

StuDocu.com

Termodinamica - Appunti Programma completo

Termodinamica applicata e trasmissione del calore (Politecnico di Torino)

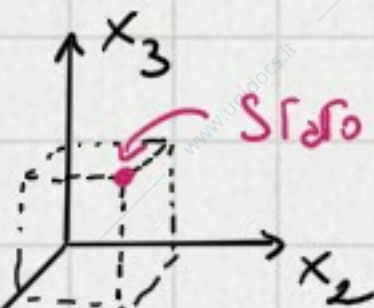
• Sistema Termodinamico

- La materia contenuta è omogenea (Le
- Nel corso ci si concentra su sistemi
- Delimitato da una "superficie di contorno" il quale si hanno interazioni (scambi
- S. Termodinamico + Ambiente = Universo

- Proprietà Termodinamiche : grandezze che
 - Temperatura T
 - Pressione P
 - Entalpia H
 - Entropia S

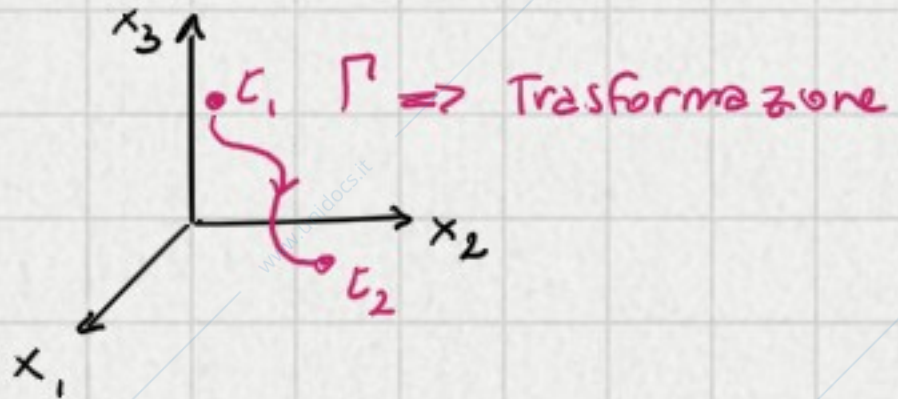
→ è possibile - delle proprietà indipendenti

- Stato Termodinamico : valori delle prop. ind.
 - si può rappresentare lo stato term.



Stato Termodinamico

- **Equilibrio termodinamico** : Stato con p, T
- **Processo termodinamico** : variazione dello
 Tempo \Rightarrow e' noto se sono note le espre



- un processo P può essere **composto**

$$\Sigma (\Gamma_{1,2}) = \Sigma (\Gamma_{2,1}) \rightsquigarrow$$

↑
Stato Termodinamico

- un processo P può essere **ciclico**
- un processo P_i (d. P) si dice in

• C_i sono delle grandezze associate

Azioni Termodynamiche

• Calore

- Energia scambiata Tra S ed ext (non per l'azione di forze ma solo

• Definizione

- Processo P con sottoprocesso P' che

Si definisce flusso termico $\phi = \frac{Q}{\Delta t}$

il flusso termico in funzione del tempo

- A questo punto il calore si definisce

- Unità di misura Joule $[J] = [kg \frac{m^2}{s^2}]$

- Grandezza specifica \rightarrow calore per unità

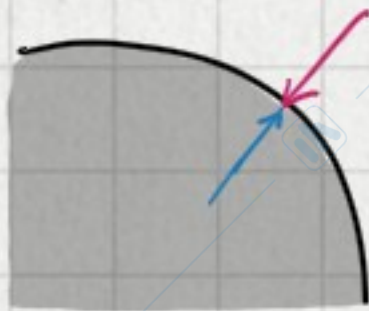
$$[\phi] = \left[\frac{J}{s} \right] = [W]$$

\hookrightarrow ϕ per unità di massa

- Convenzione di segno per scambi: S - Amb

$$Q, \phi > 0$$

• Forze di superficie



$$F^S \leftarrow \text{superficie}$$

$$F_{SE}^S \leftarrow \quad S \rightarrow \text{ext}$$

↑
sist.

