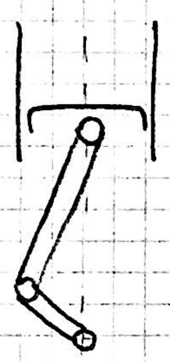
appunti di

Macchine termiche

1969 – motori a combustione – turbine – impianti a vapore

6-2-69

Motori a combustione interna alternativi



MACCHINE TERMICHE

1) ad accensione comandata
2) a Diesel

1) Il fluido evolvente compie un ciclo completo ogni due giri dell'albero

poniamo $\varepsilon = \dfrac{\text{giri albero}}{\text{cicli}}$ qui $\boxed{\varepsilon = 2}$

è detto motore a 4 tempi

- Punto morto superiore PMS

quando il volume è minimo [pistone in alto]

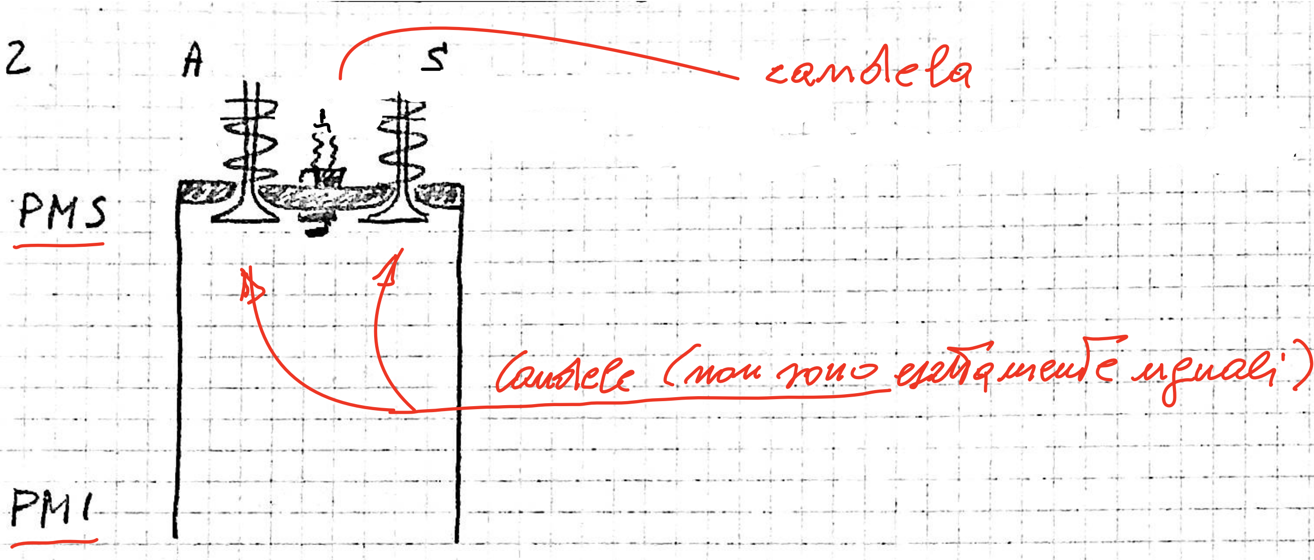
- Punto morto inferiore PMI

quando il volume è massimo

partiamo per l'esame dal PMS

Osserviamo che il motore è dotato di valvole

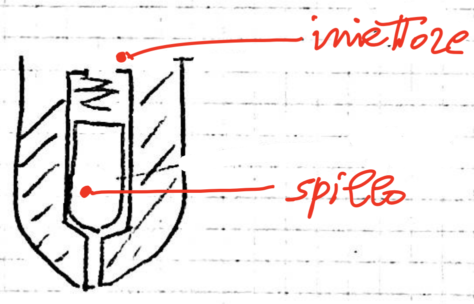
2



- A aperta, il pistone scende e aspira una miscela di aria e combustibile
- A chiusa il pistone sale e comprime [fino a 7 - 8 atmosfere - Quando è in cima si ha la scintilla e si incendia la miscela
- a causa dell'incendio si ha alte temperature e v costante e quindi p alta. Allora il pistone scende espansione
- Si apre S ed escono i fumi. Scarico

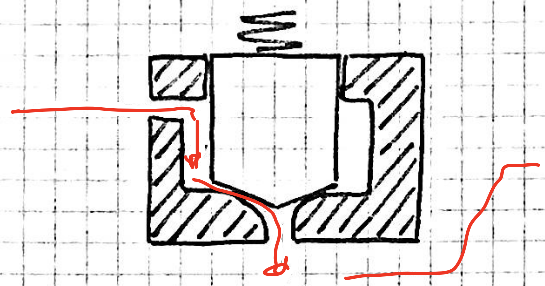
2) Diesel

al posto della candela c'è un iniettore



- aspirazione [si aspira solo aria].
- compressione 15: 18 atmosfere
- il gasolio arriva in pressione all'iniettore in modo

che vince la molla ed è iniettato (200 atm)



il gasolio (200 atm) vince la molla e viene iniettato

quando entra l'aria è molto calda, allora il gasolio si autoaccende. Ma la cosa non è istantanea. C'è un periodo di incubazione, durante questo tempo entra sempre gasolio. Quando tutto è a posto rapidamente dopo il primo incendio brucia subito quello che è entrato nel periodo di incubazione. Quello che entra dopo brucia subito. In conclusione si ha combustione dolce.

• Le altre fasi sono come le precedenti

$\boxed{7-2-69}$

Macchine motrici (1)
" operatrici (2)

(1) producono potenza su un albero rotante. Consideriamo quelle che trasformano energia di 1ª specie in energia di 2ª. Ciò avviene sempre con un fluido che segue cicli. Anche nella turbina si può parlare di trasformazione termodinamica ma in senso più generale.
Non sono macchine che consideriamo i motori elettrici

(2) fanno il lavoro opposto. Trasformano il lavoro meccanico in energia potenziale (fluido compresso)

Cicli Termodinamici

Abbiamo 3 tipi di cicli termodinamici

cicli ideali
" limiti
" reali

4 reale è quello descritto dal fluido reale in una macchina reale

limite descritto dal fluido reale in una macchina ideale

ideale fluido perfetto macchina perfetta

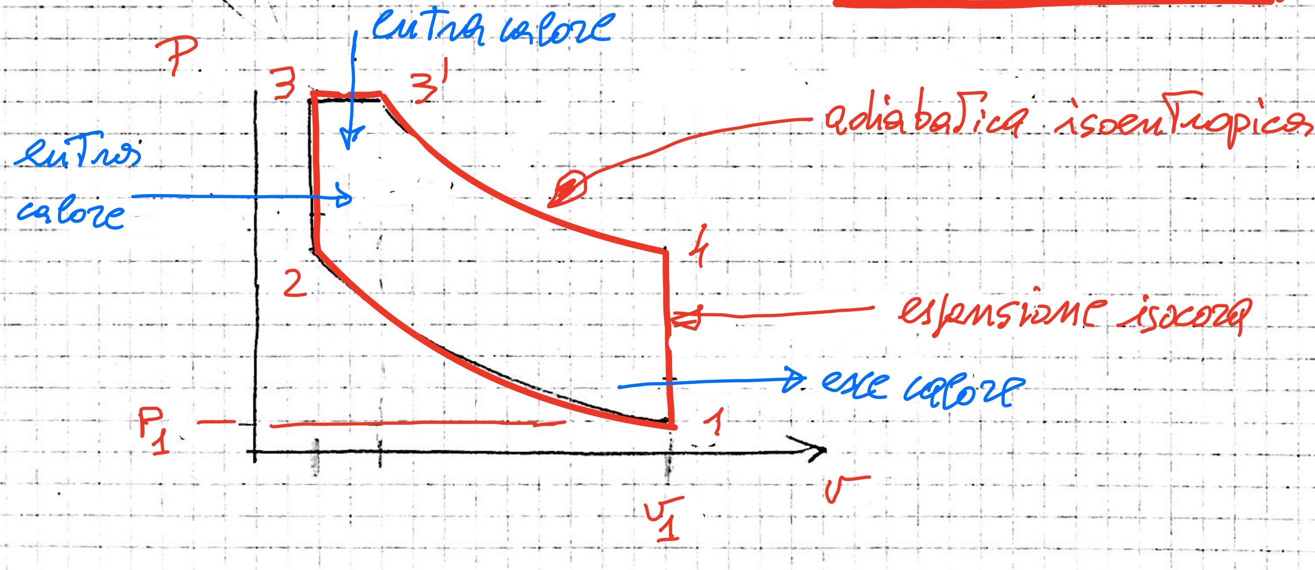
- Nel ciclo ideale e limite non si tiene conto degli attriti nel ciclo reale sì

fluido perfetto : in esso non avvengono reazioni chimiche e i cui calori specifici fondamentali sono funzione solo di T

NB non necessariamente è un gas perfetto (esso è un particolare fluido perfetto)

Vediamo nel piano pv

Ciclo Sabatè



calcoliamo il rendimento ideale

$$\eta_{id} = \frac{L}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}$$

Q_2 (uscente) $= c_v (T_4 - T_1)$ [gas perfetto]

$Q_1 = c_v (T_3 - T_2) + c_p (T_{3'} - T_3)$

quindi

$$\eta_{id} = 1 - \frac{c_v (T_4 - T_1)}{c_v (T_3 - T_2) + c_p (T_{3'} - T_3)} =$$

biat. $\frac{5}{2} R : c_v$

$c_p : \frac{7}{2} R$

$$= 1 - \frac{\frac{T_4}{T_1} - 1}{\frac{T_3}{T_1} - \frac{T_2}{T_1} + K \left(\frac{T_{3'}}{T_1} - \frac{T_3}{T_1} \right)}$$

$K = \frac{c_p}{c_v} = 1{,}4 = \frac{7}{5}$

definiamo $\rho = \frac{v_1}{v_2}$ [o specifici o totali non mutando la massa]

$\boxed{\text{rapporto di compressione } \rho = \frac{V_1}{V_2}}$

$\boxed{\tau = \frac{T_3}{T_2}}$

$\boxed{b = \frac{v_{3'}}{v_3}}$

con questi 3 e il $\boxed{\text{pto } 1}$ abbiamo tutto individuato perfettamente

scriviamo η_{id} in funzione di questi tre

perché vale

$$p v = R_1 T$$

$$p v^K = \text{cost}$$

$$p = \frac{R_1 T}{v} \qquad \frac{R_1 T}{v} v^K = \text{cost} \longrightarrow T v^{K-1} = \text{cost}$$

allora $\boxed{\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{K-1} = \rho^{K-1}}$

$$\frac{T_3^*}{T_1} = \frac{T_3^*}{T_2} \cdot \frac{T_2}{T_1} = \cancel{\tau \frac{T_{3'}}{T_3} = \tau}$$

~~perché p=cost quindi $\frac{T}{V} = \text{cost}$~~

$\cancel{\frac{T_3}{v_3} = \frac{T_{3'}}{v_{3'}}}$

$$\boxed{= \rho^{K-1} \cdot \tau = \frac{T_3^*}{T_1}}$$

6

$$\frac{T_{3'}}{T_1} = \frac{T_{3'}}{T_3}\,\frac{T_3}{T_1} = \boxed{\rho^{K-1}\,\tau b = \frac{T_{3'}}{T_1}}$$

$$\frac{T_4}{T_1} = \frac{T_4}{T_{3'}}\,\frac{T_{3'}}{T_1} = \cancel{\rho^{K-1}}\,\tau b \cdot \frac{b^{K-1}}{\cancel{\rho^{K-1}}} =$$

ma

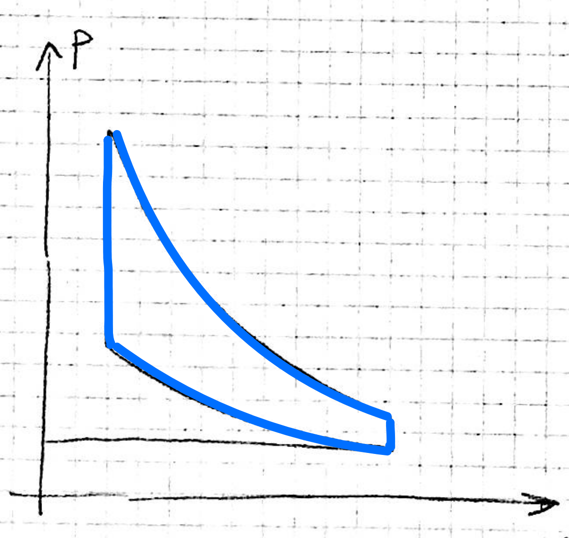
$$\frac{T_4}{T_{3'}} = \left(\frac{v_{3'}}{v_4}\right)^{K-1} = \left(\frac{v_{3'}}{v_3}\cdot\frac{v_3}{v_4}\right)^{K-1} = \frac{b^{K-1}}{\rho^{K-1}}$$

$$= \boxed{\tau b^K = \frac{T_4}{T_1}}$$

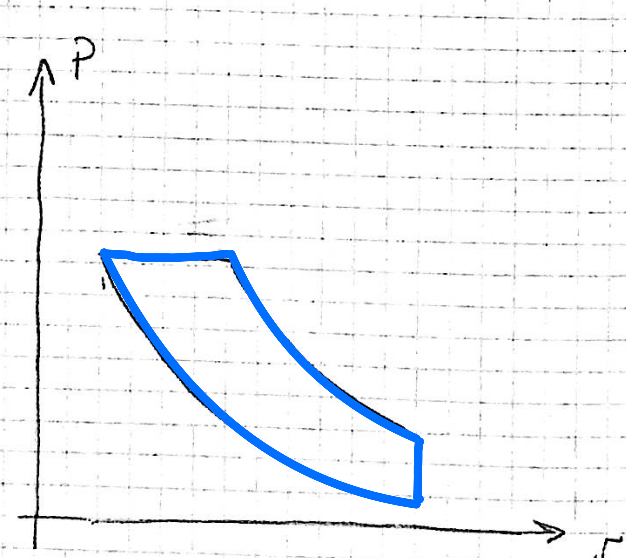
allora $$\eta_{id} = 1 - \frac{\tau b^K - 1}{\tau\rho^{K-1} - \rho^{K-1} + K\left(\rho^{K-1}\tau b - \rho^{K-1}\tau\right)} =$$

$$= \boxed{1 - \frac{1}{\rho^{K-1}}\cdot\frac{\tau b^K - 1}{\tau - 1 + K\tau(b-1)} = \eta_{id}}$$

questo ciclo è intermedio al ciclo (Otto) Beau de Rochas [in esso non ∃ 33'] e al ciclo Diesel [in esso non ∃ 32]



Ciclo Otto



Ciclo Diesel

In Beau de Rochas $b = 1$ quindi

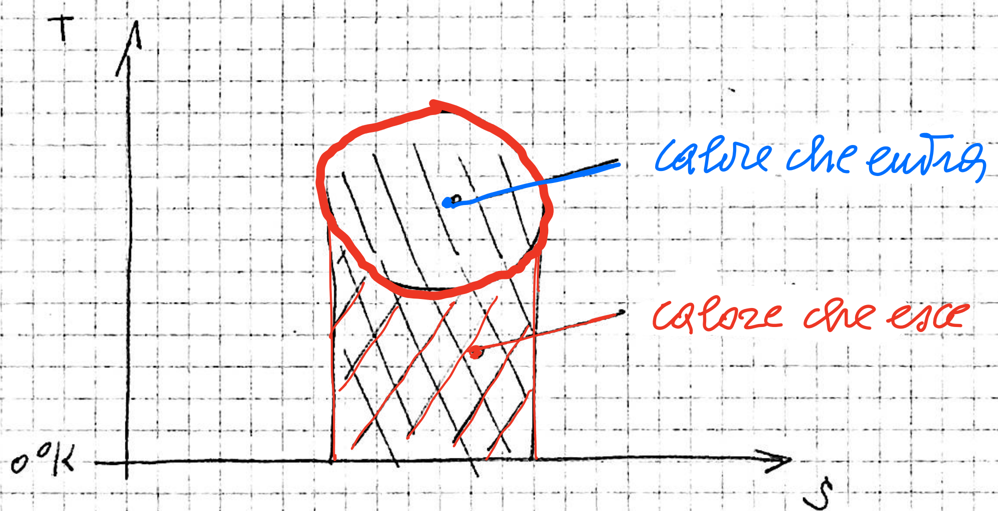
$$\eta_{id\,BdR} = 1 - \frac{1}{\rho^{K-1}} = 1 - \rho^{1-K}$$

In Diesel $\tau = 1$ quindi

$$\eta_{id\,D} = 1 - \frac{1}{\rho^{K-1}} \frac{b^K - 1}{K(b-1)}$$

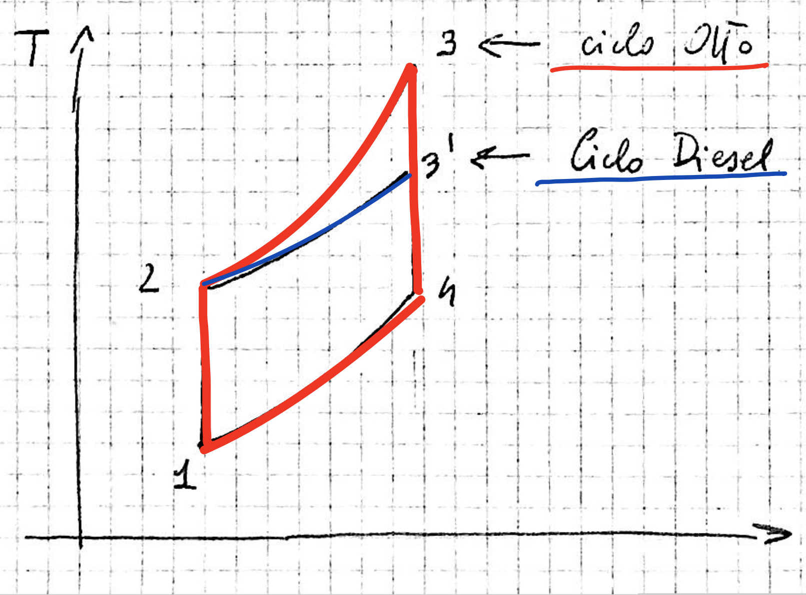
quindi a parità di ρ è maggiore $\eta_{id\,BdR}$

Vediamo nel piano T S



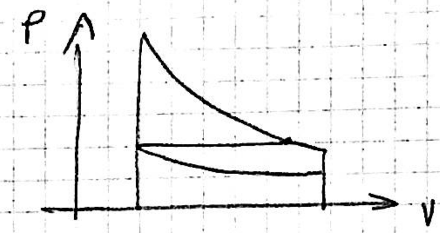
in esso una qualunque reversibile se l'ascissa è a 0°K tutta l'area sottesa è il calore scambiato

Vediamo a parità di ρ



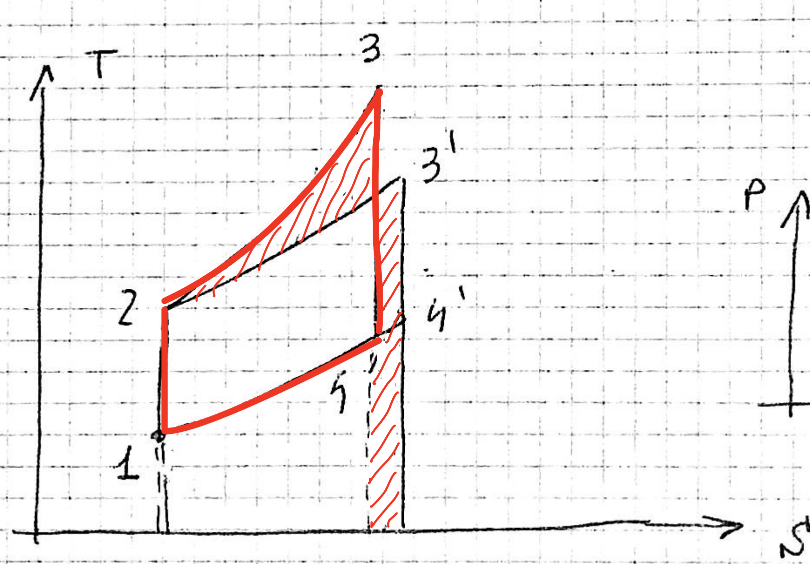
[a parità di ρ e tratto 1]

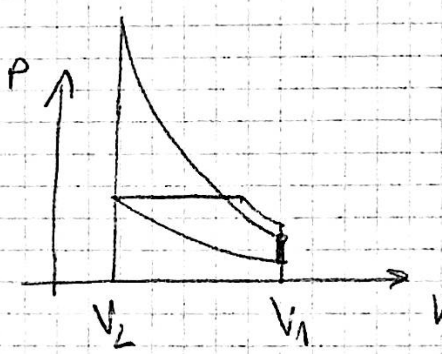
l'equivalente nel PV è



Nel ciclo BdR il calore scambiato è maggiore.

