \cdot d\theta \cdot 1$
- BC:  $(p + \frac{dp}{2}) (r + dr) \cdot d\theta \cdot 1$
- DC:  $dF_{co} = (p + \frac{dp}{2}) dr \cdot 1 \Rightarrow$  ha due componenti  
 $dF_{co}' = dF_{co} \cdot \frac{d\theta}{2} = (p + \frac{dp}{2}) dr \cdot 1 \cdot \frac{d\theta}{2}$   
 proiezione (approssimo il seno con l'angolo)



- AB:  $dF_{AB} = (p + \frac{dp}{2}) dr \cdot 1 \rightarrow$  anche lui ha due componenti  
 $dF_{AB}' = dF_{AB} \cdot \frac{d\theta}{2} = (p + \frac{dp}{2}) dr \cdot 1 \cdot \frac{d\theta}{2}$





Dalla condizione 1)  $i^0 = \text{costante}$

$$i + \frac{C}{2} = i + \frac{Ca^2}{2} + \underbrace{\frac{Cn^2}{2}}_{=0} = \text{costante al variare del raggio}$$

↑ applico l'ipotesi 3

da derivare rispetto ad  $r$

$$\boxed{\frac{di}{dr} + \frac{2}{2} \frac{Ca}{2} \frac{dCa}{dr} + \frac{2}{2} \frac{Cn}{2} \frac{dCn}{dr} = 0} \quad (4) \quad (\text{il secondo membro } i^0 \text{ costante})$$

Dalla condizione 2)  $S = \text{costante} \Rightarrow ds = 0$

$$T ds = dU_T + p dv = \quad (dU_{ch} = 0)$$

$$\downarrow \Rightarrow dU_T + p dv = di - v dp = 0 \quad \text{sulla termodinamica}$$

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

$$\boxed{\frac{di}{dr} - v \frac{dp}{dr} = 0} \quad (5)$$

dove volendo posso mettere  $v = \frac{1}{\rho}$  ottenendo la (5')

$$\boxed{\frac{di}{dr} - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} = 0} \quad (5')$$

$$\frac{di}{dr} = \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} \Rightarrow \text{sostituisco nella (3)} \Rightarrow \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} = \frac{Cn^2}{r} = \frac{di}{dr} \Rightarrow \text{lo sostituisco in (4)}$$

$$\frac{Cn^2}{r} + Ca \frac{dCa}{dr} + Cn \frac{dCn}{dr} = 0 \quad (6)$$

Questa equazione contiene esclusivamente velocità

$\underbrace{\frac{d}{dr} \left( \frac{Ca^2}{2} \right)}$  come era in origine

$$\frac{Cn^2}{r} + \frac{d}{dr} \left( \frac{Ca^2}{2} \right) + Cn \frac{dCn}{dr} = 0$$

$$\frac{d}{dr} (Cn r)^2 = \frac{d}{dr} (Cn^2 r^2) = Cn^2 2r + 2Cn \frac{dCn}{dr} r^2$$

$$\frac{d}{dr} (Cn^2 r^2) = \frac{2}{r^2} r^2 \left[ \frac{Cn^2}{r} + Cn \frac{dCn}{dr} \right]$$

↑ esattamente quello che ci serviva

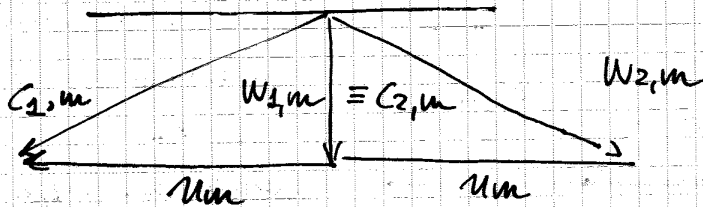
$$\boxed{\frac{Cn^2}{r} + Cn \frac{dCn}{dr} = \frac{1}{2r^2} \frac{d}{dr} (Cn r)^2} \quad (7)$$

Analizziamo la soluzione - È possibile pensare a  $\Delta$  di velocità

$$\begin{cases} C_{m,r} = \text{cost} \\ C_a = \text{cost} \end{cases}$$

(penso alla turbina ora)  
con condizioni particolari cioè  
 $C_{a1} = C_{a2}$

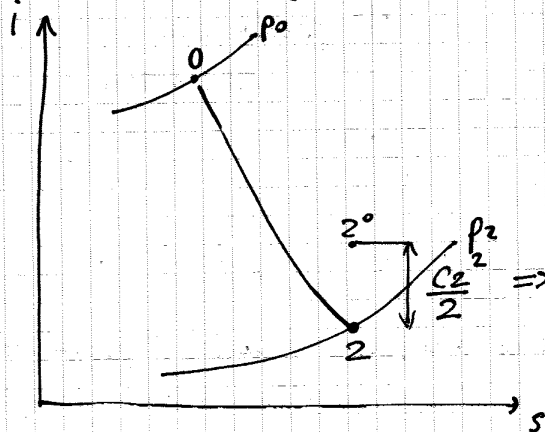
A metà pala penso di avere un grado di reazione 0,5



pedice m: raggio medio.

• Il  $\Delta$  lo si fa simmetrico cercando di ottenere una  $W_{2,m}$  e  $C_{2,m}$  assiali

$C_2 = \text{costante}$  perché assiale, e manterra' sempre questo valore.  
Le  $i$  così, nel diagramma



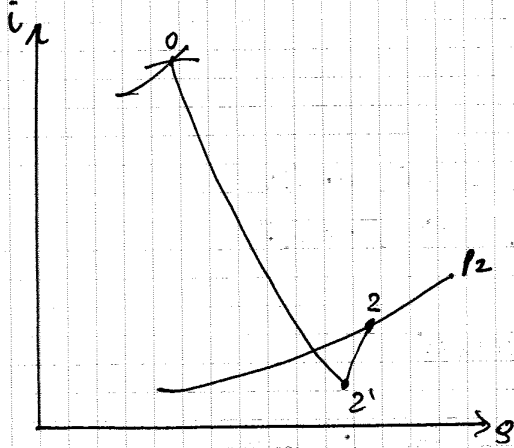
Nello stadio successivo questa  $\frac{C_2^2}{2}$  è la stessa  $\frac{C_0^2}{2}$  all'ingresso dello stadio successivo! Quindi sono segmenti costanti!

⇒ Questo segmento è dato, fisso quindi  $z^0$  è fisso a una certa quota  $i$  rispetto a 2, che comunque può solo muoversi a  $p_2 = \text{cost}$

Quindi in questo caso ho veramente due la pressione  $p_2$  è davvero costante.