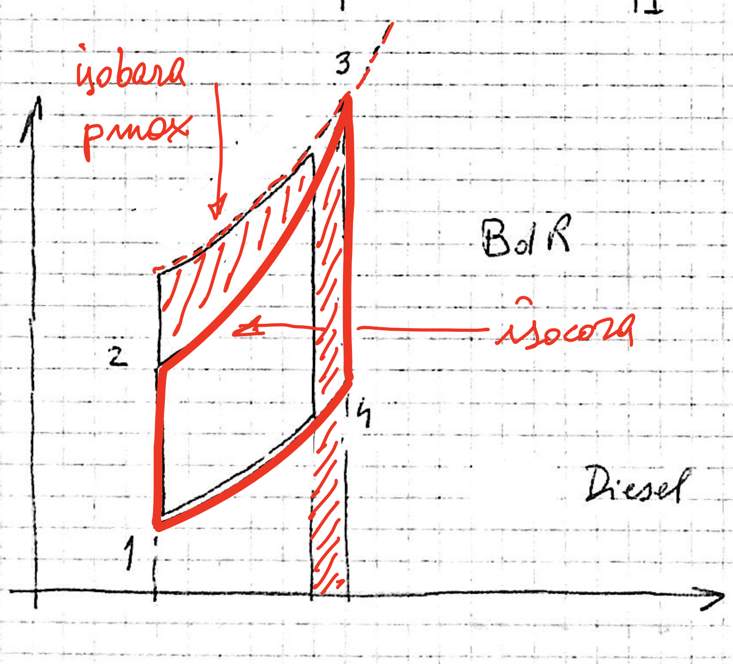
Immaginiamo ora parità ρ e Q_1





qui Q_2 per il Diesel è maggiore

agiamo ora a parità di Q_1 e P_{max}



si manda col Diesel meno calore alla sorgente inferiore Q_2

quindi ora il ciclo Diesel ha maggior rendimento ricordiamo $\frac{T_2}{T_1} = \rho^{K-1}$ e anche $\frac{P_2}{P_1} = \rho^{K}$ (adiabatica ideale)

all'aumentare di ρ aumentano entrambi i rapporti. Quindi se aumento ρ un motore è più sollecitato. Se vogliamo autoaccensione dobbiamo avere temperature elevate $\longrightarrow$

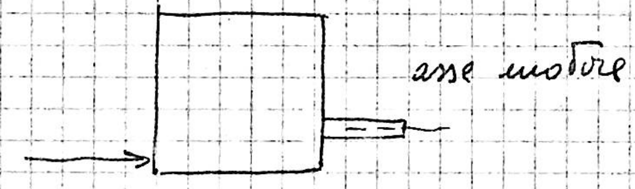
ρ Diesel $\gg$ ρ benzina

benzina: ρ $7 \div 11$ diesel: ρ $12 \div 18$

Questione potere calorifico.

Prendiamo il combustibile e mettiamolo in un opportuno locale e mescoliamolo col comburente ad una certa temperatura (di solito 25 °C). Dopo che è bruciato raffreddiamo portando alla stessa temperatura. Il calore sottratto è quello usato per questo lavoro ed è il potere calorifico riferito al Kg di combustibile.

Dato un impianto schematizziamolo come una scatola nera



H_i potere calorifico

q portata combustibile

definiamo $\eta_{globale}$

l'energia fornibile nell'unità di tempo è qH_i
sull'asse avremo potenza meccanica

$$\boxed{\eta_g = \frac{P}{qH_i}}$$

10 Potere calorifico inferiore se l'acqua rimane vapore
" " superiore " " condensa (cede più calore)

$\frac{q}{P}$ è la massa necessaria per avere un certo lavoro

$\boxed{\frac{q}{P} = q_s \quad \text{consumo specifico}}$

allora $\eta_g = \frac{1}{q_s H_i}$

numeri da ricordare $\boxed{g = 9{,}8 \ \frac{m}{s^2}}$

equivalente meccanico caloria $\boxed{1\,Kcal = 4186 \ Joule}$

$\boxed{H_p = \frac{76}{75}\,Cv}$ $\boxed{1\,Cv = 75 \ \frac{Kgm}{s}}$

$\boxed{1 \ KWattora = 860 \ Kcal}$ $\boxed{1\,Kgm = 9{,}8 \ Joule}$

$\boxed{1 \ Cvh = 632 \ Kcal}$

se misuro H_i in $\left[\frac{Kcal}{Kg}\right]$ e q_s $\left[\frac{Kg}{KWh}\right]$

ho $\eta_g = \frac{860}{q_s H_i}$

$H_i \left[\frac{Kcal}{Kg}\right]$ $q_s \left[\frac{Kg}{Cvh}\right]$ $\eta_g = \frac{632}{q_s H_i}$

c'è poi $hp = \frac{76}{75}$ Cv

$\boxed{13-2-69}$

Osservazione — I motori a combustione interna possono presentarsi anche con 1 giro per ogni ciclo completo.

Introduciamo i parametri significativi del motore.

Cilindrata V

[n° cilindri – volume del cilindro] Dà subito una idea del motore (e quindi dell'ingombro, peso, costo)

N° giri — mi dice a quale regime di giri si ha la potenza massima

Pme — pressione media effettiva che definiremo (poiché la ~~massa~~ massa non cambia / al solito

$$v = v_{spec}$$

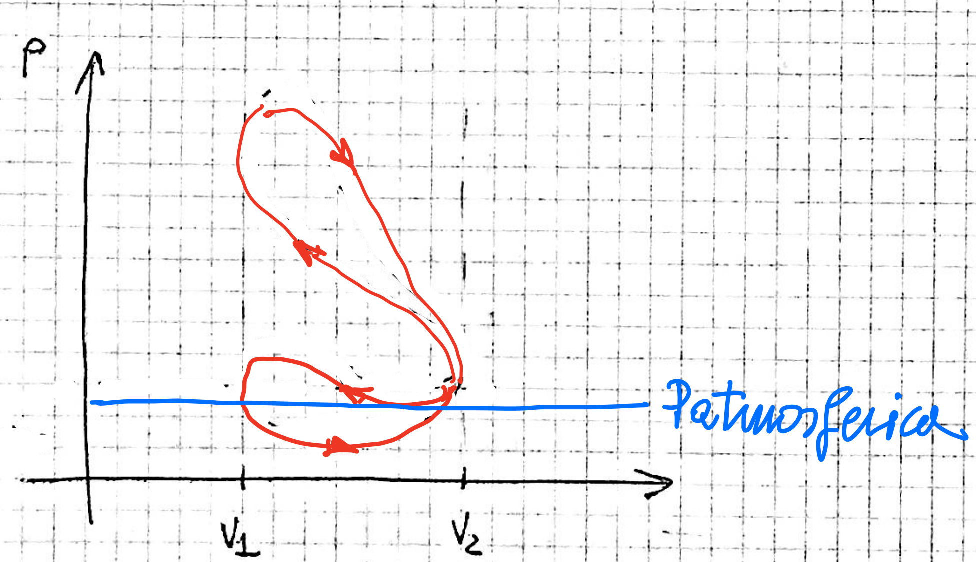


Grafico che dice la pressione interna al variare della corsa del pistone [grafico reale effettivo]

La tecnica di rilevamento sperimentale di questo diagramma (strumenti indicatori a denominazione specifica nel senso che tracciano il diagramma) si avvale di un meccanismo di orologeria che fa muovere la carta - Supposto che ogni ciclo si ripete esattamente, si otterrà un diagramma ripetuto -

Il diagramma è chiuso (ciclo) e c'è un pto di incrocio.

Le due aree sono percorse in senso contrario ⟶

se una ha segno + l'altra ha segno -

La somma algebrica di queste aree dà il totale lavoro

$\oint p\,dV$ indicato dallo strumento indicatore -

Questo diagramma indicato (non proprio ciclo e tanto meno reale) somiglia vagamente al ciclo di Sabathé -

Notevole è la novità della fase di aspirazione e scarico forzato, che per la presenza di attriti, e per la necessità di una certa energia per far entrare rapidamente il fluido comporta un disperdimento di lavoro -

Si capisce d'altra parte che le perdite di carico nella aspirazione non possono non essere in qualche modo vinte -

Di qui nasce il lavoro perduto nell'aspirazione - Lo stesso discorso si ripete per lo scarico (perdite di carico per attrito e perdite di carico cinetico) - Tutto il ciclo poi si presenta arrotondato come c'era da aspettarsi -

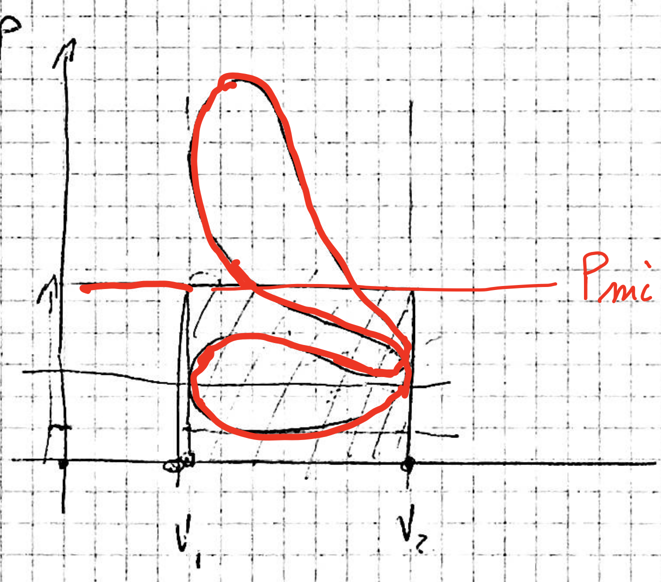
Basta ricordare che l'accensione che abbiamo supposto istantanea non è in realtà così; essa comincia un po' prima (anticipo) del P.M.S -

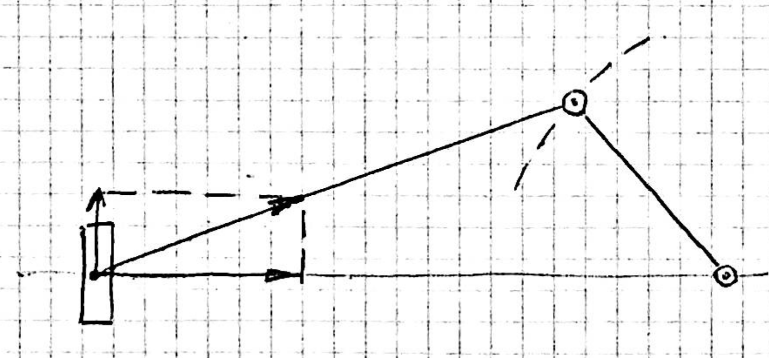
Anche la combustione isobara è pura idealizzazione -

$$P_{mi} = \frac{\int p\,dv}{V} = \text{pressione media indicata}$$

$$\oint P_i\,dv = L_i = P_{mi}\,V$$

La P_{mi} se ripensa costante ~~darebbe~~ darebbe una area del diagramma equivalente - sostanzialmente è il valor medio, integrale - Questo lavoro è raccolto dal pistone e non si trova se non in parte sull'albero (perdite nelle coppie cinematiche, spinotto, manovella, cuscinetti .. eccetera)





$$L_u = L_i\ \eta_m$$

lavoro utile — rendimento meccanico

Introduciamo ora una definizione

$$\boxed{p_{me} = p_{mi}\,\eta_m}$$

$$p_{me} \cdot V = L_e$$

facendo

$$\boxed{p_{me} \cdot V \cdot \frac{n}{\varepsilon} = P_{effettiva}}$$

mentre

$$P_i = p_{mi} \cdot V \cdot \frac{n}{\varepsilon}$$

Con questi parametri si possono meglio caratterizzare i motori.

pressione media effettiva

volume

giri al minuto

$$P_e = \frac{P_{me}\, V\, n}{60\, \varepsilon}$$

n° giri per fare un ciclo

se misuro nel sistema tecnico ho P_e in $\frac{Kgm}{s}$

se divido per 75 ho CV

se in KW divido ~~[illegible]~~ per 1,36

di solito si usa $P_e = p_{me}\, V\, \frac{n}{\varepsilon}$

ad ogni ciclo del motore entrerà nel cilindro una certa quantità di miscela fresca [o aria per i Diesel]

diciamola A ma non è tutta l'aria che può contenere la cilindrata.

introduciamo rendimento volumetrico $\eta_v = \frac{A}{\delta_a V}$ ambiente

da cui $A = \eta_v\, \delta_a\, V$

se conosciamo il rapporto in massa $\alpha = \frac{A}{q}$

$q = \frac{A}{\alpha}$ q combustibile che entra

qui q è una massa

bruciando si ha a disposizione tutto il potere calorifico ma non tutto entra in lavoro

effettivo

$$\eta_g = \frac{L_e}{q H_i}$$

q è una massa

potere calorifico inferiore

globale

quindi $$P_e = L_e \frac{n}{\varepsilon} = \eta_g \, q \, H_i \frac{n}{\varepsilon} =$$

$$= \eta_g \, \eta_v \, \delta_a \, V \frac{H_i}{\alpha} \frac{n}{\varepsilon}$$

salvo fattori di conguaglio

n° cilindri / alesaggio / corsa pistone

o anche $$\boxed{P_e = \eta_g \, \eta_v \, \delta \, i \frac{\pi d^2}{4} c \frac{H_i}{\alpha} \frac{n}{\varepsilon}}$$

confrontando le due espressioni di P_e si ha

$$\boxed{p_{me} = \eta_g \, \eta_v \, \delta_a \frac{H_i}{\alpha}}$$

si vede che p_{me} diminuisce all'aumentare di α quindi se mando più aria ho minor pressione

Inoltre p_{me} aumenta con η_g [maggior salto di temperature, maggiori pressioni]

Per i motori a carburazione -

$$\alpha = \frac{A-q}{q} \Longrightarrow \boxed{q = \frac{A}{\alpha+1}}$$ Per carburazione

possiamo pensare $P = C \cdot n$

coppia — n° giri nel tempo

allora per noi

$$C = \eta_g \, \eta_v \, \delta_a \, V \frac{H_i}{\alpha \varepsilon}$$

il consumo specifico [non più per ciclo] è $q_s = \dfrac{1}{\eta_g H_i}$

allora $C = \eta_v \dfrac{1}{q_s \alpha \varepsilon} \delta_a V$ quindi

$$K = \frac{\delta_a}{\varepsilon}$$

$$C = K \, \eta_v \, V \frac{1}{q_s \alpha}$$

quindi per avere potenza o si aumenta la coppia o il n° di giri -

Per motori a combustione interna aumentando la cilindrata aumenta C [non è però il modo più economico]

Vediamo a parità di V cosa si può fare per aumentare la potenza -

Prendiamo

$$P_e = \eta_g \, \eta_v \, \delta_a \, V \, \frac{H_i}{\alpha} \, \frac{n}{\varepsilon}$$

supponiamo costante

Vediamo di discutere $\boxed{\dfrac{H_i}{\alpha}}$ non si può prendere

H_i e α separati perché ogni combustibile necessita di un certo po' di comburente $\longrightarrow$ è significativo solo $\frac{H_i}{\alpha}$. Molto buono a questo modo è il metano.

I combustibili che usiamo sono del tipo $C_n H_m$

per avere poteri calorifici superiori bisogna andare verso combustibili più ricchi di idrogeno.

metano CH_4

benzina $(CH_2)_x$

la super ha densità maggiore (0,78) [ma ha potere calorifico inferiore]

la normale " " minore (0,74) [superiore]

Vediamo di discutere ε

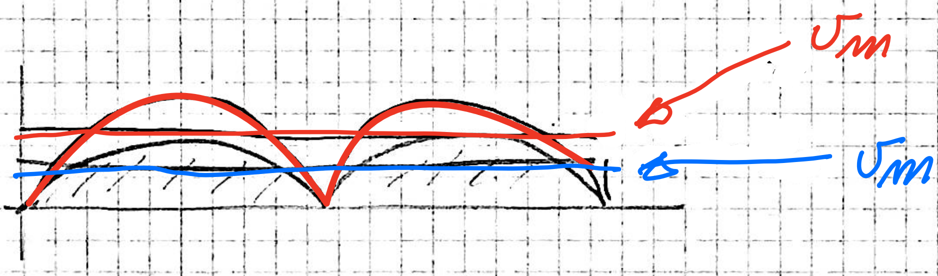
se passo al due tempi in teoria dovrebbe rendere il doppio discutiamo η_V

in aspirazione si ha un periodo in cui entrambe sono aperte
si chiude un po' dopo che il pistone sale perché l'aria entra lo stesso per inerzia

$\boxed{21-2-69}$

$$P = \eta_g \, \eta_V \, \delta_a \, V \cdot \frac{H_i}{\alpha} \, \frac{n}{\varepsilon} \qquad V = i \cdot \frac{\pi d^2}{4} \cdot c$$

per aumentare P si può aumentare il n° di giri -
→ limiti sono due : rendimento volumetrico che si può abbassare [l'aria non riesce più a entrare con la dovuta velocità] -
la velocità media del pistone è in un ciclo $v_m = \frac{2cn}{60} = \frac{cn}{30}$
ora il moto del piede di biella se la biella è molto lunga rispetto alla manovella è circa armonico.
Quindi se a parità di corsa aumento la v_m aumenteranno tutte le accelerazioni che sono max ai due punti morti



quindi aumentano le pendenze e quindi le accelerazioni -
Perciò la robustezza meccanica non riesce a vincere le forze inerziali -

Posso usare il motore superquadro : alesaggio grande e piccola corsa

Vediamo di aumentare η_g

$$\eta_g = \eta_b \, \eta_{lim} \, \eta_{interno} \, \eta_{meccanico}$$

di combustione

$$\eta_{\vartheta} = \eta_{int} \cdot \eta_{lim}$$

$$\eta_{int} = \frac{\eta_{reale}}{\eta_{limite}}$$

η_{lim} se il fluido è reale con ciclo ideale.

Consideriamo $\eta_b = 1$

perché possiamo pensare $\eta_b = \frac{Q_1}{q H_i}$ e ciò che in realtà non si sfrutta lo mettiamo in η_{int}, cioè lo associamo al fatto di essere un fluido reale

Per aumentare η_g si potrebbe aumentare η_{lim}

e ciò si può fare per esempio aumentando il rapporto di compressione [è limitato dal problema della detonazione]

Vediamo di aumentare η_v

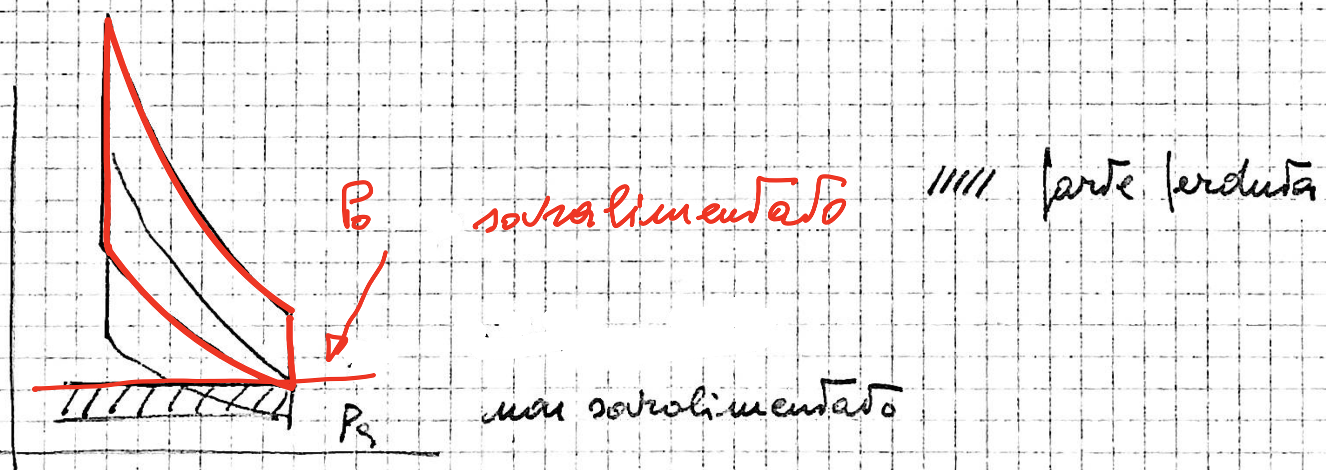
lo si può rendere anche > 1 [non è un rendimento vero e proprio] con la sovralimentazione: motore alimentato con pressione > pressione ambiente.

$$\eta_v = \frac{A}{\delta_a V} \qquad p = \delta R T$$

se aumenta p aumenta δ $\longrightarrow$ aumenta A

si può anche raffreddare l'aria → ce ne sta di più

ma in questo modo si perde in η_g perché il compressore è comandato dal motore



ma poiché si lavora a temperature e pressioni più alte nel complesso il rendimento aumenta.

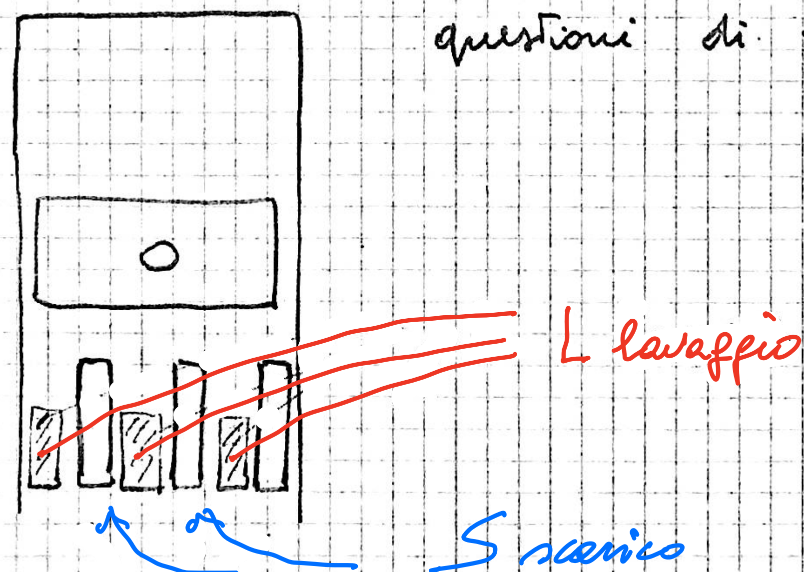
η_{mecc} diminuisce perché aumentano le sollecitazioni

Grado di sovralimentazione

$$\boxed{\beta = \frac{P_0}{P_a}}$$

Per aumentare P posso usare il due tempi

Si usa sulle navi per questioni di spazio.



Aumentando troppo il rapporto di compressione fino' diminuire η_{mecc} perche' aumentano le t e le p e data la velocita' di combustione si ha un ciclo molto piatto [poca ripresa]

i navali consumano 160 gr. per CV hora

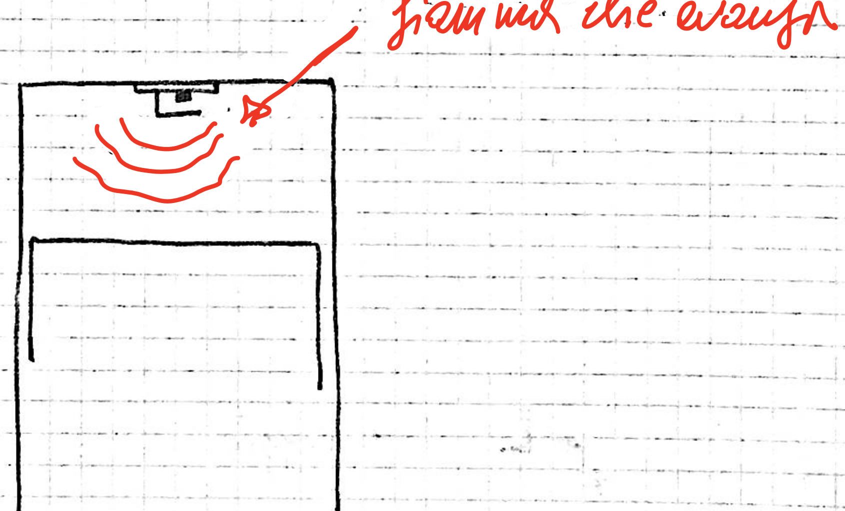
i piccoli consumano di piu'

Per i motori a carburazione l'aumento eccessivo di ρ puo' causare la detonazione -

Si puo' avere combustione irregolare :

preaccensione prima che scocchi la scintilla che e' dovuta a depositi lasciati dal combustibile che aumentano localmente la temperatura ⟶ si autoaccende [motore continua a girare anche senza candela]

detonazione quando si ha la scintilla



la miscela bruciata per il Δt comprime e aumenta la temperatura di tutto il resto -

Ci vuole un po' di tempo prima che la fiamma arrivi 23
ovunque - Le parti di miscela più lontane possono trovarsi in condizione di autoaccensione

1) si va in incubazione e poi arriva la fiamma

2) c'è tempo e si ha una fiamma di ritorno che si scontra con l'altro → si hanno squilibri e si ha il battito in testa -

Oltre ai danni meccanici si può bruciare il film d'olio e si può anche fermare il tutto per i locali aumenti di T - Si ha preferibilmente ai bassi giri perché i tempi sono più lunghi

Quindi è bene avere combustibili con alti ritardi però bisogna avere più anticipo per andare bene

n° ottano serve per dare un'idea del ritardo all'accensione

le super hanno maggior n° di ottani

norm 83 - 85
" 98 - 100

per misurarlo si prende un motore speciale C.F.R che è a rapporto di compressione variabile [batte in testa] e' tutto variabile - Si vedono certe condizioni standard - Poi si manda una miscela di isottano e normal eptano che si comporti come quell'altra moli si legge il rapporto

$\underbrace{\text{isottano}}_{\text{non detona}}$ e $\underbrace{\text{normal eptano}}_{\text{detona molto}}$

100 0

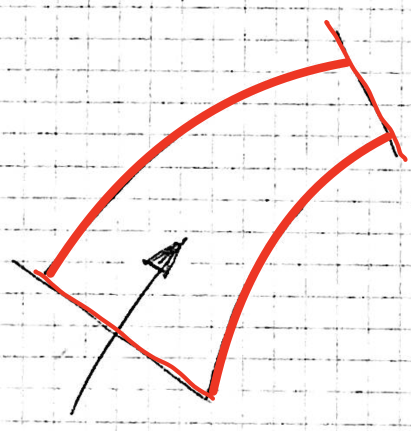
Le frazioni volatili della benzina sono quelle a più alto n° di ottano. Sono quelle che favoriscono la combustione $\longrightarrow$ diminuisce la richiesta ottanica anche in quarta ripende

$\boxed{28-2-69}$

Turbomacchine

Lo statore è una serie di ugelli. Il fluido viene accelerato a spese della sua entalpia. Il rotore è calettato sull'asse su cui si preleva potenza.

Supponiamo che le palette costituiscano un condotto chiuso cioè le palette del rotore in pratica supponiamo localizziamo lo statore.

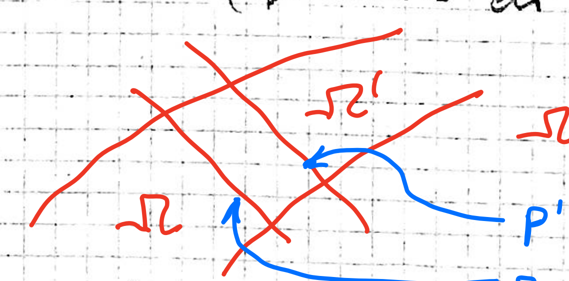


forze di massa se $\propto$ alla massa F

forze di attrito tra parete e fluido e sono dovute alla viscosità del fluido

R (per unità di massa)

forze di pressione



$\Omega' = \Omega + d\Omega$

$p' = p + dp$

su Ω' agirà $\Omega' p'$ su Ω Ωp

qui mancano le forze laterali

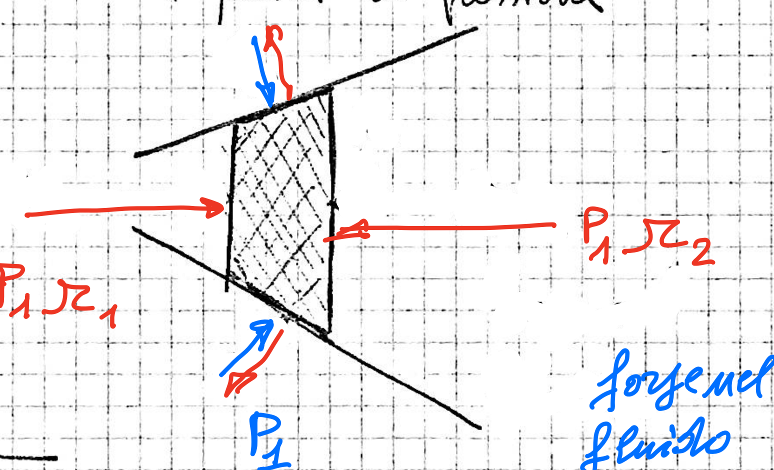
$$T' - T = \Omega' p' - \Omega p \Rightarrow dT = (\Omega + d\Omega)(p + dp) - \Omega p =$$

$$= \boxed{\Omega\, dp = dT}$$

forze di inerzia

sono $\boxed{a\, dm}$

il termine $p\, d\Omega$ non dà contributo al moto a parità di pressione



intanto qui ho ragionato lungo l'asse del condotto e ciò si può fare se i filetti fluidi non interagiscono

quindi le varie forze sono

$F\, dm \qquad R\, dm \qquad \Omega\, dp \qquad a\, dm$

posso ora scrivere l'equazione

$$F\, dm + \Omega\, dp - R\, dm - \frac{dc}{dt}\, dm = 0$$

densità

$$dm = \delta\, \Omega\, dx$$

$$F \delta \cancel{\Omega}\, dx - \cancel{\Omega}\, dp - R \delta \cancel{\Omega}\, dx - c \frac{dc}{dx} \delta \cancel{\Omega}\, dx = 0$$

infatti

$$\rightarrow c = c(x, t) \longrightarrow \text{quindi} \quad \frac{dc}{dt} = \frac{\partial c}{\partial t} + \frac{dc}{dx}\frac{dx}{dt}$$

quando la particella è avanzata di dx, ha variato la sua c

x — $x + d$ $\qquad c = c(x)$

$3\,m/s$ — $3{,}1\,m/s$

se il moto è permanente io ho solo $\frac{dc}{dx}$

per avere la accelerazione vera e propria devo vedere il $\frac{dc}{dt}$ cioè ho $\frac{dc}{dx}\frac{dx}{dt}$

$$\frac{dc}{dt} = \frac{\partial c}{\partial t} + \frac{dc}{dx}\frac{dx}{dt}$$

nel caso stazionario $\frac{\partial c}{\partial t} = 0 \Longrightarrow$

$$\Longrightarrow \frac{dc}{dt} = c \frac{dc}{dx}$$

quindi

$$F\, dx - \frac{dp}{\delta} - R\, dx - c\, dc = 0$$

$$\boxed{dL - v\,dp - dL_p - c\,dc = 0}$$

ma $\quad T\,dS = dQ_e + dQ_i$

scambiato con l'esterno

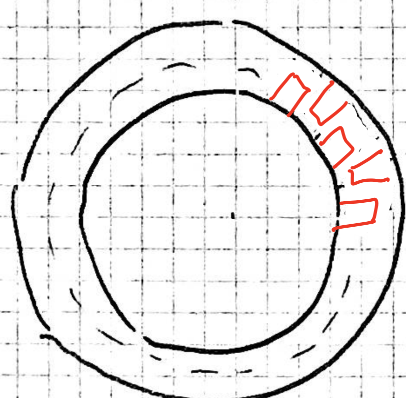
dovuto alle sorgenti entropiche

e $\quad T\,dS = dH - v\,dp$

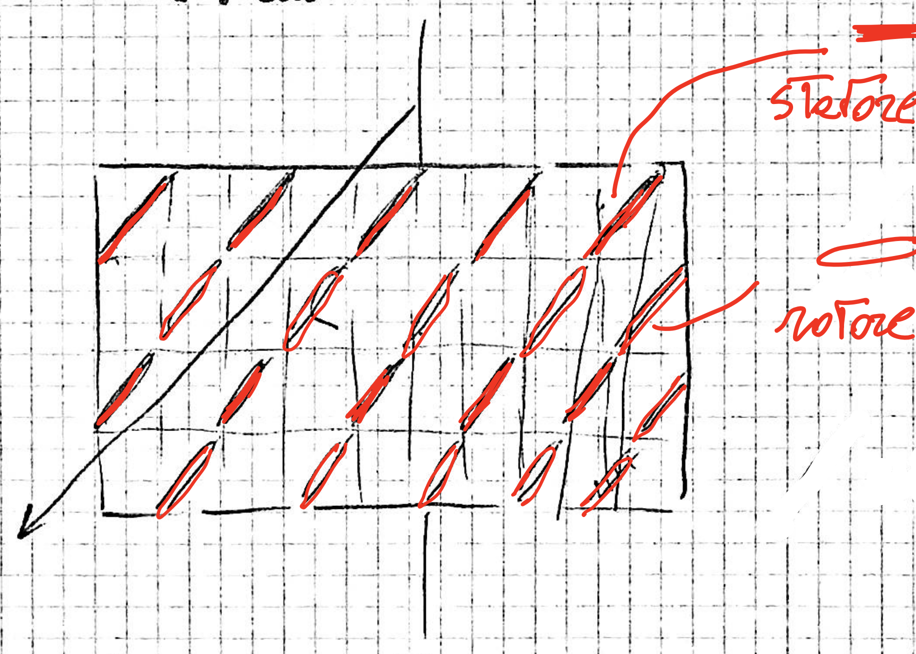
quindi $\quad dH - v\,dp = dQ_e + dQ_i$

$$dL - \cancel{v\,dp} + c\,dc = dH - \cancel{v\,dp} - dQ_e$$

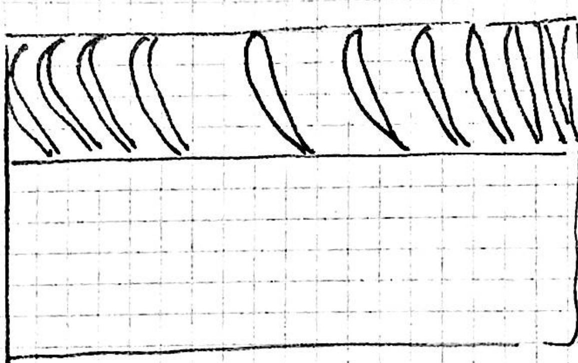
$$\boxed{c\,dc + dH = dL + dQ_e}$$



Se sezione con un cilindro e stendo



assimilabile ad un condotto



Visto dall'alto con palette solo sul rotore

quindi basta studiare cosa succede in un condotto

Applichiamo le equazioni al condotto

supponiamo l'espansione così rapida che non possa cedere calore adiabatica

allora $dQ_e = 0$

$dL = 0$ perché le pareti sono ferme

rimane $\boxed{c\,dc + dH = 0}$ * (dislivello)

poiché la densità è piccola trascuriamo un termine macroscopico - se fosse acqua ad asse verticale non si può più trascurare.

quindi per la * il fluido accelera a spese della entalpia

$$\int_0^1 c\,dc = -\int_0^1 dH$$

$$\frac{c_1^2 - c_0^2}{2} = -(H_1 - H_2)$$

se parte o ~~...~~ arriva da fermo

$$\frac{c_1^2}{2} = \Delta H$$

1 Cal = 4186 Joule

$$c_1 = \sqrt{2 \Delta H} = \sqrt{2 \cdot 4186}\,\sqrt{\Delta H} =$$

$$= 91{,}53 \sqrt{\Delta H}$$ ΔH in Calorie

applicando l'altra equazione

$$c\,dc = -v\,dp$$

se tutto è regolare $pv^K = \text{cost}$ $(K = \text{cost})$

cioè c_p c_v costanti

calcoliamo in questo caso $\frac{c_1^2 - c_0^2}{2} = -\int_0^1 v\,dp$

il risultato è $f\left(K, \frac{p_1}{p_0}, p_0, v_0\right)$

β

 6-3-69

Su un condotto fisso adiabatico si può scrivere

$$c\,dc = -v\,dp$$

che integrata dà

$$\frac{c_1^2 - c_0^2}{2} = -\int_0^1 v\,dp$$

nel caso dell'acqua (poiché è incompressibile) si può scrivere

$$c_1^2 = -2\,\frac{1}{\rho}\,(P_1 - P_0)$$

densità

e siccome $p = \rho g h$ assimiliamo una pressione ad un carico

$$c_1^2 = +2\,\frac{1}{\cancel{\rho}}\,\cancel{\rho}\,g h = +2 g h$$

Consideriamo il caso dell'ugello. In questo caso il volume specifico non si può ritenere costante.