Pi faccio i diagrammi alla pagina successiva

Alla radice quindi:

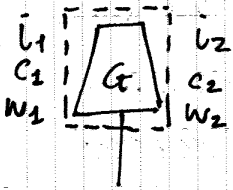


nel distributore  
 Si espande a fino a 2' e poi nella girante si va da 2' a 2  
 cioè nel distributore si espande di più del salto di pressione e nella girante si comprime. Esistono gli inconvenienti: per espandere così tanto sono cresciute  $c_2$  e  $w_1$

e quindi crescono le perdite di imbocco alla girante e quelle distribuite. Quindi all'atto pratico si hanno perdite troppo grandi

Il grado di reazione R:

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



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

passo a  $t, y, z$  rotanti

$$Q = \underbrace{L_i}_{\substack{L_i=0 \\ \text{circa}}} + \Delta i + \Delta E_c + \Delta E_w + \underbrace{\Delta E_{gr}}_{\substack{L_g \\ \text{classico dei gas}}}$$

rotante non che lavoro

$$i_2 - i_1 \neq \left( \frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2} \right) + \left( \frac{u_2^2}{2} - \frac{u_1^2}{2} \right) = 0 \quad \text{se } u_1 \cong u_2$$

$\Delta E_w$  sparisce perché

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

ricorda che  $i$  ingresso - uscita

$$R = \frac{\frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2}}{L_i} \quad (b)$$

Riservo il 1° principio per una terza inertiabile

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

terza inertiabile

$$L_i = -\Delta i - \Delta E_c = -(i_2 - i_1) - \left( \frac{c_2^2}{2} - \frac{c_1^2}{2} \right) = i_1 - i_2 + \frac{c_1^2}{2} - \frac{c_2^2}{2}$$

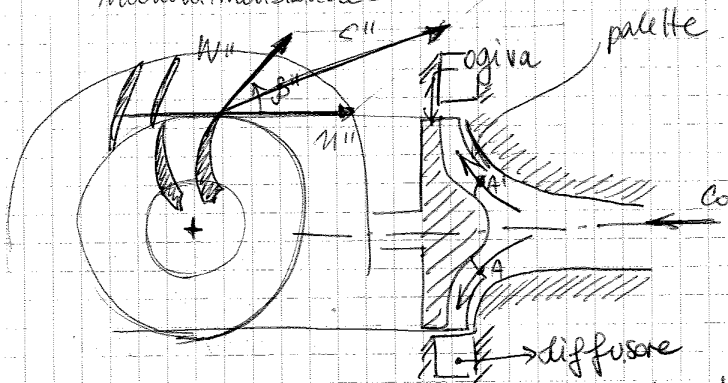
$$L_i = \frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2} + \frac{c_1^2}{2} - \frac{c_2^2}{2}$$

sostituendo la (a) nelle espressioni

la sostituisco nella (b)

## TURBOCOMPRESSORI a elio mi

Vediamo i turbocompressori centrifughi - li abbiamo trattati con la teoria monodimensionale



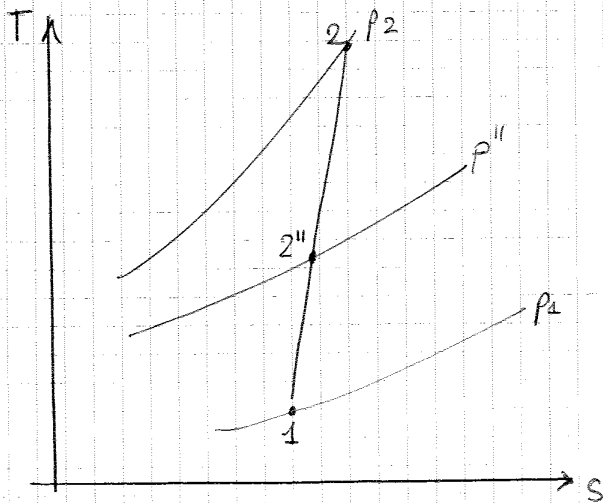
La velocità del fluido ha una direzione che è imposta dalla forma della paletta

$w''$  con la direzione periferica forma un angolo  $\beta''$  - da  $c_0$  è assiale

Nei punti A e A' all'ingresso della

girante, poiché non c'è componente tangenziale prima comincia a muoversi -

Al fluido dunque gli viene applicata una coppia, in modo tale che abbia una velocità tangenziale. All'uscita della girante abbiamo una velocità che nei compressori è molto alta e che per questo può essere utilizzata. Il lavoro fatto viene convertito in un di pressione in energia cinetica, che viene successivamente riconvertita in un di pressione nel diffusore. Se le cose sono fatte bene, all'uscita del diffusore l'energia cinetica è molto bassa  $\rightarrow c_2$



Nel diagramma T,s vado da 1 a 2  
Nel punto 2'' siamo all'uscita della girante, il lavoro fatto serve per arrivare alla pressione 2'' e per avere un'energia cinetica  $\frac{c''^2}{2}$

$c_2 \approx 0$  proprietà tipica di qst macchina

mentre

$c'' \neq 0$  ben diversa da 0

$c_0 \approx c_1 \approx 0$  all'ingresso velocità piccola

Oltre al diffusore poi esiste un condotto di raccolta a sezione variabile

che progressivamente si allarga - Si chiama voluta e serve a convogliare il fluido -

Vale ovviamente il 1° principio, dal quale possiamo calcolare:

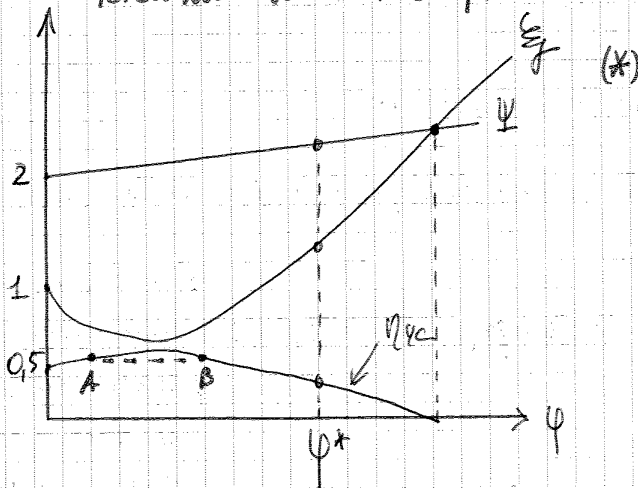
$$L_c = -L_i$$

1° PRINCIPIO:

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

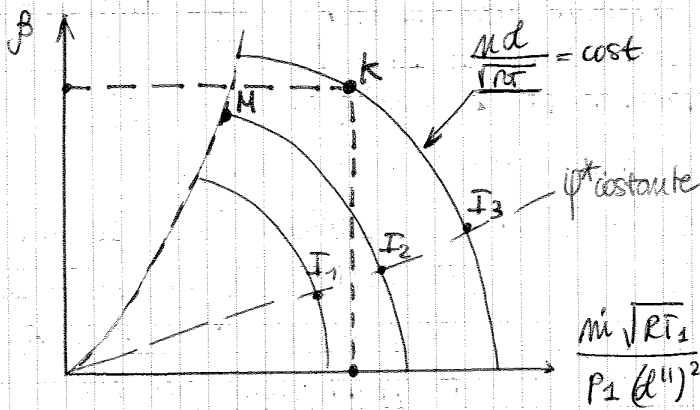
LEZIONE N°9 - COMPRESSORI ASSIALI: TRIANGOLO DI VELOCITÀ, GRADO DI REAZIONE

Riduciamo di turbocompressori



Un diagramma del genere condensa dietro di se tutte le proprietà di un turbocompressore, dato un certo valore di  $\beta''$ , che determina la forma di  $\Psi$ . A un dato  $\Psi^*$  conosco tutte le condizioni di funzionamento - E' anch molto scomodo per l'utente, perché è tutto nascosto dietro parametri

adimensionali. Si usano dunque i diagrammi delle caratteristiche mano meche: in qst diagramma le caratteristiche del compressore sono descritte così, con curve limitate al



di sotto della zona tratteggiata. In qst zona il compressore può lavorare ma rischia di distruggersi (zona di stallo o pompaggio). Questi fenomeni abbassano il rendimento notevolmente o lo portano alla distruzione.

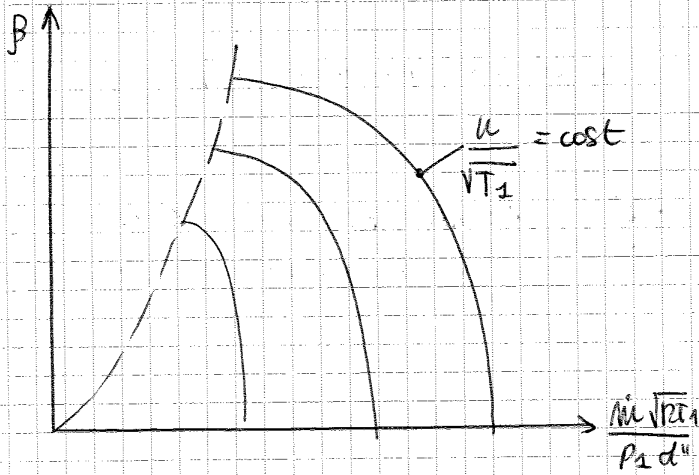
Prendiamo 3 punti, tutti a  $\phi^*$   $I_1, I_2, I_3$  - Nella caratteristica mano mecha appartengono a curve diverse, punti congiunti dalla curva a  $\phi^* = \text{costante}$  (che implica anche  $\Delta$  di velocità simili - ottenibili uno dall'altro cambiando la scala) [ $\phi^* \text{ cost} \rightarrow \Psi = \text{cost}; \bar{z} = \text{cost}; \bar{r} = \text{cost}$ ]

Prendo due compressori di scala-forma identica ma in scala, che hanno entrambi la stessa caratteristica del disegno (la mappa si può ottenere dai diagrammi\* a geometria fissa). Posso far lavorare i due compressori nello stesso punto  $k$ , cioè con lo stesso  $\beta$  e parametro di portata  $\frac{m \sqrt{RT_1}}{P_1 (d'')^2}$ . Dunque entrambi lavorano a

$$\beta = \text{costante}$$

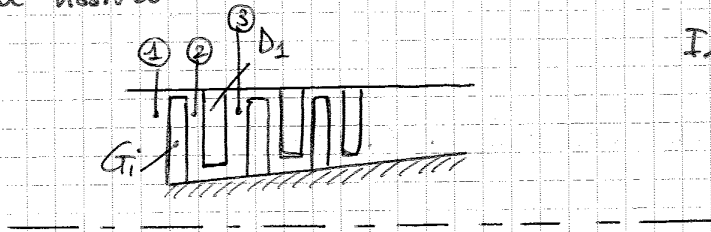
$$\frac{m \sqrt{RT_1}}{P_1 (d'')^2} = \text{costante}$$

$$\frac{m d}{\sqrt{RT_1}} = \text{costante}$$



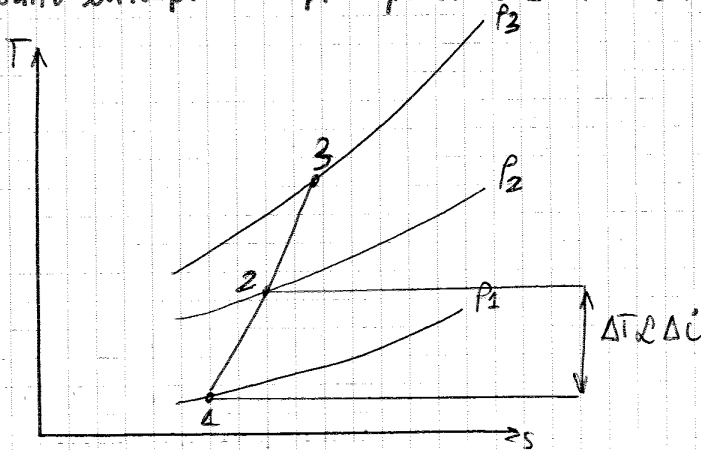
Questo diagramma è sempre fornito ma è particolare di un solo compressore, non posso pensare di utilizzare questa mappa per altri compressori di geometria =!

Compressori assiali



Il fluido diventa sempre più denso man mano che gli stadi avanzano

Il fluido che arriva tra come primo elemento la girante, alla quale viene fornito un lavoro che viene convertito in salto entalpico e in cinetica. Nel diffusore si converte l'energia cinetica in uscita alla girante in salto entalpico il più possibile. Il 2 è in uscita dalla girante.



Questo tipo di macchina ha rapporto di compressione piccolo in uno stadio e differenzia dei turbocompressori radiali. Questa macchina viene svergolata in tutti gli stadi, soprattutto se le palette sono lunghe e per questioni

di stabilità di fluido: questa motivazione è assente nelle turbine. Una corrente fluida infatti tende a stare attaccate alle pareti che limitano l'espansione, è raro il distacco del fluido dalle pareti. In fase di compressione il distacco di vena è un pericolo da cui evitarlo, dunque è bene fare le palette con bassa direttrice, ma ~~con~~ raggio svergolato

Il grado di reazione:

$$R = \frac{\Delta h_2}{L_c}$$

Qui il  $\Delta$  è uscita meno ingresso

Bloccati sono:

- $\alpha_2$
  - $\beta_2$  : che la  $w_2$  forma con la direzione periferica
  - $\gamma = 180 - \beta_2$
- } sono angoli costruttivi

Si entra nella girante con  $c_1$  e si esce con una  $c_2 > c_1$  - E' il chiaro segno che il lavoro fatto sulla girante non si è convertito totalmente in salto entalpico. Il diffusore dunque riduce qst energia cinetica. Qui non è realmente necessario ridurre a zero la velocità all'uscita dello stadio, come nei centrifughi, questo perché ci sono altri stadi dopo - da ridurre è necessaria, senza tendere a zero.

$\Delta E_c \neq 0$  tra ingresso e uscita stadio, girante o distributore

$$Q + \overset{=0}{lc} = \overset{=0}{\Delta i} + \overset{=0}{\Delta E_c} + \overset{=0}{\Delta E/w} + \overset{=0}{\Delta E/gr}$$

scelgo questo sys  $r, \gamma, \beta$  invariante  $\rightarrow$  esiste sempre il salto di energia cinetica

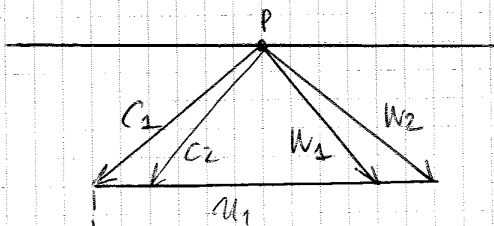
però qst non può essere mai nullo!

Nell'ultimo stadio si cerca di scaricare in cinetica assialmente -  
Svergolamento delle palette

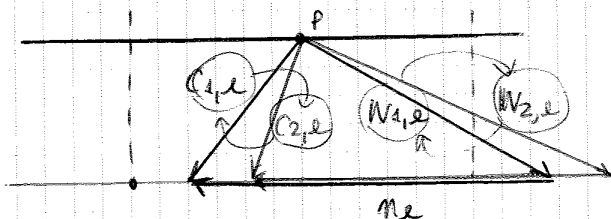
$$\begin{cases} C_{nr} = \text{costante} \\ C_a = \text{costante} \end{cases} \text{ lungo il raggio}$$

Aggiungo questa ipotesi  $C_{a1} = C_{a2}$

$\Delta$  DI VELOCITA' IN UNA SEZIONE MEDIANA



PUNTA DELLA PALETTA (con la stessa componente assiale)