sarà

$$v = v(p)$$

allora si avrà

$$p v^K = A \qquad \text{con} \qquad K = \frac{c_p}{c_v}$$

$$v^K = \frac{A}{p} \longrightarrow v = \left(\frac{A}{p}\right)^{\frac{1}{K}}$$

$$\frac{c_1^2 - c_0^2}{2} = -\int_0^1 v\, dp = -\int_0^1 \left(\frac{A}{p}\right)^{1/K} dp = -A^{1/K} \int_0^1 p^{-\frac{1}{K}}\, dp$$

$$c_1^2 - c_0^2 = -2A^{\frac{1}{K}} \left(\frac{p_1^{1-\frac{1}{K}}}{1-\frac{1}{K}} - \frac{p_0^{1-\frac{1}{K}}}{1-\frac{1}{K}} \right) = -2A^{\frac{1}{K}} \frac{K}{K-1} \left(p_1^{\varepsilon} - p_0^{\varepsilon} \right)$$

dove si è posto $1 - \frac{1}{K} = \frac{K-1}{K} = \varepsilon$

se $c_0 = 0 \Longrightarrow c_1^2 = -2A^{\frac{1}{K}} \frac{K}{K+1} \left(p_1^{\varepsilon} - p_0^{\varepsilon} \right)$

$$A = p_0 v_0^K \Longrightarrow A^{\frac{1}{K}} = p_0^{\frac{1}{K}} v_0$$

$$c_1^2 = -2 p_0^{\frac{1}{K}} v_0 \frac{K}{K-1} p_0^{\varepsilon} \left[\left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\varepsilon} - 1 \right]$$

$$\frac{p_1}{p_0} = \beta \Longrightarrow \boxed{c_1 = \sqrt{\frac{-2K}{K-1} p_0 v_0 \left(\beta^{\varepsilon} - 1 \right)}}$$

che è la formula di De Saint Venant

Applichiamo ora

$$c\,dc = dL + dQ - dH$$

sempre nel caso adiabatico e ugello fisso si riduce a

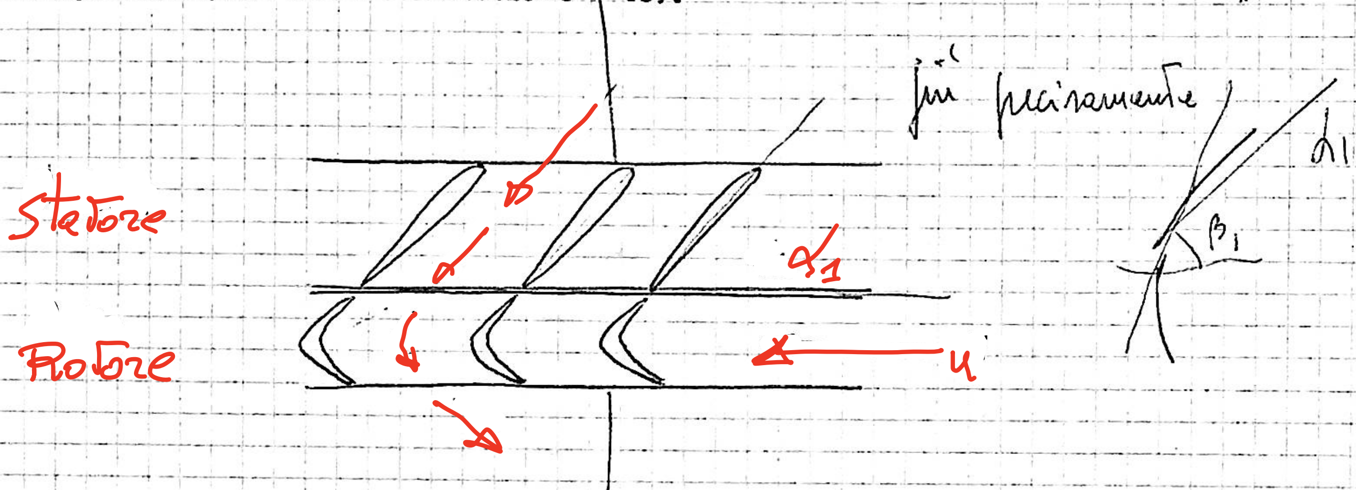
$$c\,dc = -dH \Longrightarrow$$

$$\Longrightarrow \quad \frac{c_1^2 - c_0^2}{2} = \Delta H = H_0 - H_1$$

ma possiamo ancora scrivere

$$\frac{c_1^2 - c_0^2}{2} = c_p \left(T_0 - T_1 \right)$$

Sezioniamo con un cilindro che taglia a mezza altezza le palette della turbina.
Schematicamente vediamo così



La paletta rotorica è mossa da una velocità u

$$u = \omega \, r_m$$

vel. angolare rotore — raggio medio palettatura

Si possono definire velocità assolute e relative

$$\underline{c} = \underline{w} + \underline{u}$$

velocità assoluta — relativo al rif. mobile — velocità di trascinamento

Per ogni particella di fluido possiamo dunque definire velocità assoluta, relativa e di trascinamento

La velocità di trascinamento è quella del raggio medio delle palette.

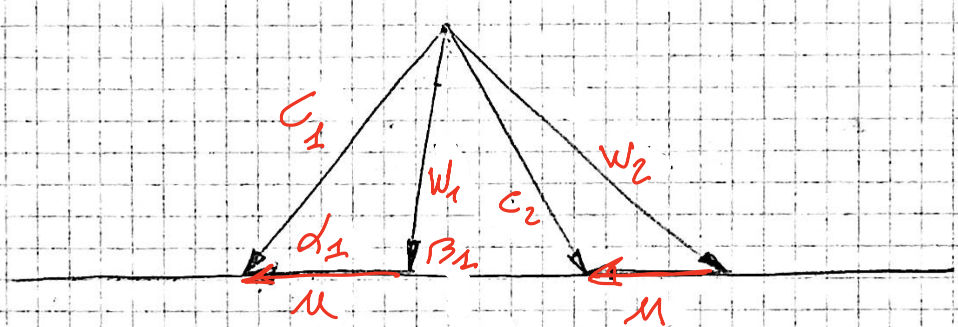
La velocità relativa è quella del fluido rispetto al rotore, quella assoluta è quella del fluido rispetto allo statore.

Conseguenza del moto dei fluidi, regime laminare, assenza di interazione tra filetti fluidi $\Longrightarrow$ consideriamo un solo filetto fluido che risulta nella pratica ben guidato dalle palette.

Nel fatto in cui il filetto entra nello ~~statore~~ rotore con velocità c_1, questa è somma della velocità relativa w rispetto al rotore e della velocità u di trascinamento rispetto allo statore.

α_1 angolo con cui il fluido esce dallo statore

β_1 " " " " " entra nel rotore

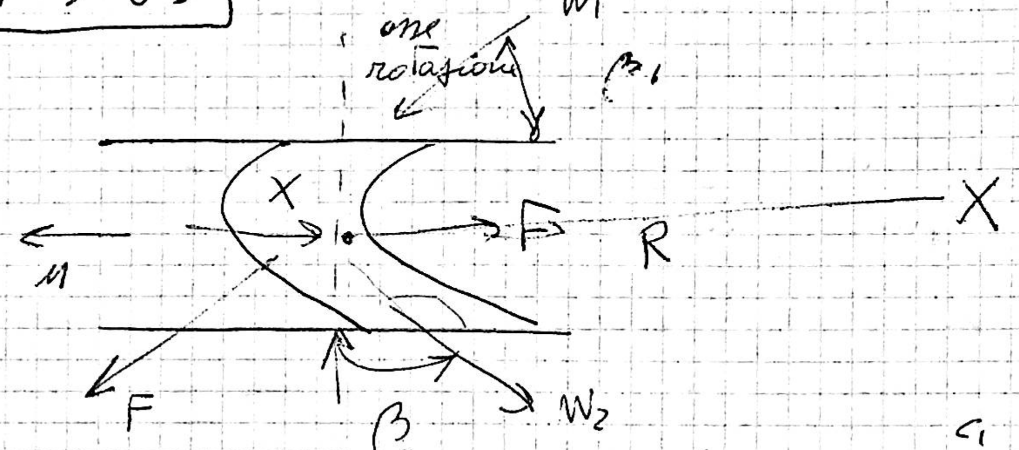


β_1 è l'angolo che deve esser dato alla palettatura all'ingresso in modo che il fluido entri nel rotore senza urtare le palette. [altrimenti o nell'estradosso o nell'intradosso si creerebbero depressioni].

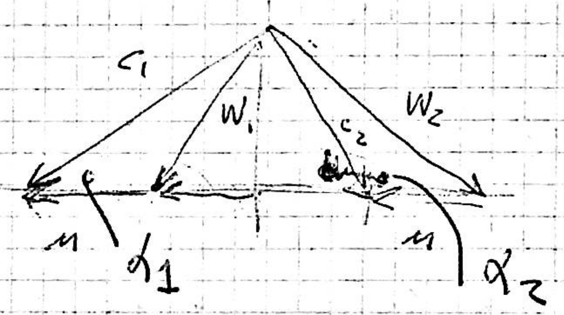
Per il buon rendimento della macchina $\underline{c_2} \perp \underline{u}$

7-3-68

34



Supponiamo che all'ingresso



quelle che danno potenza sono le componenti lungo la tangente

Se il moto è concorde con le forze motrice se no è operatrice - Poiché i condotti distano sempre uno stesso valore dal centro non ho termini complementari di Coriolis [o che è lo stesso si ha identica velocità di trascinamento]

$$\underline{Q} = m \underline{W_2} - m \underline{W_1}$$

~~quantità~~ quantità di moto del fluido

derivando ho la forza

$$\underline{F} = \frac{dm}{dt} (\underline{W_2} - \underline{W_1})$$

proietto lungo la direzione periferica

$$X = M \left(-W_2 \cos \beta_2 + W_1 \cos \beta_1\right)$$

forze applicate al fluido

$$X = M \left(W_1 \cos \beta_1 + W_2 \cos \overset{*}{\beta_2} \right)$$

$\overset{*}{\beta_1}$ è l'angolo acuto

se moltiplico per la velocità ho la potenza -

$P = u M \left(W_1 \cos\beta_1 + W_2 \cos\beta_2^* \right)$ se operatrice

se motrice cambiano i segni

scriviamo la pot. - per unita' di portata

$P = u \left(W_1 \cos\beta_1 + W_2 \cos\beta_2^* \right) =$

regione dei segmenti

α_2 ottuso

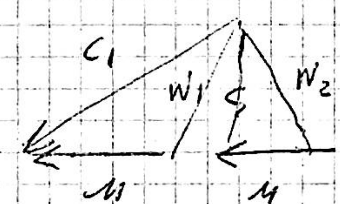
$= u \left(C_1 \cos\alpha_1 - u + C_2 \cos\alpha_2 + u \right) = \boxed{u \left(C_1 \cos\alpha_1 - C_2 \cos\alpha_2 \right) = P}$

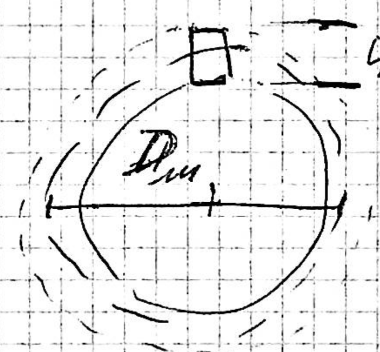
formula potenza di macchina assiale [non va bene per le radiali]

$= u \left(C_1 \cos\alpha_1 + C_2 \cos\alpha_2^* \right) = P$

angoli acuti

Scriviamo la portata M





altezza pale

$M = \underbrace{\pi D_m h_1}_{} \varepsilon_1 W_1 \sin\beta_1 \delta_1$

area sezione di ingresso

coefficiente di ingombro

andiamo nella sezione 2

$M = \pi D_m h_2 \varepsilon_2 W_2 \sin\beta_2 \delta_2$

e $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$

supponiamo $h_1 \delta_1 = h_2 \delta_2 \longrightarrow \boxed{W_1 \sin\beta_1 = W_2 \sin\beta_2}$

quindi l'altezza dei triangoli e' sempre la stessa

$c\, dc = dL + dQ_e + dH$ oppure

$c\, dc + v\, dp = dL - dL_p$

36 $c\,dc = \cancel{dL} + \cancel{dQ_e} - dH$

per calare l'entalpia adiabaticamente deve diminuire p

Si definisce un grado di reazione

se vogliamo lavoro esterno: $dL < 0$

$$R = \frac{(\Delta H)_{rot}}{(\Delta H)_{tot}}$$

se $R = 0$ si ha macchina ad azione

in uno statore $c\,dc = -dH \longrightarrow$

$$\longrightarrow \frac{c_1^2 - c_0^2}{2} = -\Delta H_{statorico}$$

per il rotore

$$\frac{w_2^2 - w_1^2}{2} = -\Delta H_{rotorico}$$

In una macchina motrice devo accelerare il fluido se voglio che dia la sua energia $\rightarrow w_2 > w_1$

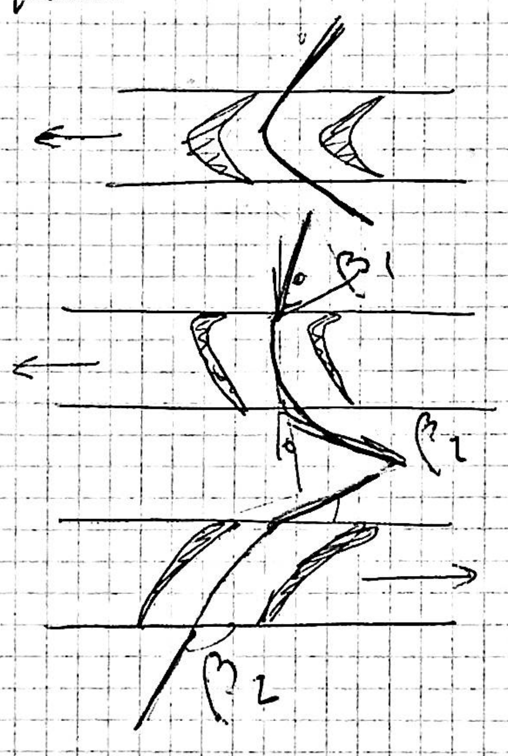
ma $w_2 \sin\beta_2 = w_1 \sin\beta_1 \longrightarrow \sin\beta_2 < \sin\beta_1 \longrightarrow$

$\longrightarrow \quad \beta_2 < \beta_1$

se $W_1 = W_2 \longrightarrow \beta_1 = \beta_2$

in un compressore $W_2 < W_1 \longrightarrow \beta_2 > \beta_1$

quindi dice molto sulla forma della palettatura



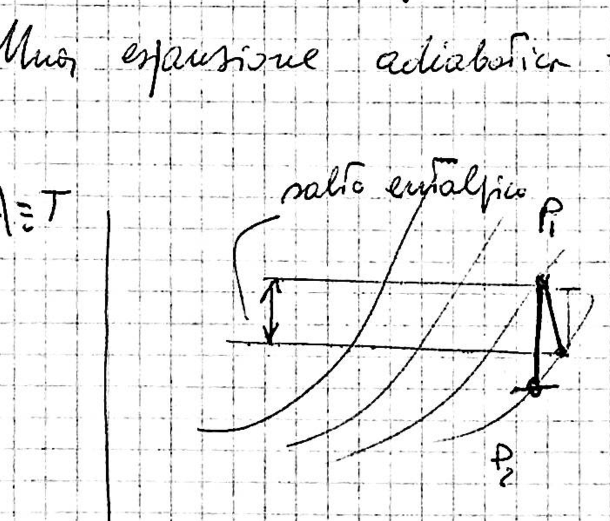
per una turbina ad azione $\beta_1 = \beta_2$

turbina a reazione

compressore

$\Rightarrow$ macchine radiali - Se motrice deve essere centripeta - Calando di velocita' da' lavoro - Pompe e compressori sono invece centrifughe -

Una espansione adiabatica rev. e' anche isoentropica



$T\,dS = dQ_e + dQ_i$

in pratica c'e' produzione entropica $\rightarrow$ poiche' e' piu' alto c'e' meno salto entalpico

definiamo un rendimento di turbina (di espansione)

$$\eta = \frac{(\Delta H)_r}{(\Delta H)_S}$$

$(\Delta H)_r$ — reale

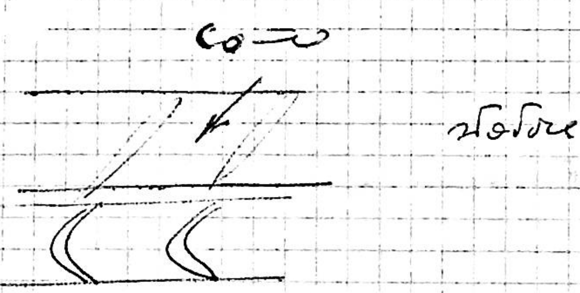
$(\Delta H)_S$ — isoentropico

di questo salto entalpico non tutto va in lavoro

definiamo un rendimento di palettatura per unità di portata

$$\eta_p = \frac{u\,(c_1 \cos\alpha_1 - c_2 \cos\alpha_2)}{-(\Delta H)_s + \frac{c_0^2}{2}}$$

- potenza sull'asse
- potenza quando il fluido esce dalle palette



$$c_{1t} = \sqrt{2(\Delta H)_s} \qquad \varphi = \frac{c_1}{c_{1t}}$$

$$c_1 = \sqrt{2(\Delta H)_R} \qquad c_1 = \varphi\, c_{1t}$$

ΔH_s nel caso ~~...~~ ideale dà una c_1 che $\equiv c_{1t}$
altrimenti non sono uguali

rifacendo la teoria

$$\frac{c_{1t}^2 - c_0^2}{2} = -\Delta H_s$$

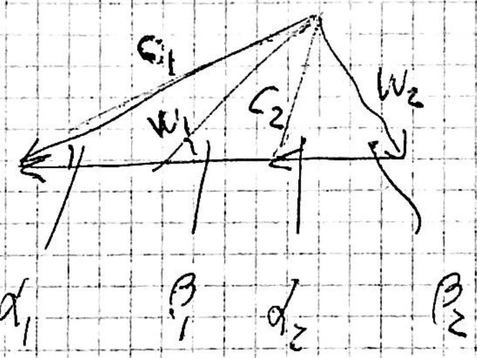
$$c_1 = \varphi\, c_{1t} \qquad \text{se } \varphi = 1$$

sostituendo
$$\frac{u\,(c_1 \cos\alpha_1 - c_2 \cos\alpha_2)}{\frac{c_{1t}^2}{2} - \cancel{\frac{c_0^2}{2}} + \cancel{\frac{c_0^2}{2}}} \longrightarrow$$

$$\eta_p = 2\,\frac{u\,(c_1 \cos\alpha_1 - c_2 \cos\alpha_2)}{c_{1t}^2}$$

Tornando ai Triangoli

sempre con $\varphi_1 = 1$



Poiché la macchina è ad azione $\beta_1 = \beta_2 \longrightarrow$

$$\eta_p = 2\,\frac{2u\,W_1\cos\beta_1}{c_1^2} =$$

ma $W_1 \cos\beta_1 = c_1 \cos\alpha_1 - u \longrightarrow$

$$= 4\,\frac{u\,(c_1\cos\alpha_1 - u)}{c_1^2} = 4\,\frac{u}{c_1}\left(\cos\alpha_1 - \frac{u}{c_1}\right) \quad *$$

Troviamo il max

$$\frac{d\eta_p}{d\left(\frac{u}{c_1}\right)} = 4\left(\cos\alpha_1 - \frac{u}{c_1}\right) - \frac{u}{c_1} = 0 \qquad \cos\alpha_1 = 2\,\frac{u}{c_1}$$

$$\boxed{\frac{u}{c_1} = \frac{\cos\alpha_1}{2}}$$

allora $\eta_p = \eta_{p\,max}$

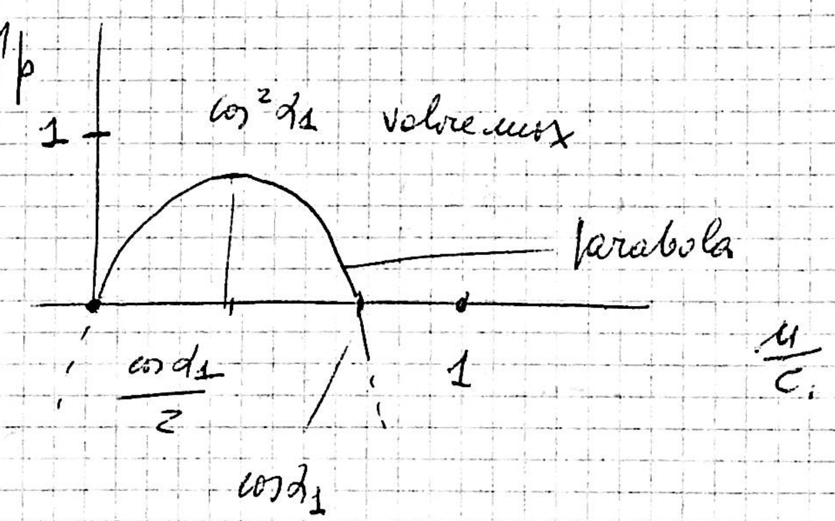
$$\eta_{p\,max} = 4\,\frac{\cos\alpha_1}{2}\left(\cos\alpha_1 - \frac{\cos\alpha_1}{2}\right) = \boxed{\cos^2\alpha_1 = \eta_{p\,max}}$$

questo se l'espansione è tutta nello statore

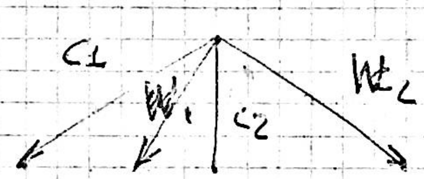
$\frac{u}{c_1}$ 0 se macchina ferma

$\frac{u}{c_1}$ 1 se girano con identica velocità $\rightarrow$

$\rightarrow \eta_p = 0$



coi vettori



η_p è max se c_2 è perpendicolare

α_1 non può mai essere zero perché se non c'è componente assiale non si può avere portata. In pratica:

$18^\circ \div 20^\circ$

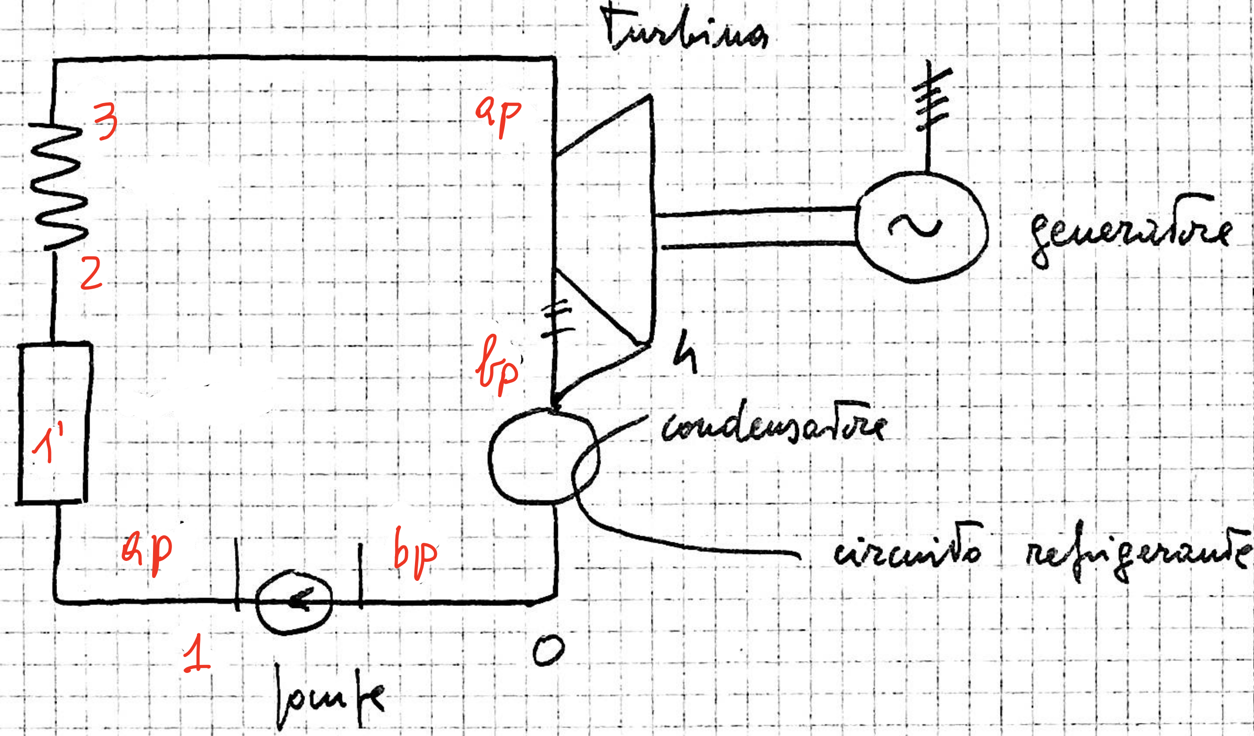
13 - 3 - 69

Impianti a vapore

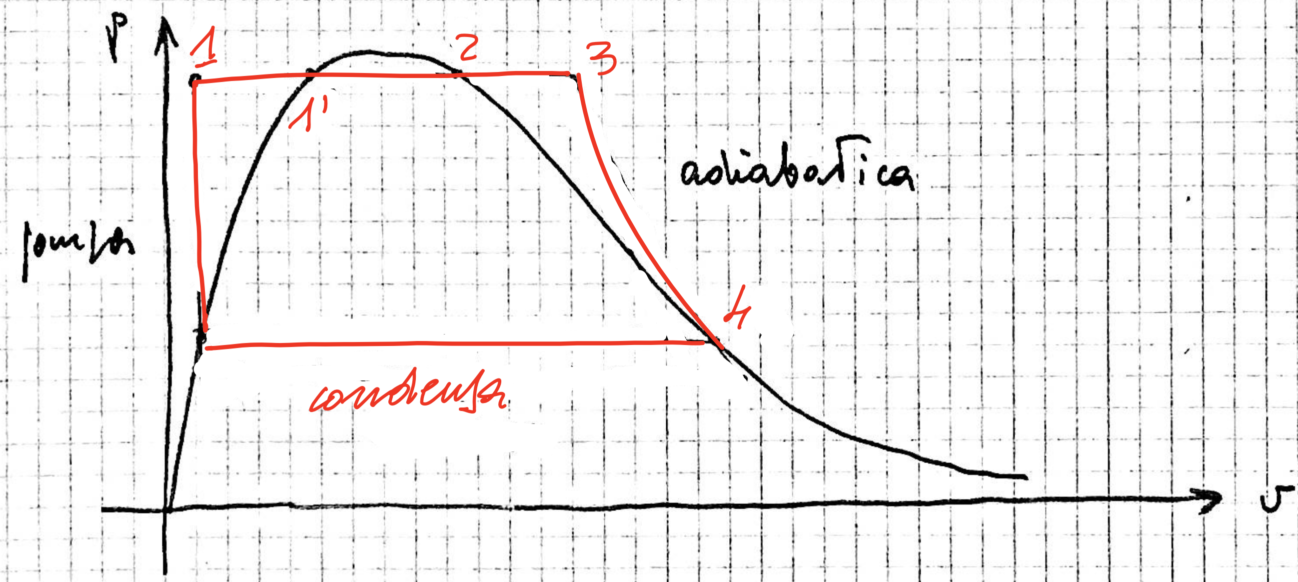
Turbonave 40 – 58 atm Terrestre 200 atm.

Locomotive 15 atm

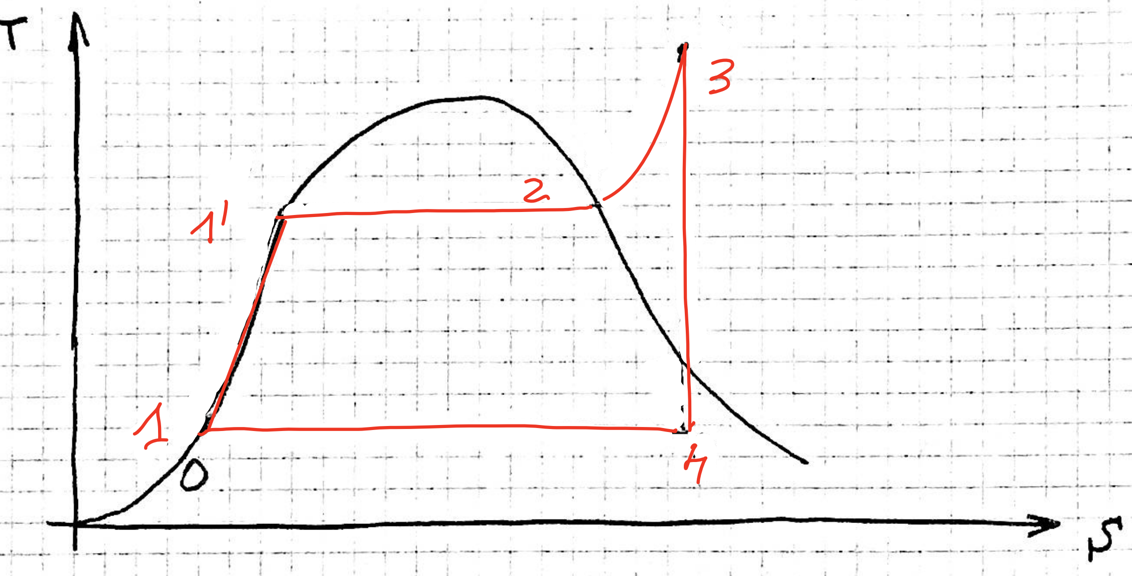
In caldaia riscaldamento fino alla pressione a T di fase ~~ter~~ poi vaporizzazione, poi surriscaldamento



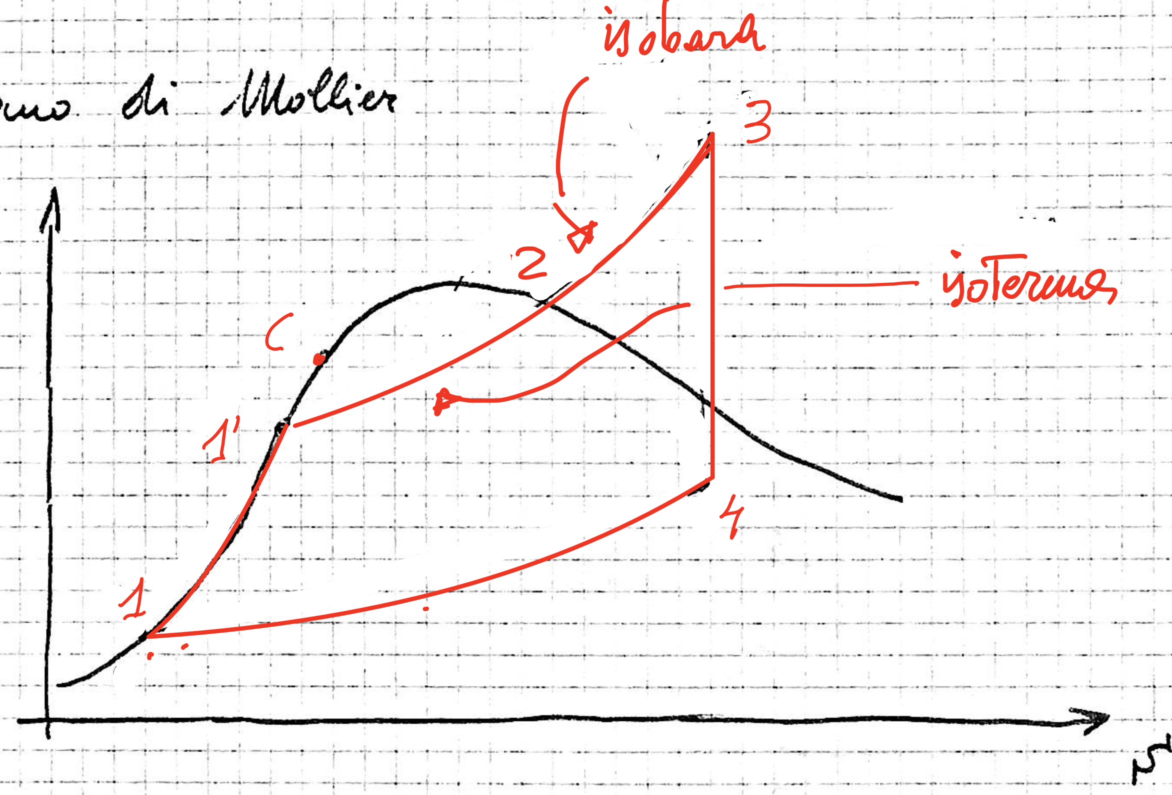
Condensatore a pressione bassa, sottraiamo il calore di condensazione



NB le adiabatiche sono iperboli molto inclinate



Piano di Mollier



Impianto chiuso a fluido non rigenerato

$$\eta_e = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{L}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}$$

$$\eta_e = \frac{h_3 - h_4}{h_3 - h_1}$$ cerchiamo di rendere massimo questo

rendimento - Ragioneremo su quello limite

NB vedere equazione aperti

Panoramica dei metodi

1°) aumentare le T max del ciclo

motivi Tecnologici e poi h non deve uscire

2°) diminuire T min non posso andare sotto quella ambiente - Problemi di portata d'acqua -

$$Q_2 = h_4 - h_1$$

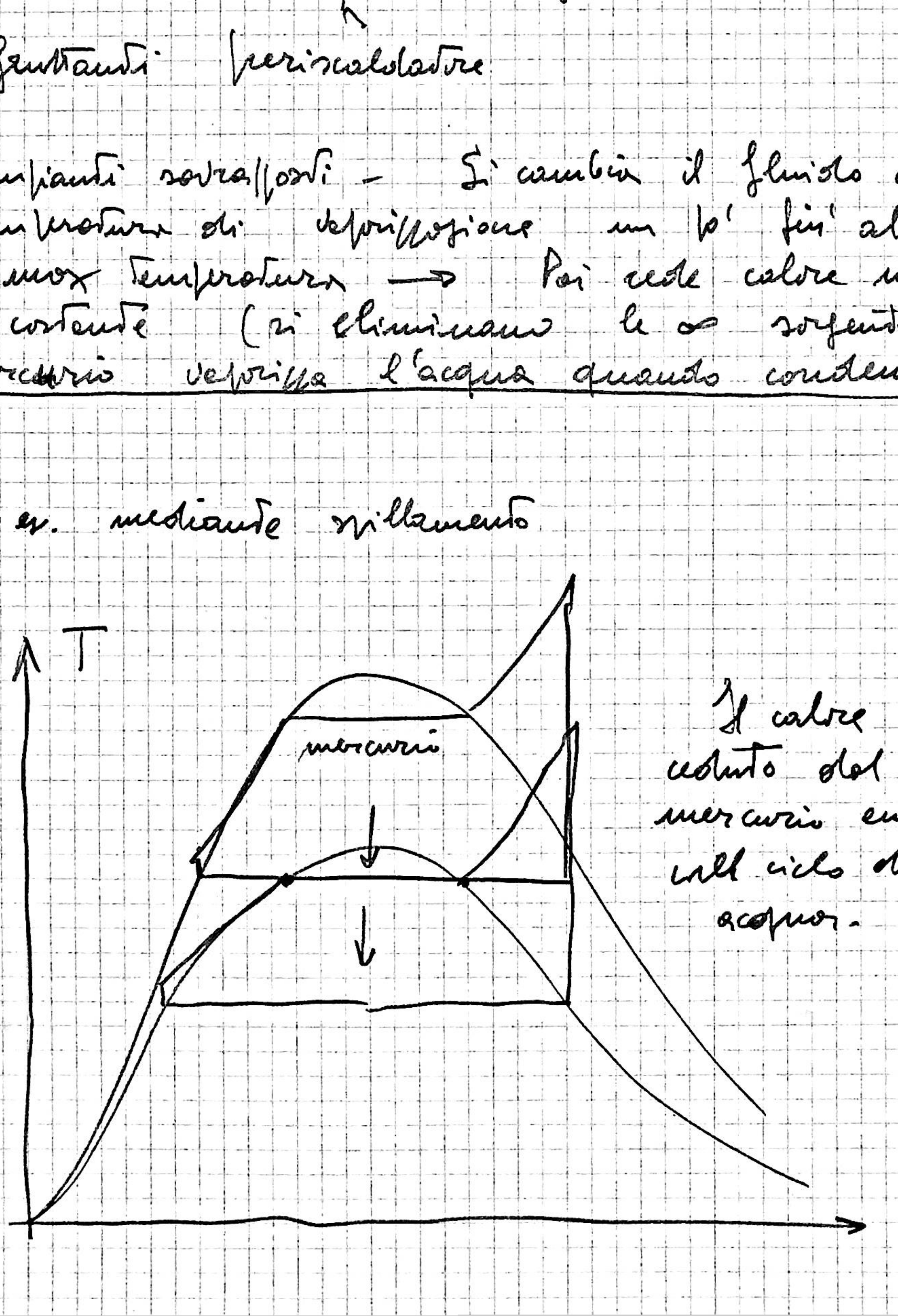
per raffreddare 1 Kg ci vogliono

$\simeq 50$ Kg H_2O

3°) sfruttando preriscaldatore

4°) Impianti sovrapposti - Si cambia il fluido con Temperatura di vaporizzazione un po' più alta della max temperatura → Poi cede calore ma a T costante (si eliminano le ∞ sorgenti) - Il mercurio vaporizza l'acqua quando condensa -

5) per es. mediante spillamento



Il calore ceduto dal mercurio entra nel ciclo dell'acqua.

14-3-69

Gli impianti a vapore sono i più comodi per passare da termico → meccanico.

Si può arrivare a η globale, dove

$$\boxed{\eta_g = \frac{1}{q H_i}}$$

potere calorifico inferiore

consumo specifico

$$q_s = \frac{q}{P}$$

fino a 44 % (elevatissimo)

si lavora così bene con impianti grandi.

per esempio 600 MW

Sono in progetto URSS 1100 MW

In un anno si considerano $8 \cdot 10^3$ ore di lavoro

quindi ho $600 \cdot 8000 = 48 \cdot 10^5$ MWh

ogni guadagnare 0,5 % equivale a $3 \cdot 8000 = 24 \cdot 10^6$ KWh

per un impianto piccolo: 5 MW

con lo 0,5 si guadagna $25 \cdot 8000 = 200'000$ KWh

contro 24 milioni. Non vale la spesa in un piccolo impianto di avere grande rendimento da un pto di vista economico.