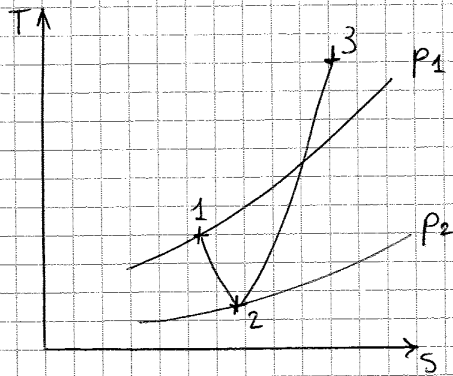
• il raggio è + alto  
 (sono secubanti) i momenti  
 $\downarrow$   
 $c_2$  è più piccola di  $c_2 m$

•  $M_2 > M_m$

Man mano  $c_{1,e}$  e  $c_{2,e}$  che il raggio  $\uparrow$  si avvicinano all'asse

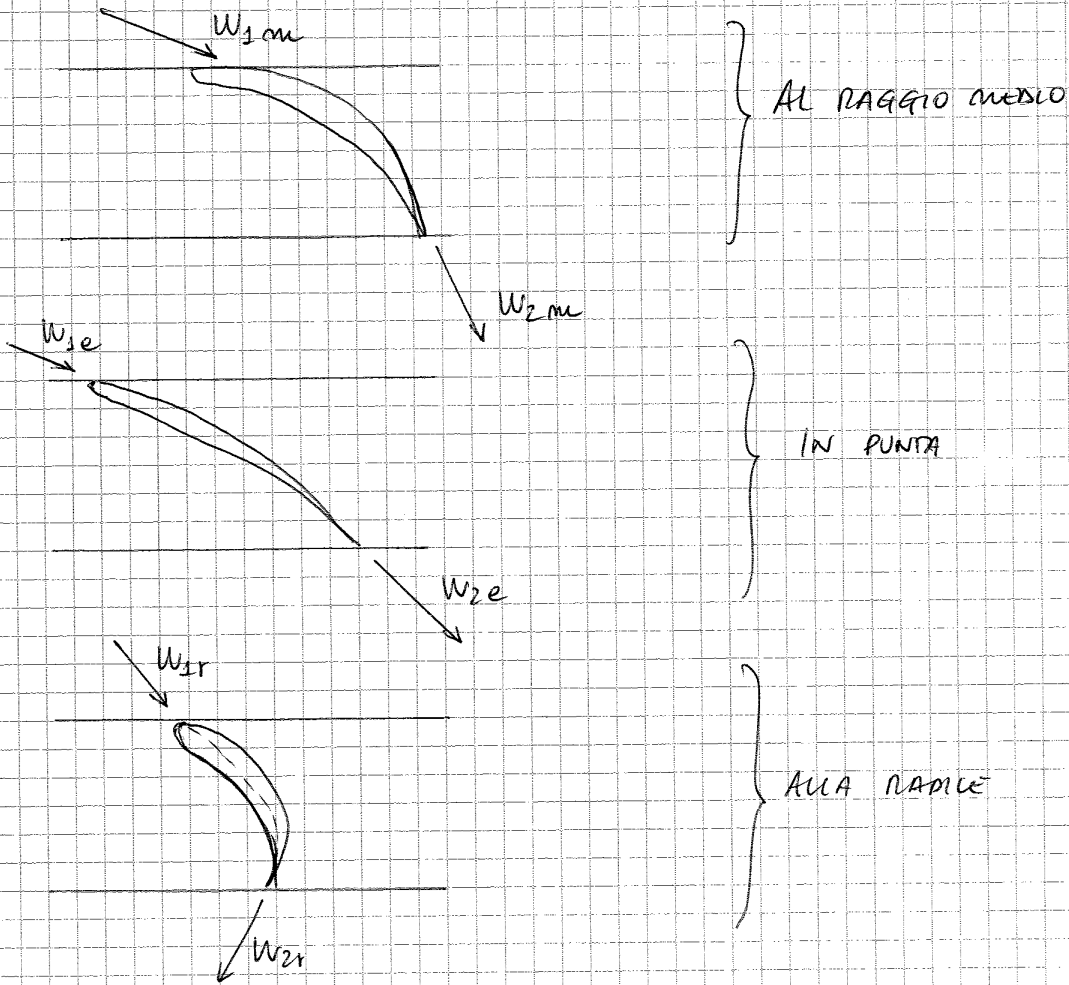
SE  $R < 0$  ANORA QUESTO È QUELLO CHE RUCLEDE, LUÈ IN GRANNE

ESPANDO E IN DIFFUSIONE  
COMPANNO -



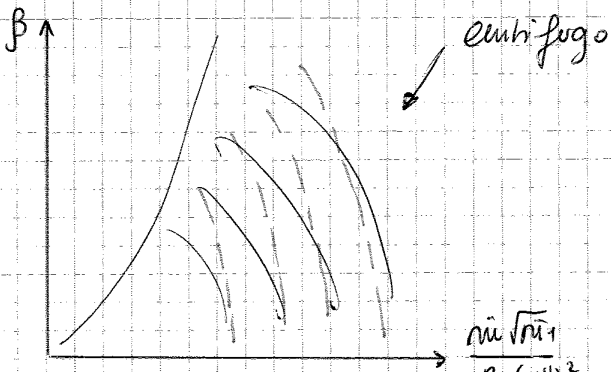
Perhanto in progetto x avere  $R \geq 0$

FORMA DELLE PALCIE





Suppongo di avere stessa  $u''$ . Avere  $L_c$  costante significa in un centrifugo ottenere  $\beta$  altri - se  $\psi \downarrow$  a pari  $u$  non guarda la conclusione follo!



PARAGONIAMO L'ASSIALE: CURVE QUASI VERTICALI PICCOLE  $\Delta n$  PORTANO IL  $\beta$  AD ESSERE NULLO

PER UN COMPRESSORE ASSIALE

$$\left. \begin{array}{l} \alpha_1 = 45^\circ \\ \beta_2 = 135^\circ \\ T_1 = 25^\circ C \\ \eta_4 = 0.8 \\ u = 230 \text{ m/s} \\ \varphi = 0.4 \end{array} \right\} \Rightarrow L_c = \Delta i + \Delta e_c$$

$\Delta e_c$  non si trasc! ORO STADIO  
A CARICO

$$L_c = \frac{k}{k-1} \eta T_1 \left[ \beta^{\frac{k-1}{k \eta}} - 1 \right] + \left( \frac{C_2^2}{2} - \frac{C_1^2}{2} \right) =$$

$\uparrow$   
IN USCITA  
DATA GIRANTE

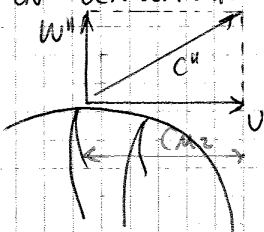
macchina a basso  $\beta$ !

compressore assiale

$$L_c = \psi \frac{u''^2}{2} = 2 [1 - 2\psi] \cdot \frac{u^2}{2} \approx 10600 \frac{\text{J}}{\text{kg}} \rightarrow \text{l'unica incognita è } \beta \approx 1.1$$

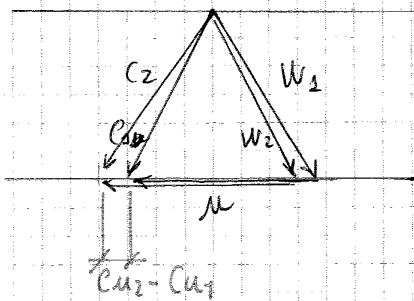
IL  $\beta$  A UN CENTRIFUGO IN UN CENTRIFUGO:

$$\beta_{centr} \approx 1.5$$



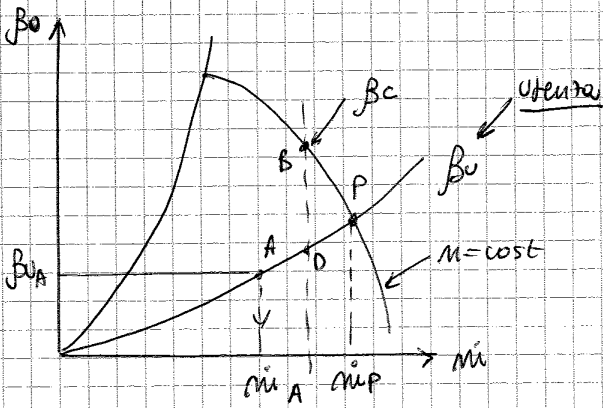
$$L_c = u_2 C_{u2} - u_1 C_{u1} = u^2$$

TRIANGOLO DI VELOCITA' DI UN COPR. ASSIALE A PARU u



da u è la stessa ma la  $C_{u2}$  in un caso è u stessa (centrifugo) mentre in qst caso no:

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



$$\beta_u = \frac{P_v}{P_u}$$

$$m_u = f(\beta_u)$$

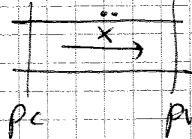
$$\beta_u = f_1(m_u) = f_1(m)$$

BISOGNA CAPIRE SE P È UN PUNTO STABILE

CON LE IPOTESI FATTO P È STABILE: LA STABILITÀ SI GIUDICA PERTURBANDO E VEDENDO SE IL PUNTO DI FUNZIONAMENTO RITORNA IN P!

Supponiamo che vi sia un abbassamento di portata: il compressore risale dalla curva lavorando B. Allo stesso tempo però la portata si riduce che essa sia smaltita lavorando nel punto D cioè a pressione + bassa! La valvola per funzionare ha bisogno di una pressione tipo m D.

$$P_c = P_B > P_v = P_D$$

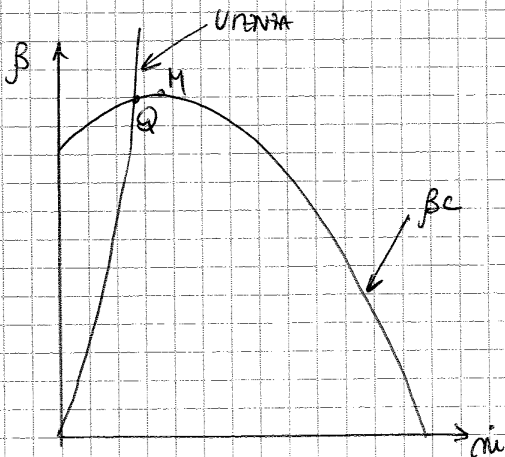


$$P_c > P_v$$

Il fluido dunque accelera!

Aumenta portata, fino ad arrivare in P: qui, l'accelerazione si annulla, e la portata non cresce + non c'è +  $\Delta p$  nel condotto.

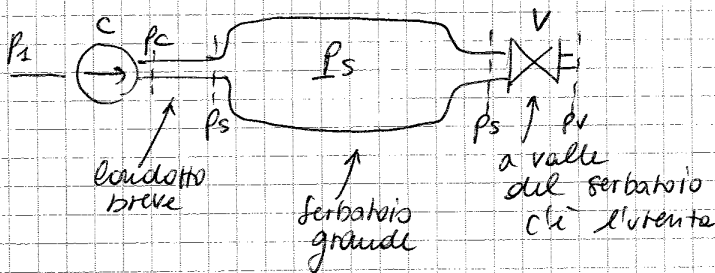
N.B. Quindi se il sys abbandona la condizione iniziale la recupera spontaneamente.



Supponiamo di lavorare con un sys fatto così: se  $Q$  è a sx di  $M$ ,  $Q$  è stabile! Anche se  $Q$  si trovasse nella "zona proibita" sarebbe stabile lo stesso! Questo fatto è dato dalla particolare urenta, e dal particolare condotto.

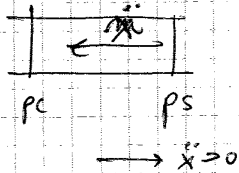
Infatti di solito il condotto è interrotto da un serbatoio.

QUESTO SISTEMA È PIÙ REALISTICO:



I punti tipo P nella curva discendente sono stabili. Per presunta della capacità fa sì che i punti a sx dell' massimo di  $\beta_c$  non sono punti stabili (RAMO ~~instabile~~ IN CRESCITA)

Il livello del serbatoio è  $s_1$ , molto vicino a  $C_0$  e lontano da  $C_1$

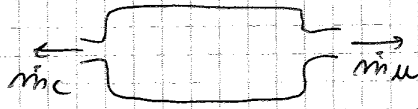


In queste condizioni  $p_c < p_s$

↓  
si genera un'accelerazione verso sx ( $\ddot{x} < 0$ )

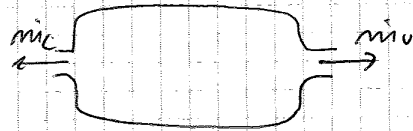
Quindi il condotto rallenta, la portata diminuisce  $m_c \downarrow$  e da  $C_1$  il compressore tende ancora + a dx. (in  $C_2$  magari)

$p_c < p_s \Rightarrow$  continua il rallentamento che continua talmente tanto che il compressore non manda + nulla. Si entra nel campo delle portate negative raggiungendo  $C_3$  dove ho:  $p_c < p_s$   $\ddot{x} < 0$  inversione di tendenza  $\Rightarrow \dot{x} < 0$ , il serbatoio si sta svuotando da entrambi i lati:



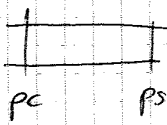
In  $C_4$  siamo al punto di minimo. Il compressore si sposta a sinistra e il serbatoio tende piano. In  $C_5$  non c'è nulla di particolare è solo un punto di risalita della pressione del compressore.  $p$  del compressore ↑ velocemente arrivando in  $C_6$  tale per cui il serbatoio è allo stesso livello!

In  $C_6$ :  $p_c = p_s$   $\ddot{x} = 0 \Rightarrow$  la corrente smette di acc verso sx, il condotto si blocca. Del serbatoio:



si sta svuotando massicciamente  $\downarrow p_s$

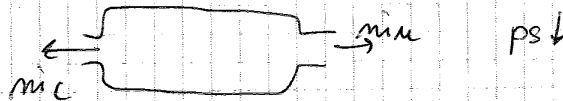
Il compressore si addega adesso (precedentemente il compr fino a  $C_6$  lavorava svincolato dal serbatoio). Da  $C_6$  in avanti i due si sincronizzano nel condotto:



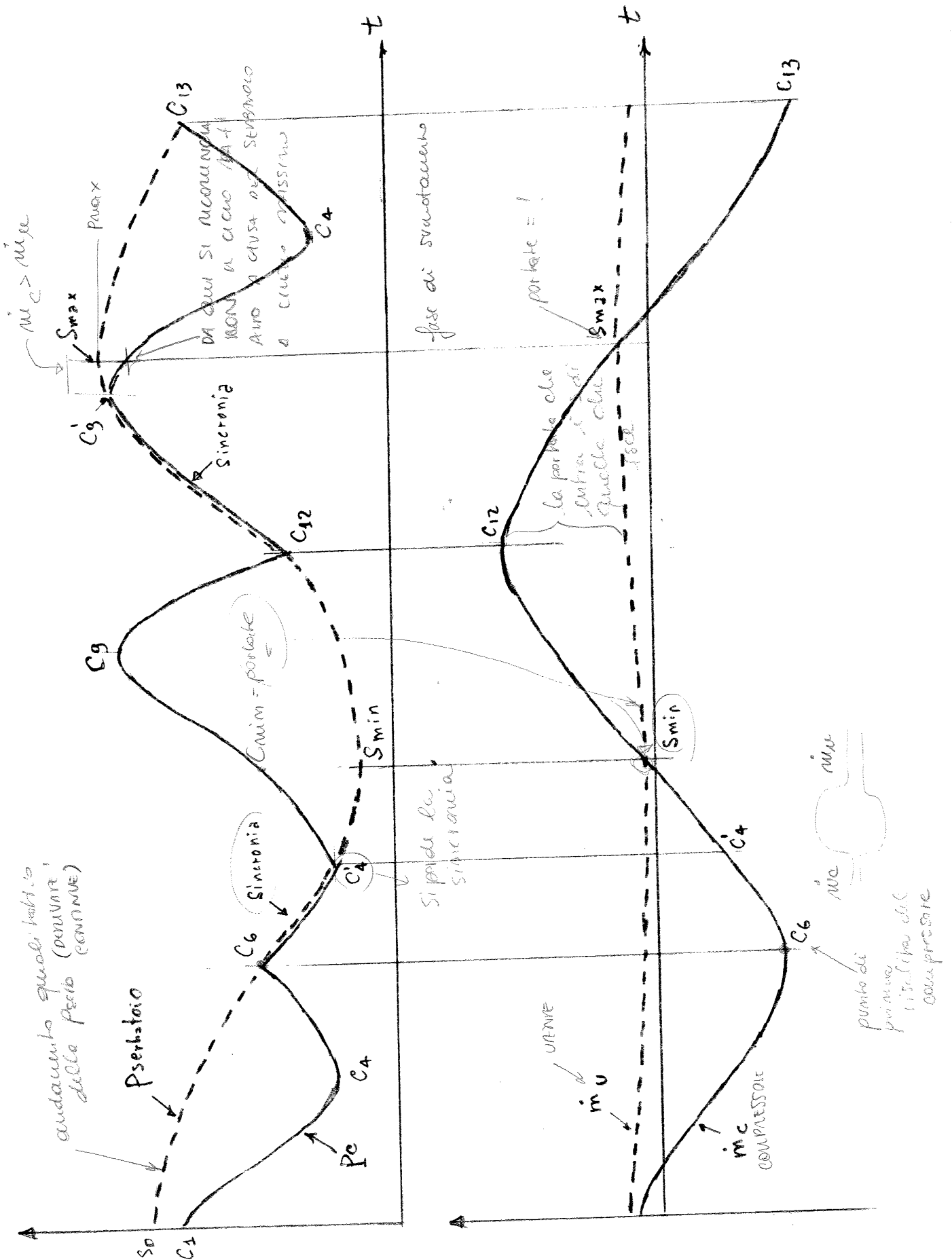
$p_s \downarrow$   $p_c - p_s > 0$   $p_c > p_s$   
il compressore è rapido, se  $p_s$  scende e il compressore lo raggiunge subito.

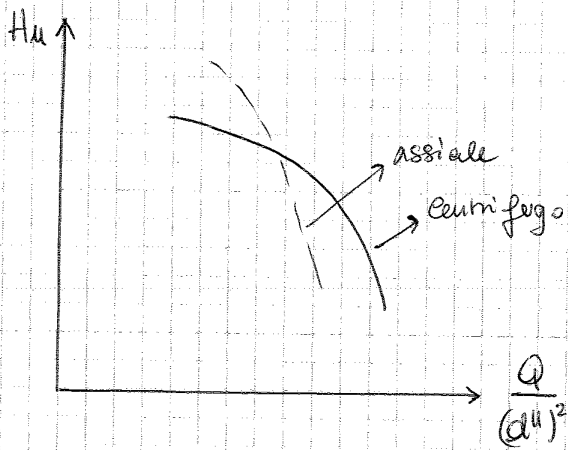
Si risale a  $C_5$ ,  $C_4 \equiv C_4'$  dove sono ancora sincroni. In  $C_4'$  la sit non è cambiata:

$p_c = p_s$   $\ddot{x} = 0$  il serbatoio continua ad avere svuotamento



Dopo di che smette la fase di sincronia: in  $C_3$   $p_c > p_s$  il serbatoio tende ancora mentre il compr sente delle pressioni





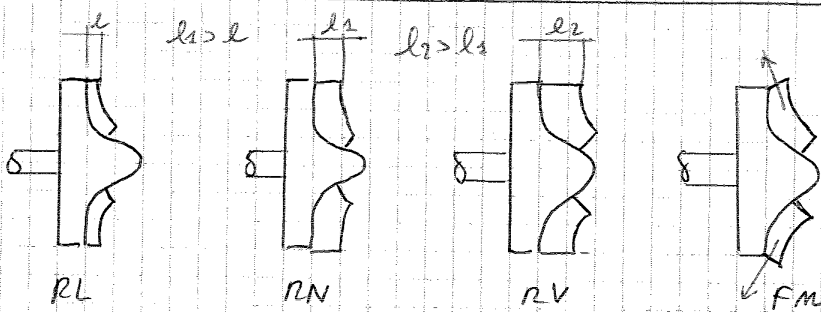
Verso quale tipo di turbopompa indirizzarmi?

PARAMETRO PARTICOLARE: Numero di giri caratteristico (ma in realtà non è una velocità angolare)

$$M_c = 3,65 \cdot \frac{\sqrt{Q}}{H_u^{3/4}} \cdot m$$

IN QUALCUNO MODO È 2  
A  $\frac{1}{2}$  DEI TURBOCOMPRESSORI!

Tipo di pompa	$M_c$
• RADIALE LENTA RL	60 ÷ 100
• RADIALE NORMALE RN	100 ÷ 200
• RADIALE VELOCE RV	200 ÷ 350
• A FLUSSO MISTO FM	350 ÷ 500
• ASSIALE	500 ÷ 1300



$$(L_p - L_{Wmp}) = g(z_b - z_a) + L_{Wm1} + L_{Wm2}$$

↓  
quota di  
 $L_p$   
che va  
fuori  
la  
pompa  
 $gH_u$

(1)  $H_g$  (2)  $gY_{a \rightarrow 2}$  (2)  $gY_{2 \rightarrow b}$   
 esattamente la pompa  
 non spreca al  
 suo interno e in  
 parte impiega per aumentare  
 la quota (1) e in parte dissipa (2)

$$gH_u = gH_g + gY_{a1} + gY_{2b}$$

$H_g$ : H geometrico

$$H_u = H_g + Y_{a1} + Y_{2b}$$

↑  
utile  
 dissipazioni nei condotti di  
 aspirazione e mandata

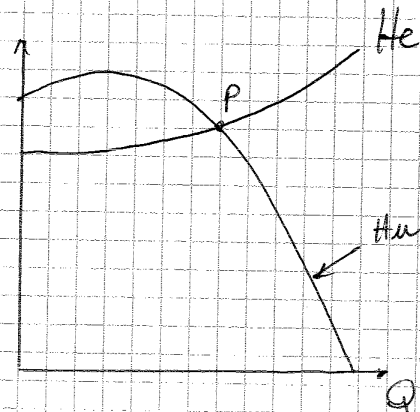
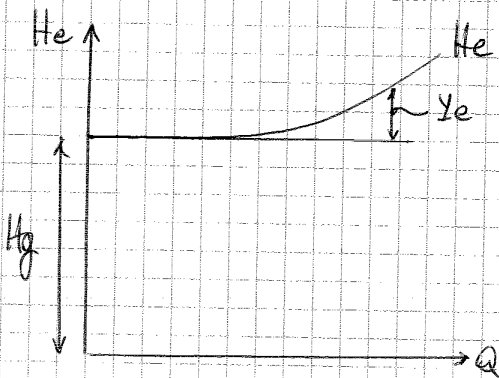
$$Y_e = Y_{a1} + Y_{2b}$$