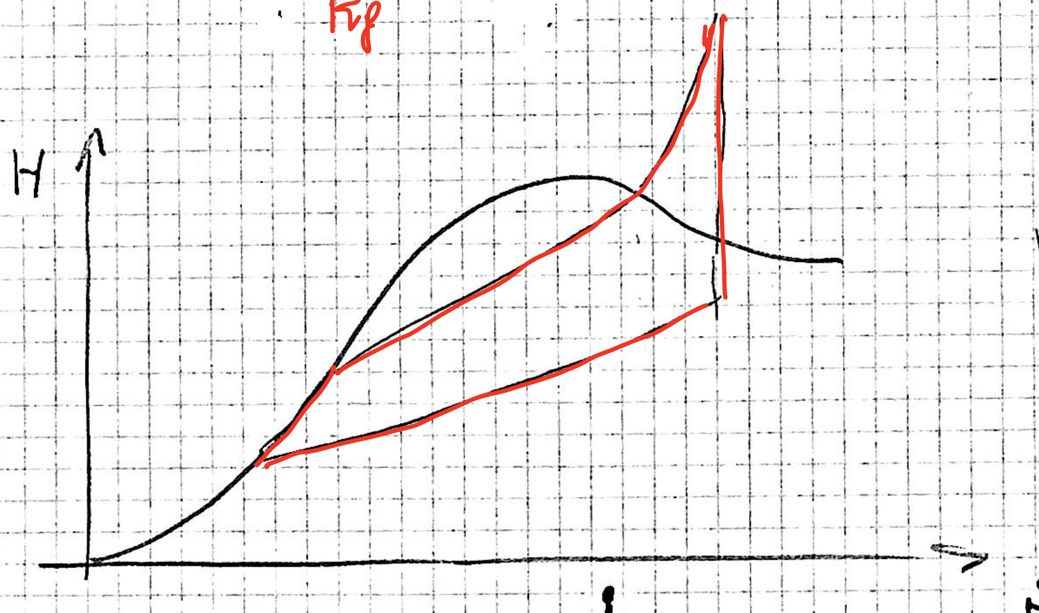
Negli impianti a mercurio, per esempio, perché tanta complicazione? Perché esso può dare un

$\eta_g \simeq 38\%$ con spesa modesta -

Scriviamo la formula della potenza

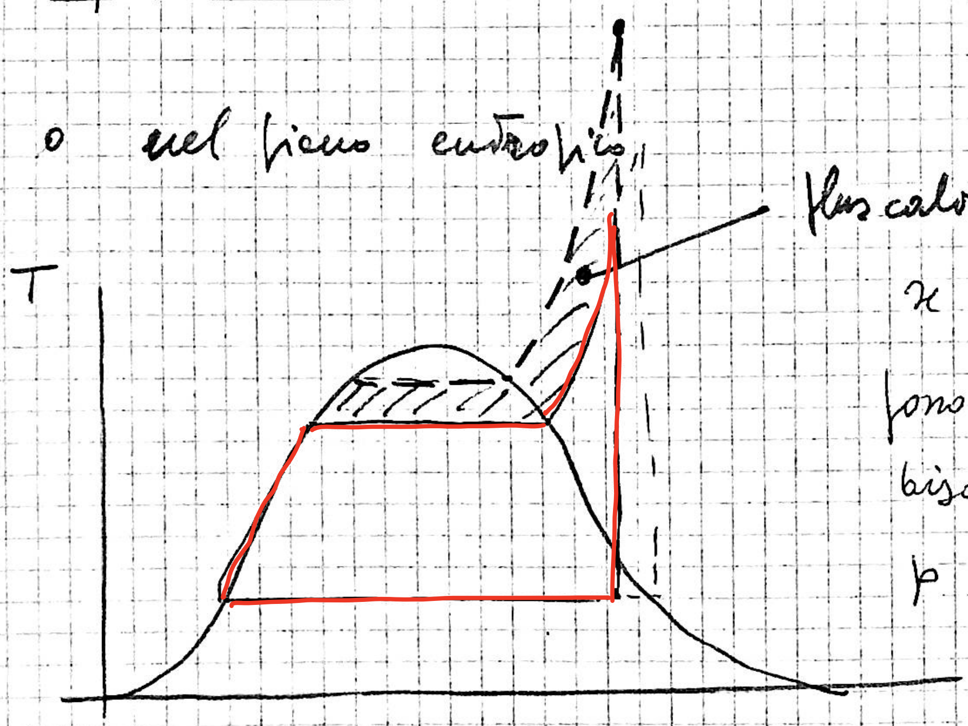
$$P_{KW} = \frac{M\,(\Delta h)_S\,\eta_T}{860} \qquad \text{dove } \eta_T = \frac{\Delta h_r}{\Delta h_S}$$

$\frac{Kg}{h}$ $\frac{Kcal}{Kg}$ KW (perché divido per 860)



piano di Mollier

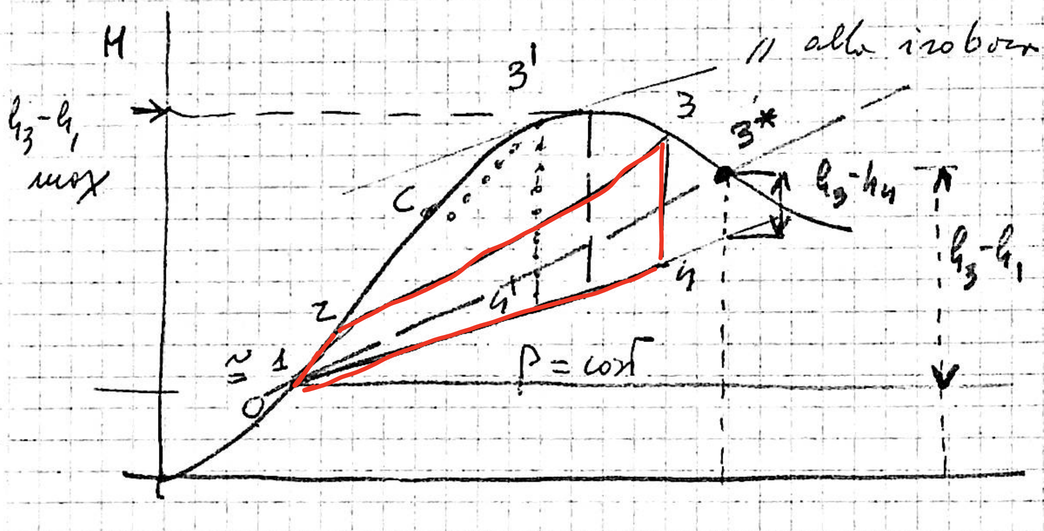
o nel piano entropico



x alto tratto T fono cadere nel saturo → bisogna aumentare anche p

46 Vediamo l'influenza di p (in caldaia) nel piano HS

prendiamo un ciclo di Hirn (a vapore saturo - non surriscaldamento)



questa è quella che dà il L max a parità di p nel condensatore

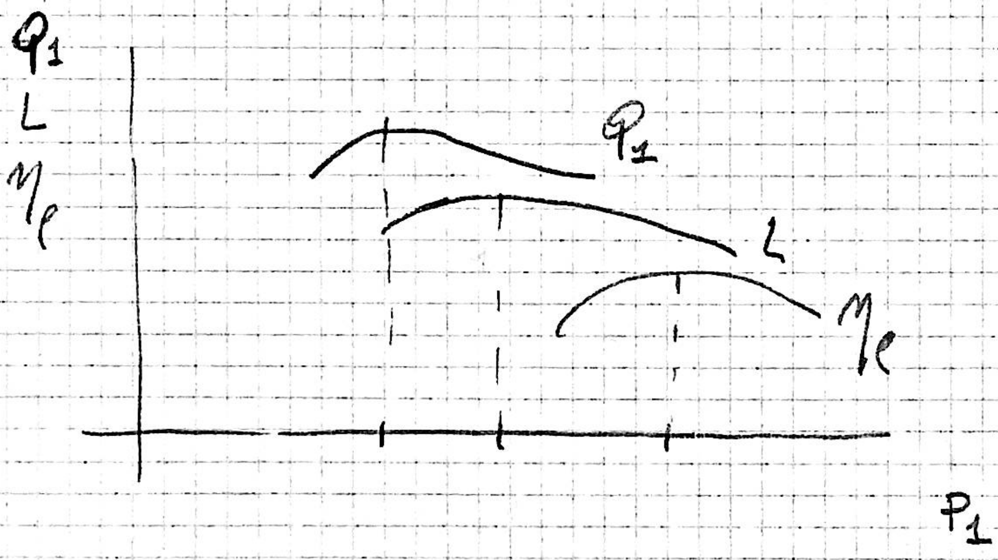
$$\eta_e = \frac{h_3-h_4 \text{ (in turbina)}}{h_3-h_1 \text{ (vol. entropo)}}$$

limite

$Q_1 = h_3 - h_1$

$L = h_3 - h_4$

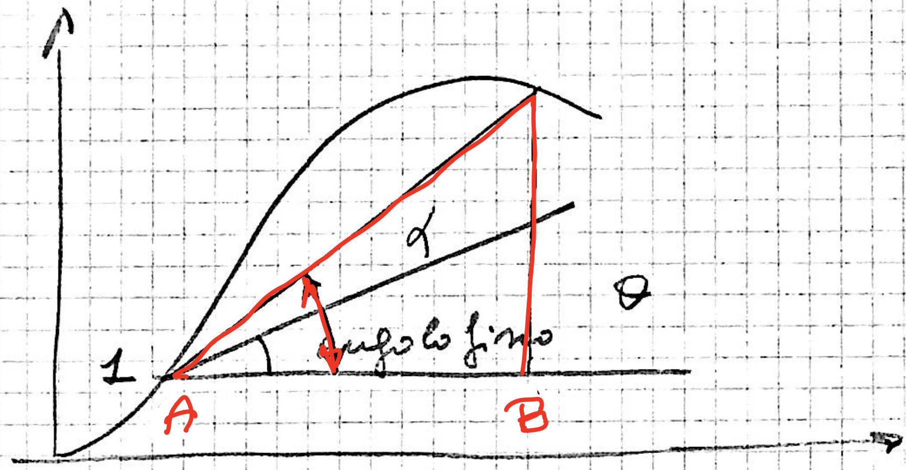
dà il max di Q_1 a parità di p



per η_e: prendiamo una retta uscente da 1 ⊬ e una // asse entropia

Individuo 3*: il ciclo che passa per 3* è quello che ha ~~max~~ η_e dato dal rapporto delle tg. degli angoli.

Si ha η_e max se è max l'angolo in figura α



$h_3 - h_1 = AB \; tg\,\alpha$

$h_3 - h_4 = AB \; tg\,\alpha - AB \; tg\,\theta$ ⟶

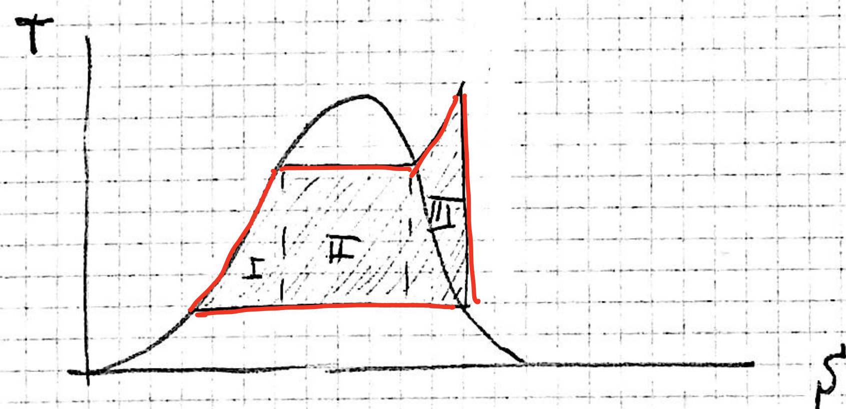
$\cancel{\eta_e = \frac{1}{1 - \frac{tg\,\alpha}{tg\,\theta}}}$ $\qquad \eta_e = 1 - \frac{tg\,\theta}{tg\,\alpha}$

α max si ha quando la retta esce tangente

se α max anche η_e è max.

Di solito la p sul condensatore è fissata in maniera precisa da fattori esterni.

 Ripensiamo a quanto detto prima nel piano T S: non conviene aumentare la p caldaia in modo eccessivo



$$\eta_I = \frac{L'}{Q'} \qquad \eta_{II} = \frac{L''}{Q''} \qquad \eta_{III} = \frac{L'''}{Q'''}$$

$$L' = \eta_I \, Q_I$$

$$L'' = \eta_{II} \, Q_{II} \longrightarrow \eta = \frac{L}{Q} = \frac{\sum L_i}{\sum Q_i} = \frac{\sum \eta_i Q_i}{\sum Q_i}$$

$$L''' = \eta_{III} \, Q'''$$

quindi sopra si ha la media pesata dei ~~...~~ rendimenti

per avere il max rendimento devo esaltare i tre rendimenti ed esaltare quello migliore

η_{III} e' il piu' grande

η_{II} e' buono perche' scambia isotermicamente

se aumento troppo p diminuisco il calore scambiato in II e quindi " il suo peso $\longrightarrow$

non e' la p max che da' il migliore rendimento.

Conviene sempre diminuire la p del condensatore

ma non fino all'eccesso : se ho $p = 0{,}05$ ata

la condensa è a 32° C → mi ci vuole una

acqua di raffreddamento a 20° C il che è difficile

da avere.

Ci sono anche problemi di ingombro.

v specifico aumenta al diminuire della pressione in modo clamoroso. (anche i pesi vanno con legge clamorosa)

Si può per avere acqua fresca raffreddare l'acqua di raffreddamento : Torri di refrigerazione.

50 20 - 3 - 69

Turbina gas

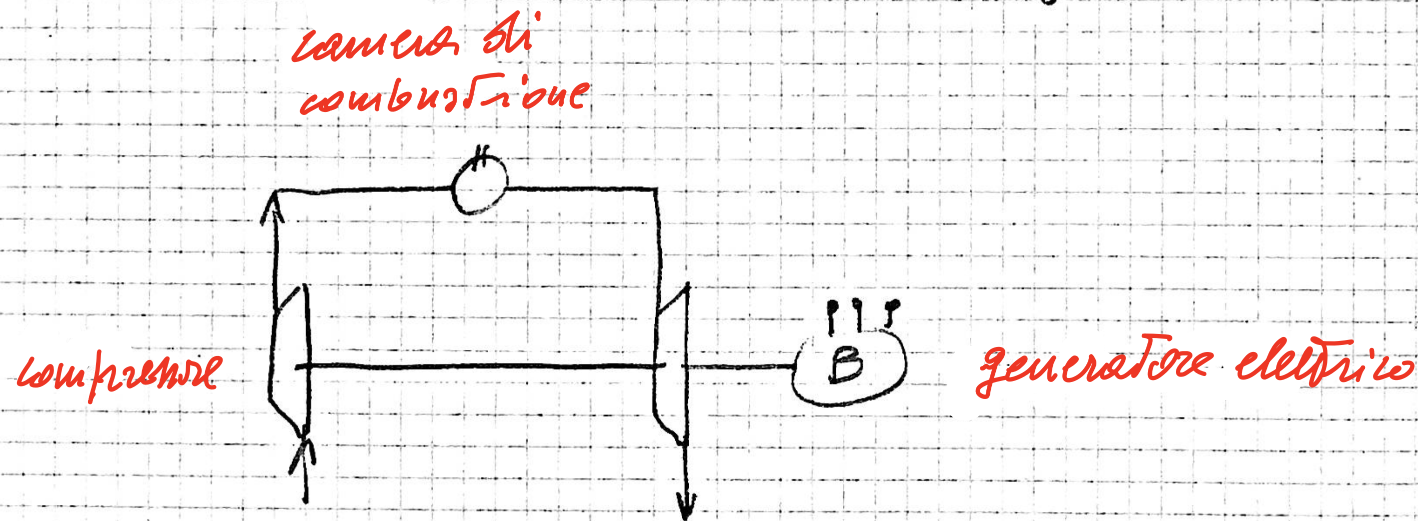
1) In quelli a vapore per avere un buon rendimento è bene avere un ciclo chiuso. Temperature ai condensatori molto basse (ingombro anche piccolo).

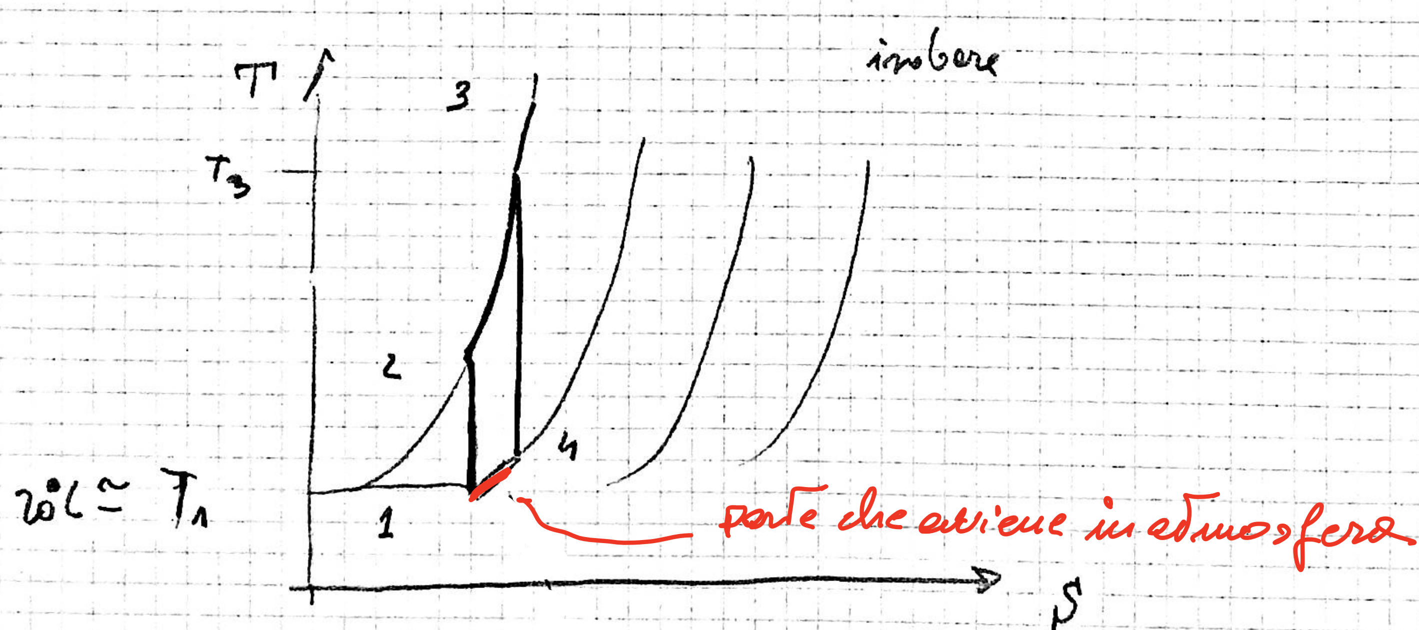
In quelle a gas non si fa il ciclo chiuso.
L'aria in turbina ha pochi gas combusti, quindi ciò che fluisce è quasi un gas perfetto.

Si trovano a
{ ciclo chiuso
{ " aperto

1) aperto

pro potenza 1 Kg a ...





il ciclo deve essere aperto aperto perché i gas sono $\neq$ da quelli in ingresso.