↓  
perdite dovute  
al circuito  
esterno

$$H_u = H_g + Y_e = H_e$$

↓  
 $\propto Q^2$

Diagrammiamo:



P punto di funzionamento

In un liquido l'  $L_w$  dove va?

$$\int_{z_0}^z L_w = \Delta U_T + \int p dv$$

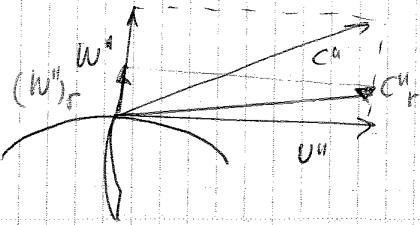
↓

perché  $dv = 0$

$$\Delta U_T = L_w$$

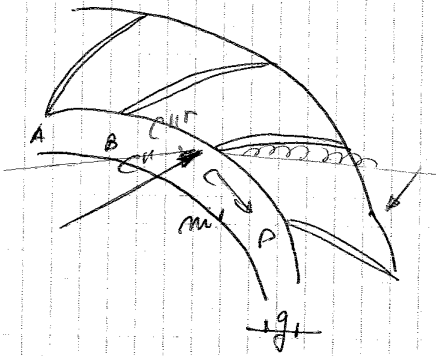
le dissipazioni per attr. viscosi  
 li ritroviamo in incrementi  
 di energia termica ( $\uparrow$  la T)

STAUO X PALETTE DI TURBOR CENTRIFUGHI



$e''$  in ingresso nel diffusore

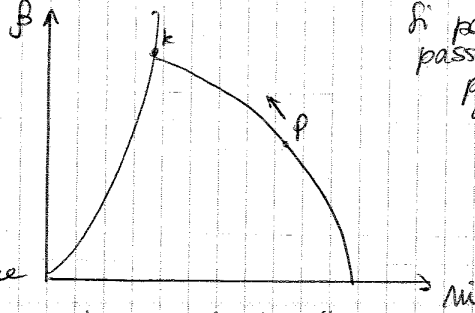
gioco tra girante e diff. sett funziona correttamente la direzione di  $c''$  è quella delle palette



CONDOTTO IN STAUO

Il problema si ha quando in fase di regolazione si deve ridurre portata.

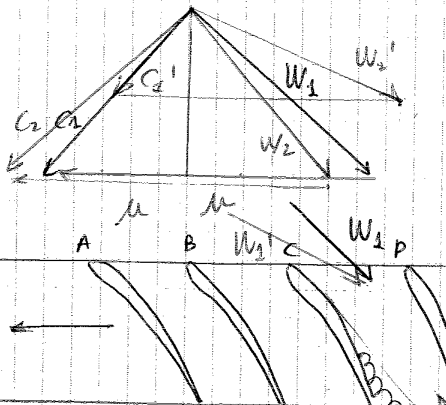
si potrebbe passare dal punto di prog P a R



$e''$  tende ad assumere una posizione di tangente. Essa crea distacco, che avviene al di sotto.

Apparentemente dovrebbe staccarsi la vena d'apporto, ma non è così generalizzato. Il condotto si stringe, resistente al moto maggiore e quindi si riduce portata, e quella  $\Delta m$  viene dirottata su condotti adiacenti.  $m$  diventa di tipo tangenziale! Nel condotto AB il fatto che ci sia portata in  $t$  fa sì che si corteggia la velocità  $c''$  e quindi evita lo stall. Questo non succede però nel condotto adiacente nel verso della  $w$ . ecco perché si parla di stallo rotante, si propaga da un condotto all'altro. Questo provoca una sollecitazione periodica delle palette (un po' meno del pompaggio)

STAUO IN COMPRESSORE ASSAI



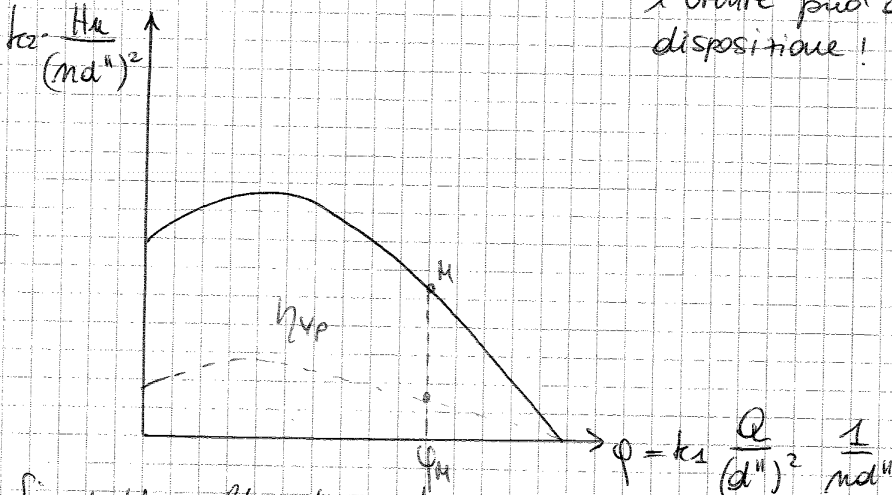
Inizialmente ho  $w_2$ , poi si varia portata abbassandola la  $c_1$  dovrà essere = in direzione, minore in modulo (DIREZIONE FISSA)

Otengo  $c_1$  piccola, la  $m$  è la stessa e ottengo  $w_1'$  con inclinazione minore. La portata si riduce per resistente al moto, il surplus di portata va nei condotti vicini. Entra in stall la palette a destra mentre esce dallo stall quella a sx (PER LO STESSO MOTIVO DI PRIMA)

Ambedue qui lo stall è rotante.

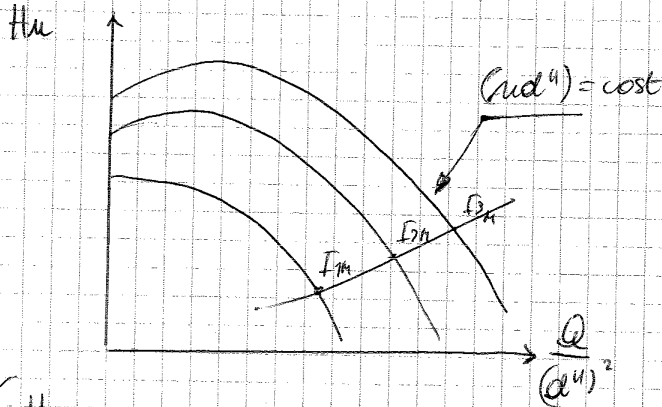
$$\Psi - \xi_j = k_2 \frac{H_u}{(nd^u)^2}$$

È un diagramma in cui l'utente può avere tutto a disposizione!



Si potrebbe allo stesso tempo creare un diagramma con asisse e ordinate ancora più semplici senza  $k_2$  e  $k_1$ .

La curva di  $\Psi - \xi_j$  ovviamente dà info anche sul rendimento. Così per l'utente è tutto completamente noto.