NB una parte di lavoro della turbina muove il compressore

Le differenze tra ciclo ideale e limite dipendono solo dal fluido — Qui per le grandezze in gioco ciclo ideale e limite quasi $\equiv$ —

NB poiché le temperature sono $< 1200\ K°$ non si hanno dissociazioni — I C_p e il K sono circa costanti — (rapporto aria combustibile molto grande)

Il rendimento globale (non di turbina) è molto basso: al max 10% —

In un grosso impianto $\Delta G_v \simeq 300 \frac{Kcal}{Kg}$

Qui il rapporto di compressione è

$$\beta = \frac{P_2}{P_1}$$

T_3 deve essere la più elevata possibile: ci sono limiti tecnologici al max 800 C°

e allo scarico si hanno 400 C°

per l'aria $c_p = 0{,}25 \frac{Kcal}{Kg\,°C} \longrightarrow \boxed{100 \frac{Kcal}{Kg}}$

quindi questo è il max salto entalpico che si può avere —

Inoltre c'è il compressore - In quello a vapore c'è una pompa che comprime acqua - Qui invece si comprime un ~~gas~~ gas $\longrightarrow$ il lavoro necessario è molto maggiore infatti

$$L_c = \int v \, dp$$

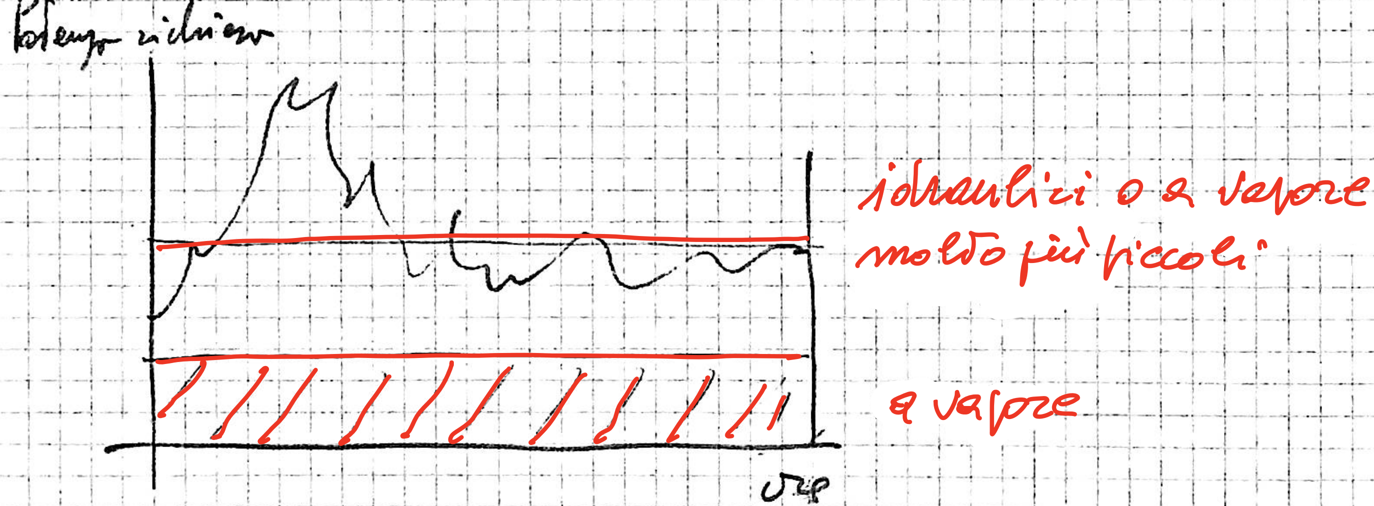
volume specifico

il lavoro sul compressore è circa $\frac{2}{3}$ del lavoro in turbina -

È facilmente avviabile -

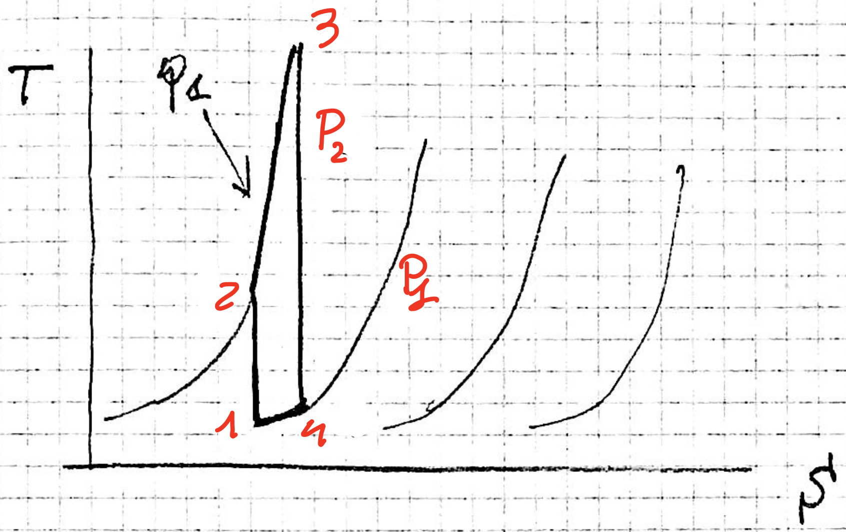
Si usa per impianti di punta

$\left\{ \begin{array}{l} \text{di base} \\ \text{medi} \\ \text{di punta} \end{array} \right.$



Nei bacini naturali basta che apra alle ore giuste la saracinesca

21-3-69



Ciclo Joule

calcoliamo il rendimento limite

$$\eta_l = \frac{L}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}$$

$$L_u = \underbrace{L_t}_{\text{turbina}} - \underbrace{L_c}_{\text{compressore}} =$$

$$= \underbrace{\Delta H_T}_{} - \underbrace{\Delta H_c}_{} =$$

presi in modulo

ma se il gas e' perfetto

$$dH = c_p \, dT$$

dato il piccolo ΔT $c_p = \text{cost} \longrightarrow \Delta H = c_p \Delta T$

$$c_p(T_3 - T_1) - c_p(T_2 - T_1)$$

$$q_1 - q_2 = c_p(T_3 - T_2) - c_p(T_4 - T_1)$$ sono uguali

$$\eta_{lim} = 1 - \frac{\cancel{c_p}(T_4 - T_1)}{\cancel{c_p}(T_3 - T_2)}$$

con buona approssimazione

Consideriamo la fase di compressione da 1-2

54

$$c_p = c_v + R \rightarrow \text{anche } \frac{c_p}{c_v} = \text{cost} = K$$

usiamo $p v^K = \text{cost}$

$$\beta = \frac{p_1}{p_2}$$

qui: $p v = RT$

$$v = \frac{RT}{p}$$

$$p\left(\frac{RT}{p}\right)^K = \text{cost} \qquad p^{1-K} T^K = \text{cost}$$

$$T = \text{cost}\ p^{\frac{K-1}{K}}$$

$$T_1 = \text{cost}\ p_1^{\frac{K-1}{K}} \longrightarrow$$

$$T_2 = \text{cost}\ p_2^{\frac{K-1}{K}}$$

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

$$\varepsilon = \frac{K-1}{K}$$

ritornando al rendimento limite

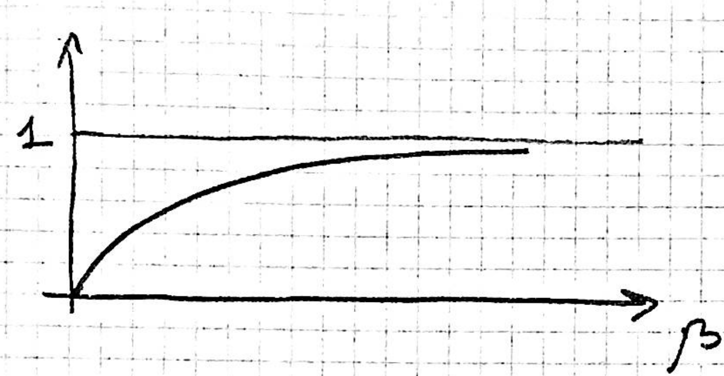
$$\eta_e = 1 - \frac{\frac{T_4}{T_1} - 1}{\frac{T_3}{T_1} - \frac{T_2}{T_1}} =$$

$$\frac{T_3}{T_1} = \tau$$

$$= 1 - \frac{\beta^{-\varepsilon}\tau - 1}{\tau - \beta^{\varepsilon}} = \eta_e$$

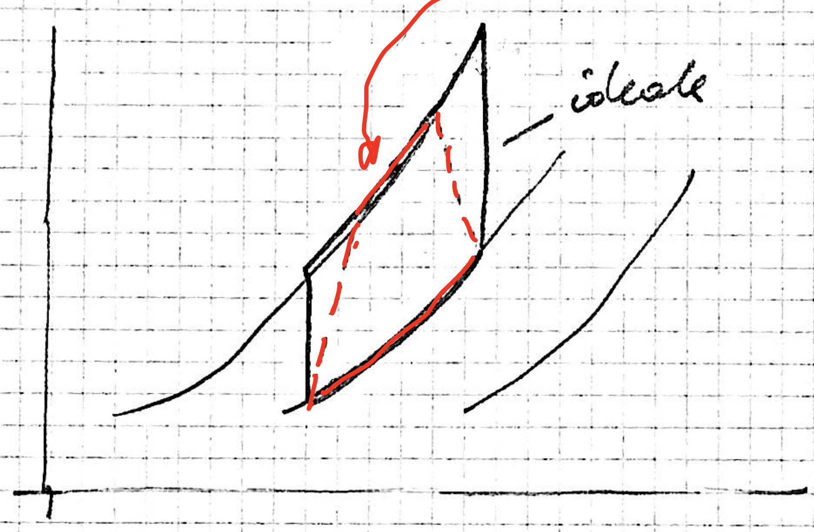
$$\frac{T_4}{T_1} = \underbrace{\frac{T_4}{T_3}}_{\beta^{-\varepsilon}} \frac{T_3}{T_1}$$

$$\eta_e = 1 - \frac{\frac{\tau - \beta^{\varepsilon}}{\beta^{\varepsilon}}}{\tau - \beta^{\varepsilon}} = \boxed{1 - \frac{1}{\beta^{\varepsilon}} = \eta_e}$$



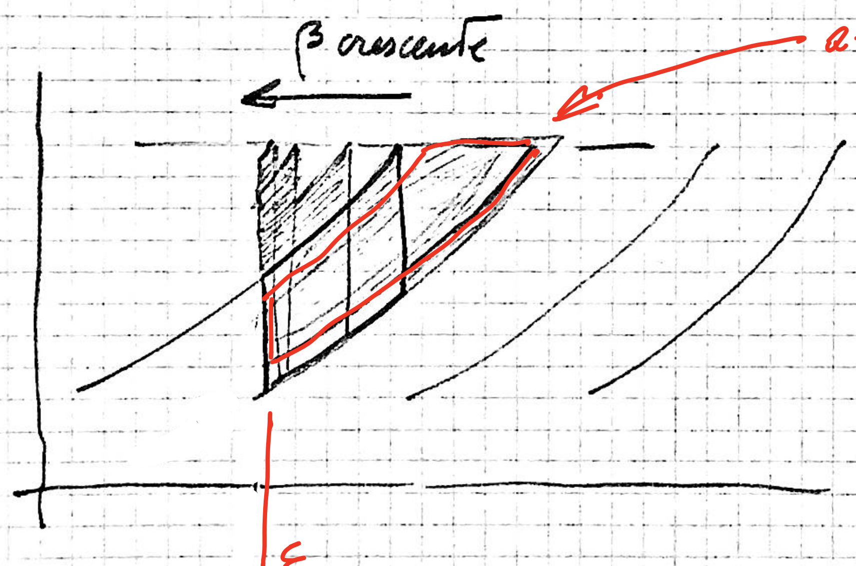
NB il rendimento non dipende dalla temperatura max ma solo dal rapporto delle pressioni

In realtà si avrà



qui $\eta_t = \dfrac{\Delta h_R}{\Delta h_S}$

La limitazione di temperatura influisce però su β nel senso che

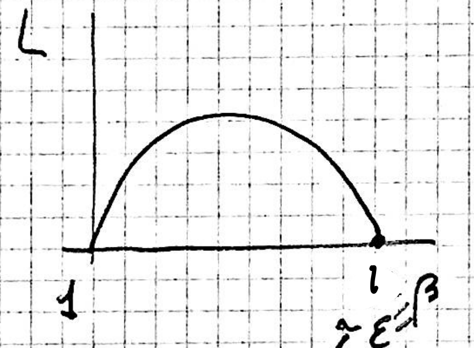


nei casi estremi si ha elevato rendimento ma produzione di lavoro nulla

56 per reversibili $dq_e = T\,dS$ calore scambiato con lo esterno

→ area è $\propto$ al lavoro

Stabilito che le due temperature estreme sono invalicabili, $\exists$ una curva che ha area massima

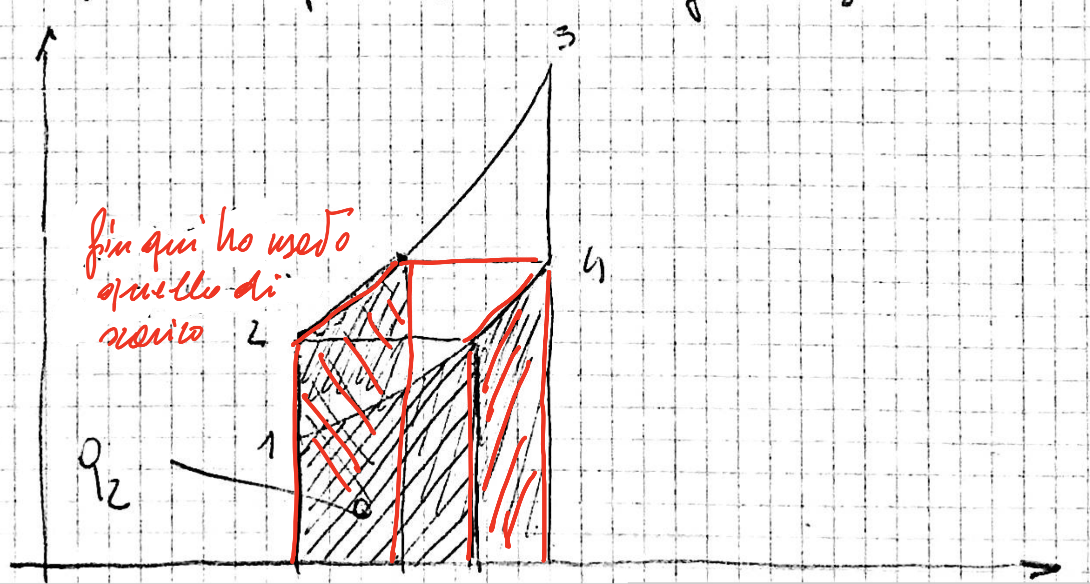


il β di mass. lavoro è quello per $\beta = \tau^{\frac{1}{2\varepsilon}}$

per $\beta = \tau^{\frac{1}{\varepsilon}}$ si ha 0

Si scrive $L = L(\beta)$ e poi si deriva. Ma perché è costante rispetto alle altre variabili?
Dimostrazione per l'esame.
$\exists$ β ottimo (4-5)

Esempio di cicli in cui conviene alzare a tutto piano t: impianti con rigenerazione



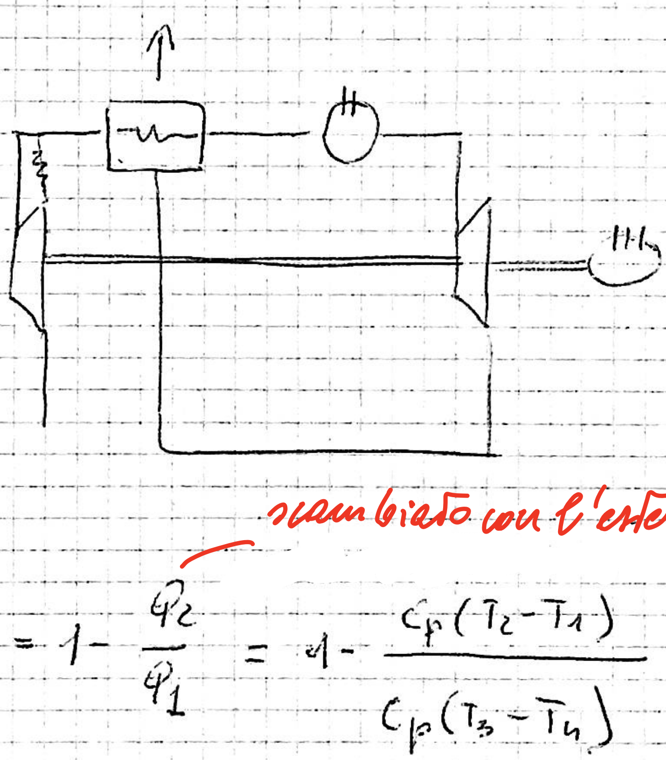
$H.P. = \frac{76}{75} C_v$ in pratica $0{,}32 \frac{Kg}{cvh}$

$$\eta_g = \frac{632}{q H_i} = \frac{632}{0{,}32 \cdot 10^4} = 0{,}197$$

Con la rigenerazione lo scarico si usa per preriscaldare

Ma ci si può servire fino alla temperatura di scarico della turbina - Si fanno spillamenti in alcuni punti della turbina -

Lo schema è questo



scambiato con l'esterno alla sorgente inferiore

$$\eta_l = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{c_p(T_2 - T_1)}{c_p(T_3 - T_4)} = 1 - \frac{T_2/T_1 - 1}{T_3/T_1 - T_4/T_1} =$$

NB qui si suppone che le due aree siano uguali e che lo scambiatore abbia $\eta = 1$

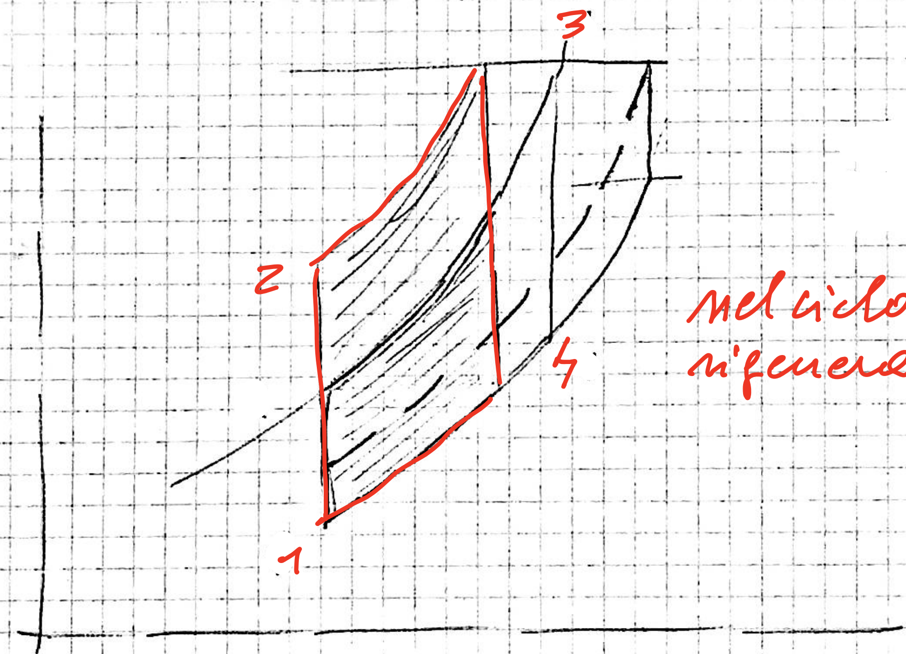
In realtà ciò non è -

$$= 1 - \frac{\beta^{\varepsilon} - 1}{\tau - \frac{\tau}{\beta^{\varepsilon}}} = 1 - \frac{1}{\tau} \frac{\beta^{\varepsilon} - 1}{\frac{\beta^{\varepsilon} - 1}{\beta^{\varepsilon}}} = 1 - \frac{\beta^{\varepsilon}}{\tau}$$

Tanto maggiore τ tanto maggiore è η_l

aumenta diminuendo β -

Vediamo di capirlo graficamente



nel ciclo rosso non è possibile rigenerare

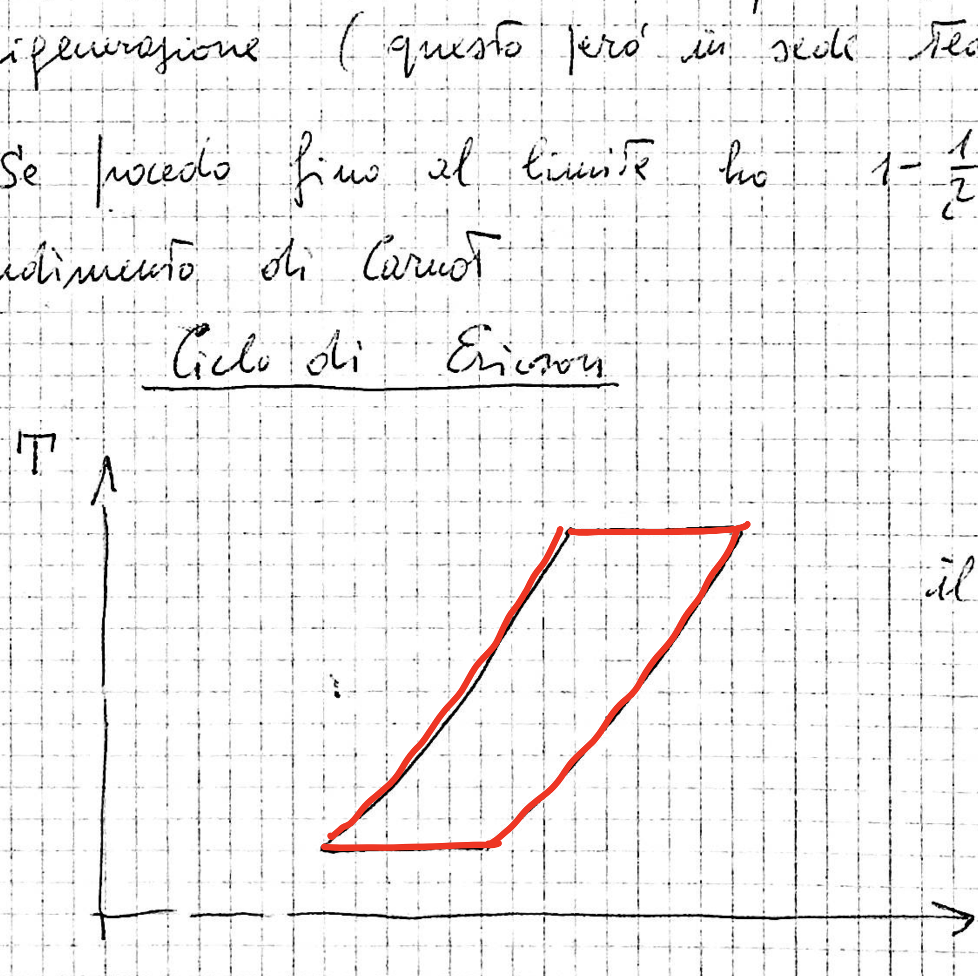
il caso limite si ha per

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{T_4}{T_1} \Rightarrow \quad \beta^{\varepsilon} = \beta^{-\varepsilon}\tau \qquad \beta^{2\varepsilon} = \tau \qquad \beta = \tau^{\frac{1}{2\varepsilon}}$$

allora ho lavoro massimo per il Tc di non rigenerazione (questo però in sede teorica).

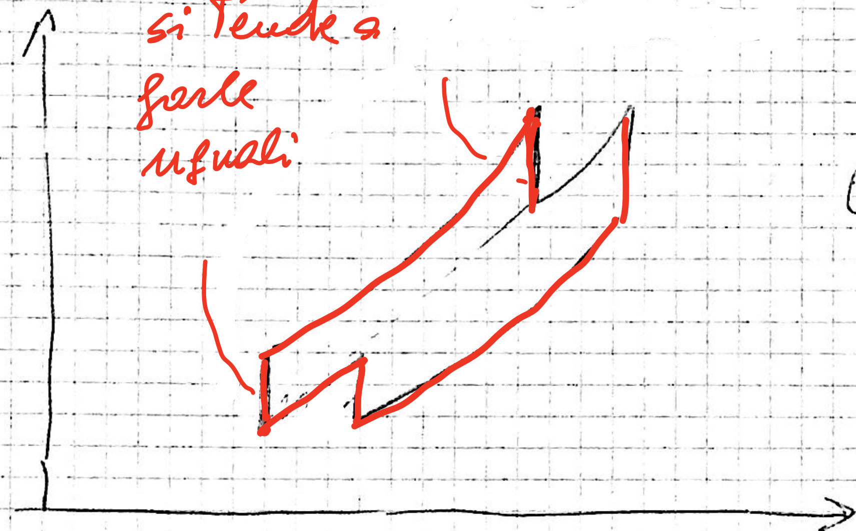
Se procedo fino al limite ho $1 - \frac{1}{\tau} = \eta_C$ che è il rendimento di Carnot

Ciclo di Ericsson



Rigenerato darebbe il rendimento di Carnot

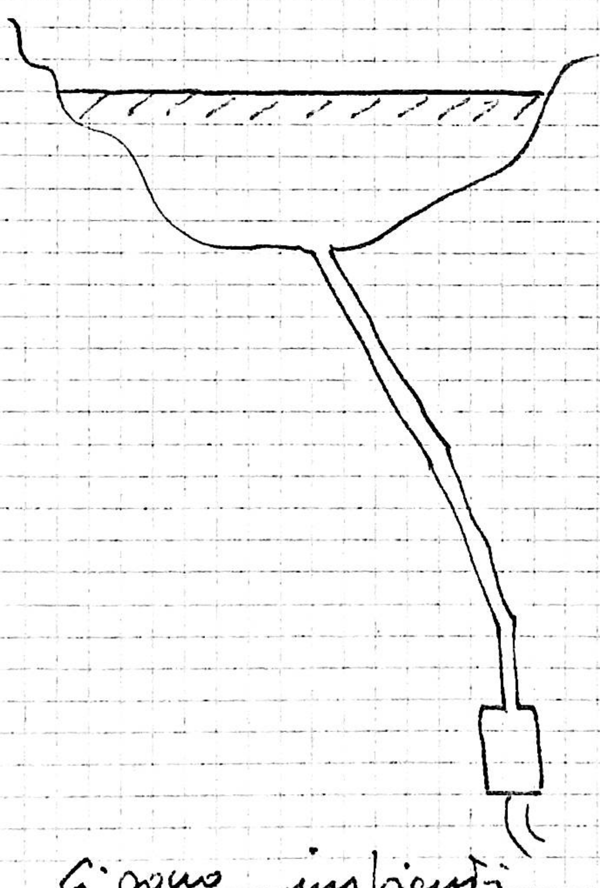
In pratica



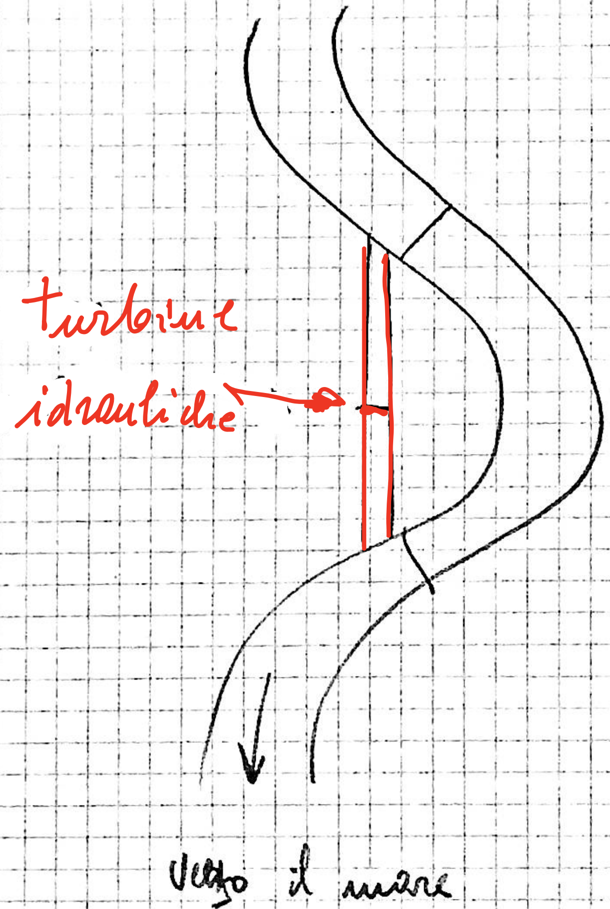
NB è come se fossero due cicli che si rigenerano uno con l'altro (ciò in sede teorica)

27-3-69

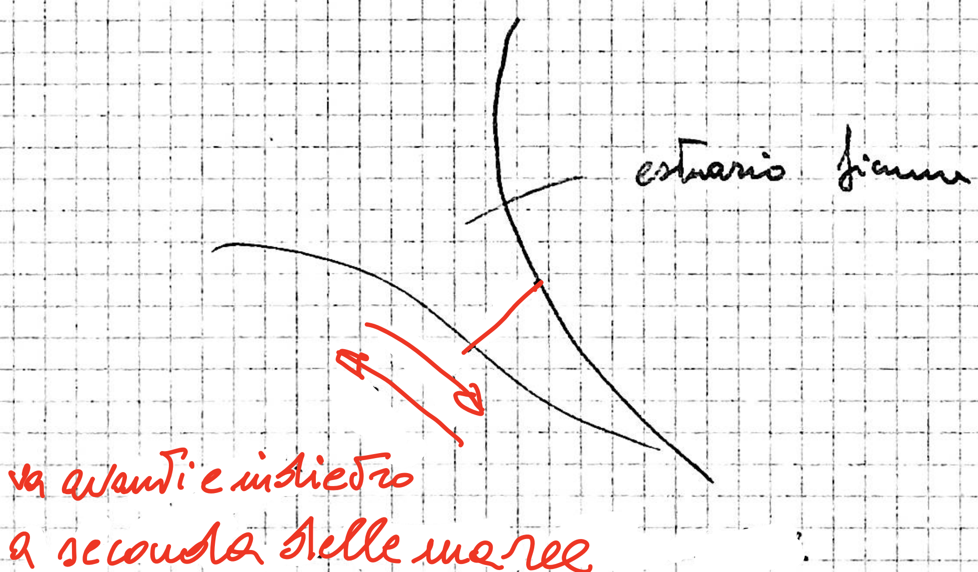
Turbine idrauliche



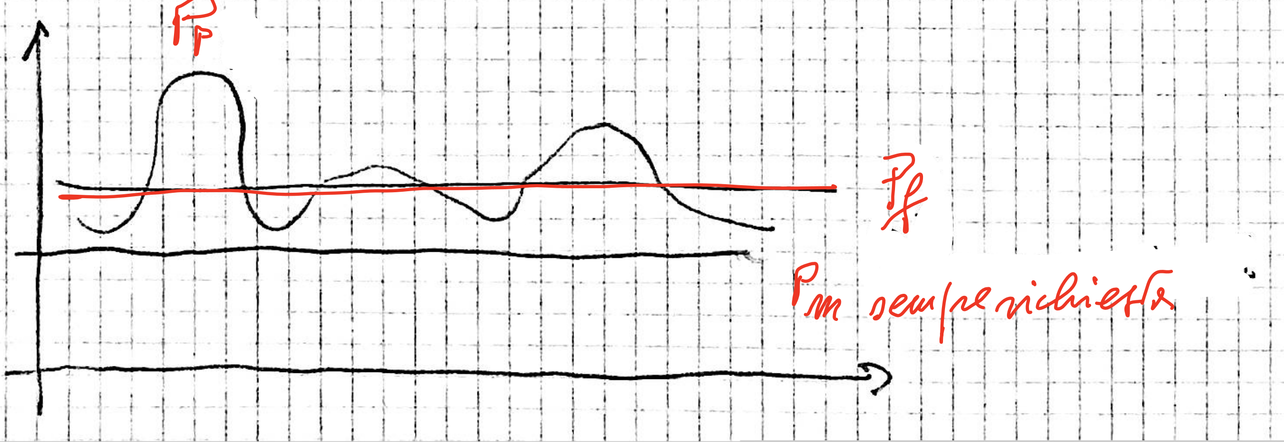
Ci sono impianti ad acqua fluente



Ci sono impianti a maree (Manica)



Supponiamo di avere questa richiesta di potenza



P_m si dà con impianti a vapore

P_f può essere data da un impianto ad acqua fluente perchè per avere buon rendimento tutto il fiume deve passare nel tubo. Anche se è in eccesso ciò non danneggia perchè la si può usare per innalzare acqua in qualche bacino.

P_p gli impianti a bacino sono impianti di P_p. Inoltre essi funzionano anche in regolazione

Le turbine a bacino danno energia più pregiata. È sempre disponibile.
Allora si paga un tot sulla energia impegnata sulla parola.

1 Kg che cade da 427 m si scalda di 1 grado.
da 1 Kg di H_2O che casca da H si può ottenere:
intanto c'è mgH

$mgH = E_t$ energia teorica.

ora vediamo l'energia per m² di superficie di bacino -
Se si svuota di 1 m ogni m² ho 1 m³

quindi $E_t = \frac{9,8\, H}{3600}$ $\frac{KWh}{m^3}$

$E_t = \rho V g H$

$\boxed{28-3=65}$

18 Aprile appello
4 Maggio

la quistione di cui è energia per m³ H_2O

$$E_t = \frac{9,81\, H_o}{3600}$$

non tutta si può convertire

$$\boxed{\eta = \eta_o\, \eta_i\, \eta_m}$$

tubazioni interno

effettiva sull'asse della macchina

il rendimento globale è

$$\boxed{\eta = \frac{P_{effettiva}}{P_o}}$$

quindi $E = \frac{9,81\, H_o}{3600}\, \eta$

si arriva fino a 0,85 ; 0,86

calcolando $E = \frac{H_0}{500}$ KWh/m^3

Pensando alla potenza si introduce la portata

$$\boxed{P_0 = g H_0 \rho \varphi}$$

densità

portata volumetrica

$$\boxed{P_{ef} = g H_0 \rho \varphi \eta}$$

φ m^3/s H_0 m

P_0 in $KW = 9{,}81\ \varphi H_0$ il mille si è semplificato con $\rho = 1000$

se la vogliamo in cavalli si moltiplica per 1,36

$P_{CV} = 13{,}3\ \varphi H_0 \eta$

Se passiamo al sistema Tecnico (forza ...)

$H_m = H_0 \eta$

$P = \rho H_m g \varphi$

abbiamo metere in Kg m/sec

64

φ m^3/s $\quad$ ρ $\frac{Kg\ Galileo}{m^3}$ $\quad$ $\frac{1000}{9,8}$

H_u m

g m/s^2 $\quad$ $\frac{\text{Galileo}}{i}$ = l'unità di massa.

1 Galileo = 9,8 Km

$$\boxed{P_{\text{Tecnico}} = 1000\ \varphi\ H_u}$$

in cavalli

$$\boxed{P_{CV} = \frac{1000}{75}\ \varphi\ H_u}$$

da sapere

$\rho = 102\ \frac{\text{Galileo}}{m^3}$

$g = 9,8$

$Kgm/s = CV$

Parametro importante / individua il tipo di macchina

n^0 giri specifico

Combinando salti e portate ci sono importanti dimensioni

$$\boxed{n_s = n \frac{P^{1/2}}{H^{5/4}}}$$

si dà in giri/min

si dà con potenza in CV   H in metri

Formula di Camerer

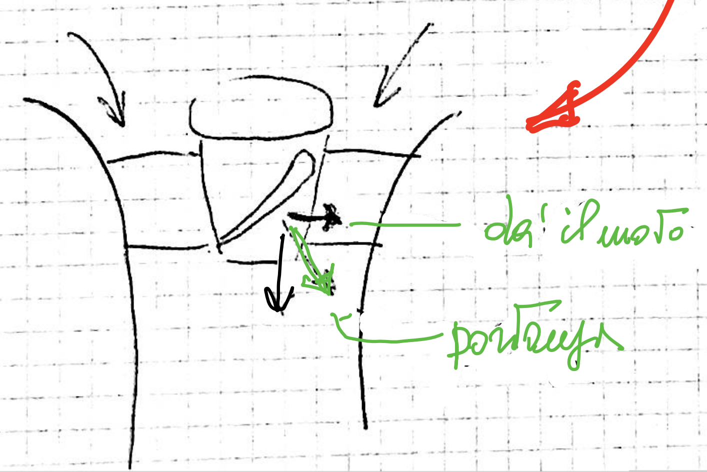
Si può scrivere con la portata   n giri/1'

$$\boxed{n_s = 3{,}65\, n \frac{Q^{1/2}}{H^{3/4}} \eta^{1/2}}$$

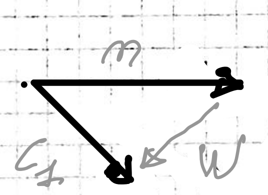
$$n_s \begin{cases} 35 \div 50 & \text{Pelton} \\ 50 \div 500 & \text{Francis} \\ \longrightarrow & \text{Kaplan} \end{cases}$$

$\frac{n}{c_1} \simeq 0{,}5$

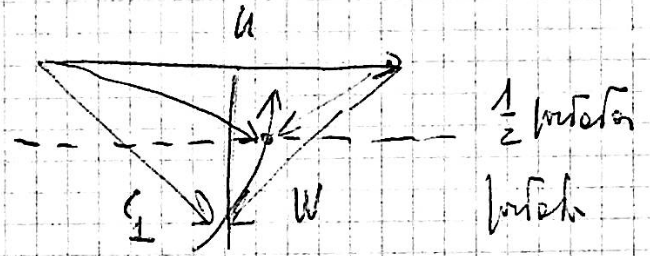
3000 giri per avere 50 Hz



si crea una portanza

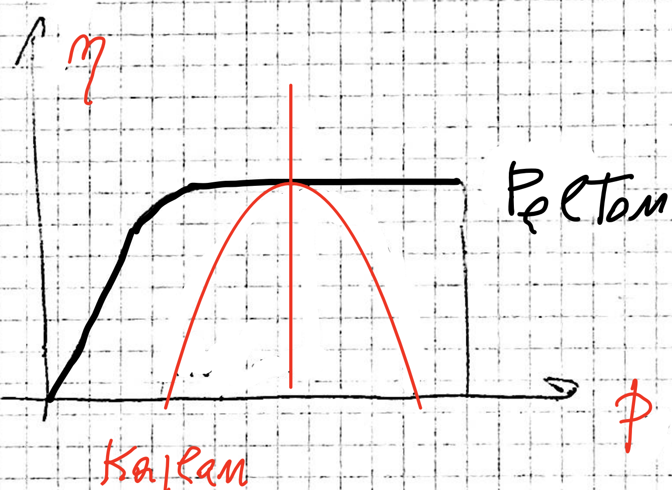


$\frac{u_{01}}{c_1} \simeq 1{,}2 \div 1{,}5$



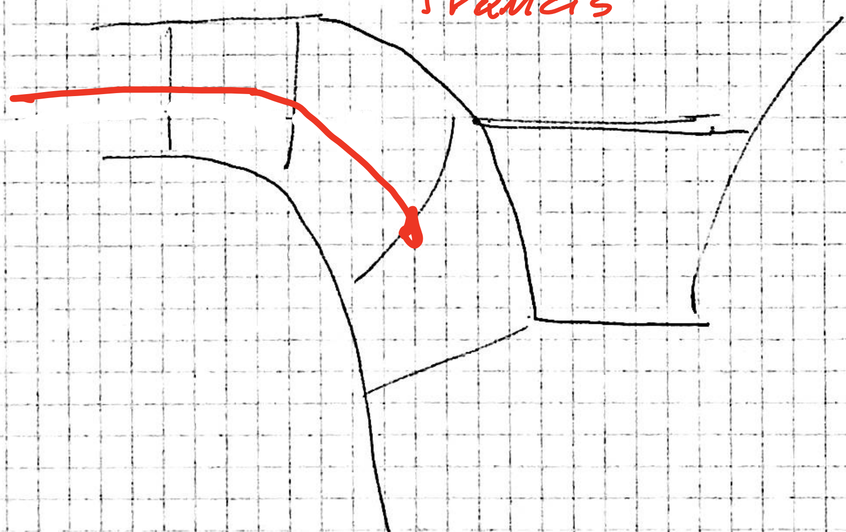
diminuendo l'angolo la portata diminuisce

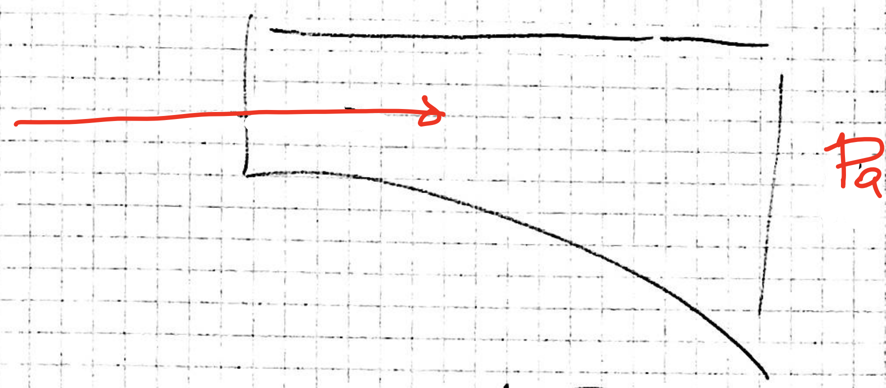
Quindi non sarebbero adatte in regolazione



Si risolve col passo variabile

Francis





qui aumentiamo del termine $\Delta H = \frac{\Delta p}{\gamma}$

essendoci bassa pressione si può avere cavitazione.

Se i gas sciolti in H_2O hanno una p parziale =

= p di H_2O $\Longrightarrow$ si formano bolle