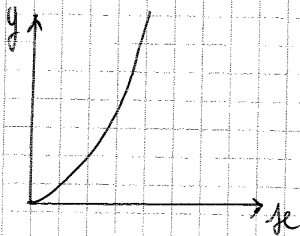


$$\varphi_H = \text{cost} \Rightarrow \begin{cases} \Psi = \text{cost} \\ X = \text{cost} \\ \xi_j = \text{cost} \\ \Delta \text{ simili} \\ \eta_j = \text{cost} \end{cases}$$

$$\begin{cases} \frac{H_u}{(nd^u)^2} = k_1 \\ \frac{Q}{(d^u)^2} \frac{1}{nd^u} = k_3 \end{cases}$$

$$\begin{cases} H_u = k_1 (nd^u)^2 \\ \frac{Q}{(d^u)^2} = k_3 nd^u \end{cases}$$

sono eq. parametriche che descrivono una parabola passante x l'origine!



$$\begin{cases} y = k_5 m^2 \\ x = k_6 m \end{cases}$$

$$y = k_5 \frac{x^2}{k_6^2}$$

dove  $m = nd^u$



# FUNZIONAMENTO DELLE TURBINE FUORI dalle CONDIZIONI DI PROGETTO

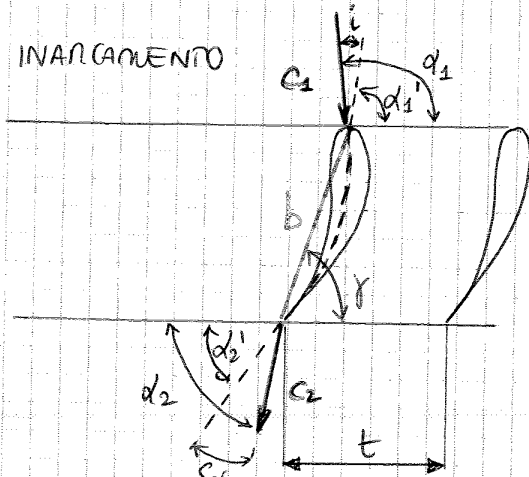
Riguarda:

Giovedì 25/10

- palette tra: caratteristiche e coeff di perdita
- post espansione
- parametri per individuare le condizioni di funzionamento di una turbina.

## 1) PALETTATURA

$\theta$ : ANGOLO DI INARCAMENTO



$\alpha_1$ : ANGOLO DI ATTACCO

$i$ : ANGOLO DI INCIDENZA

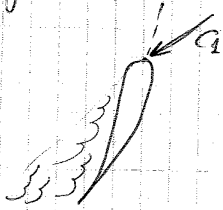
(POSITIVO SE  $\alpha_1 > \alpha_1'$ )

la direzione ottimale di  $c_2$  è lungo  $\alpha_1'$  ma di solito non succede mai - (lung'entro scostamenti piccoli va bene lo stesso)

d'angolo d'incidenza  $i$  provoca un piccolo urto:

- di VENTRE se  $i > 0$
- di DORSO se  $i < 0$

Se esagero con  $i$  avro' distacco di vena sul ventre - d'urto è dannoso! (-)

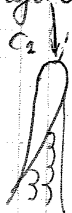


$\gamma$ : ANGOLO DI GUETTAMENTO DELLA PALETTA

↳ TURBINE:  $\gamma < 90^\circ$  \*

↳ COMPRESSORI:  $\gamma > 90^\circ$

\* Se esagero con  $i$  avro' distacco sul dorso: Questo è un tipo di urto MOLTO DANNOSO! (+)



Il rapporto  $\frac{b}{t}$  dipende dalle condizioni di funzionamento:

- Se  $\frac{b}{t}$  ALTO:  $\Rightarrow$  PALETTE RAVVICINATE. Il fluido è guidato bene dalla palette tra ( $\alpha_2 \rightarrow \alpha_2' \Rightarrow S\alpha_2 \rightarrow 0$ )

↳ nelle TURBINE la guida è molto buona

↳ nei COMPRESSORI non c'è equivalenza, non è così facile guidare il fluido, perché anche se la solidità è alta  $S\alpha_2 \neq 0$  nell'annullo.

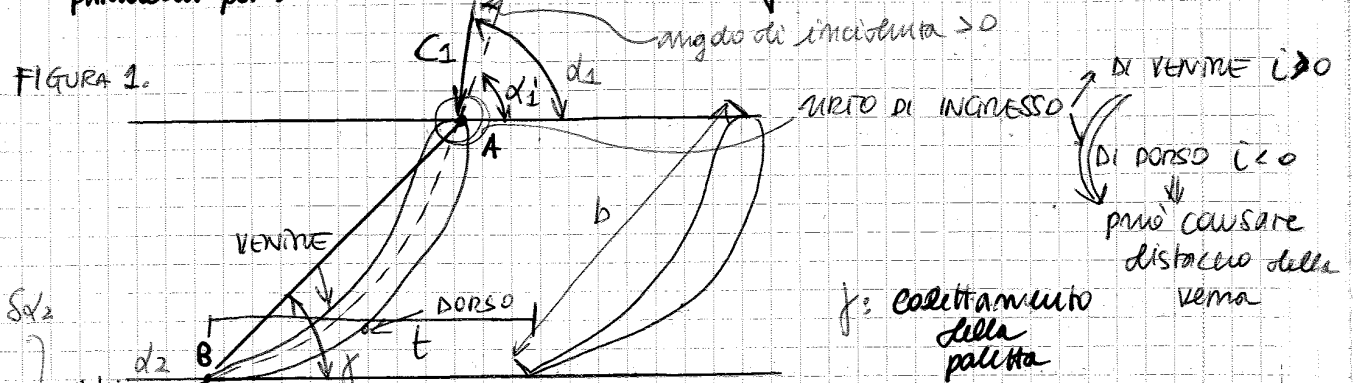
Questo perché ~~molto~~ correnti in accelerazione (TURBINE) obbediscono alla palette, quelle in decelerazione (COMPRESSORI) vanno per conto proprio.

**DEFINIZIONE 12 - FUNZIONAMENTO DELLA PALETTATURA IN CONDIZIONI  $\neq$  DA QUELLE GENERATA; PERDITA NELLE PALETTATURE**

Funzionamento delle turbine al di fuori delle condizioni di progetto

- palettature: caratteristiche e coefficiente di perdita;
- post espansione
- parametri per individuare le condizioni di funzionamento di una turbina

FIGURA 1.



l'angolo più dannoso è di ~~vento~~ **VENTRE** (in una turbina) - da pala dovrebbe imporre la direzione, nella realtà la direzione di  $C_2$  può inclinarsi più o meno rispetto alla direzione di imbarco. Il segmento AB è detto corda = b



$\frac{b}{t} = \text{ALTO}$  il fluido è guidato molto bene e  $S_{dz}$  dovrebbe essere un angolo piccolo  
SOLIDITÀ ELEVATA

→ nelle turbine effettivamente si verifica che  $S_{dz} \rightarrow 0$   
 → nei compressori la capacità di guidare è minore e  $S_{dz}$  è piccolo ma ciò dato che è una corrente in decelerazione



$\frac{b}{t} = \text{BASSO} \Rightarrow$  SOLIDITÀ BASSA in aderenza alle pale il fluido è guidato bene ma al centro il fluido conserverà il suo angolo iniziale e in uscita ci troviamo in una situazione molto variegata ( $S_{dz}$  molto alto al centro tra una pala e l'altra)

TURBINA  $\rightarrow$  coefficiente  $\psi < 90^\circ$

TURBOCOMPRESSORI  $\rightarrow$  coefficiente  $\psi > 90^\circ$

coefficiente di perdita  $\Rightarrow \psi = \psi(\alpha_1, \frac{P_2}{P_1})$

$C_2 = \psi C_{a1s}$  TURBINE

$w_2 = \psi w_{a1s}$  "

$w_2 = \psi w_{e1s}$  "