↑
contorno

↑
ext

- Per il principio di az-reaz F_{ES}^S
 \hookrightarrow Si ha un equilibrio dinamico

$$L_{ES}^S(P) + L_{SE}^S(P) = 0$$

$$W_{ES}^S(P) + W_{SE}^S(P) = 0$$

• Forze a distanza

- Sempre per il principio di az-reaz

$$L_{ES}^D(P) + L_{SE}^D(P) = 0$$

$$W_{ES}^D(P) + W_{SE}^D(P) = 0$$

- Se il campo delle forze è conservativo
 campo che permette di esprimere scambi

questa funzione: E_P

$$L_{ES}^D(P) = -\Delta E_P, \quad W_{ES}^D(P)$$

• ω
**

\Rightarrow unendo *
nelle ipotesi:

$$W_i^{lin} = P$$

\rightarrow in forma di la

$$L_i^{lim}(P) = \int_0^{\infty}$$

ipotizzando de

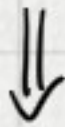
$$L_i^{lim}(P) = \int_0^{\infty}$$

integrale rispetto

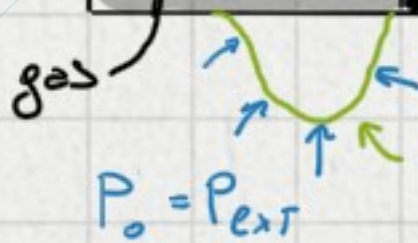
→ $W_{SE}^s(t) + \frac{dE_p}{dr} + \frac{dE_c}{dr} - W_i(t)$ ← assumendo la F^D

→ dato che $W_i(t) = W_i^{lin}(t)$

→ $W_{SE}^s(t) + \frac{dE_p}{dr} + \frac{dE_c}{dr} + W_a$



Tutta la P
 $W_c(t)$



cedimento della superficie

→ Si può scrivere $W_{SE}^s(t)$

→ $W_c(t) + W_o(t) + \frac{dE_p}{dr} + \frac{dE_c}{dr}$

- In forma potenza

$$W_c(t) = p \frac{dV}{dt} = W_o(t) - W$$

CALORIMETRIA DEI FLUIDI OMOGENEI

- Lavoro

- Considerando un ST in condizione

$$\rightarrow W_{SE}(t) - \frac{dE_c}{dt} = W_i(t)$$

$$\rightarrow W_{SE}(t) = W_i(t) = W(t)$$

- Espressione per fluidi omogenei

$$\rightarrow W(P) = p \frac{dV}{dt}$$

in forma lavoro $L(P) = \int_{V_1}^{V_2} p \frac{dV}{dt} dt$

$$\rightarrow L(P) = \int_{V_1}^{V_2} \tilde{L}$$

- Significato fisico

- Trasformazione isoterma →

$$\rightarrow \lambda_v = \frac{\tilde{Q}}{dV}$$

ovvero è una trasformazione

$$[\lambda_v] = \frac{J}{m^3} = \frac{N}{m^2} \text{ (come pressione)}$$

- C_v → Capacità Termica a volume

- Trasformazione isocora

$$\rightarrow \tilde{Q} = C_v dT \rightarrow C_v$$

- Significato fisico → calore scambiato

in una trasformazione

- $[C_v] = \frac{J}{K} \rightarrow$ estensiva →

$$[c_v] = \frac{J}{kg K}$$

- passando al calore per unità

$$Q(P) = \int_{\Gamma} \phi(T) d\Gamma = \int_{\Gamma} \left(\lambda_P \frac{dP}{dT} \right) d\Gamma$$

essendo $Q(P) = \int_{\Gamma} \tilde{Q}$

$$\Rightarrow \tilde{Q} = \lambda_P dP + C_P dT$$

- $\lambda_P = \frac{Q}{P}$

calore scambiato
a T costante

$$[\lambda_P] = \frac{J}{Pa} = \frac{Nm}{\frac{N}{m^2}} = m^2$$

- $C_P = \frac{Q}{dT}$

calore scambiato
a P costante

$$[C_P] = \frac{J}{K} \rightarrow \text{est}$$

$$[c_p] = \frac{J}{kg K}$$

- Dalla Teoria cinetica dei gas si e

N° atm	c_p	c_v
1	$\frac{5}{2} R^*$	$\frac{3}{2} R^*$
2	$\frac{7}{2} R^*$	$\frac{5}{2} R^*$
3	$4 R^*$	$3 R^*$

- Espressioni del calcolo di calore e l

CALORE

$$Q = \int_{\Gamma} \langle \lambda_v dV + C_v dT \rangle$$

$$Q = \int_{\Gamma} \langle \lambda_p dP + C_p dT \rangle$$

→ con grandezze specifiche $q = \frac{Q}{m}$

$$q = \int_{\Gamma} \langle \lambda_v dV + c_v dT \rangle$$

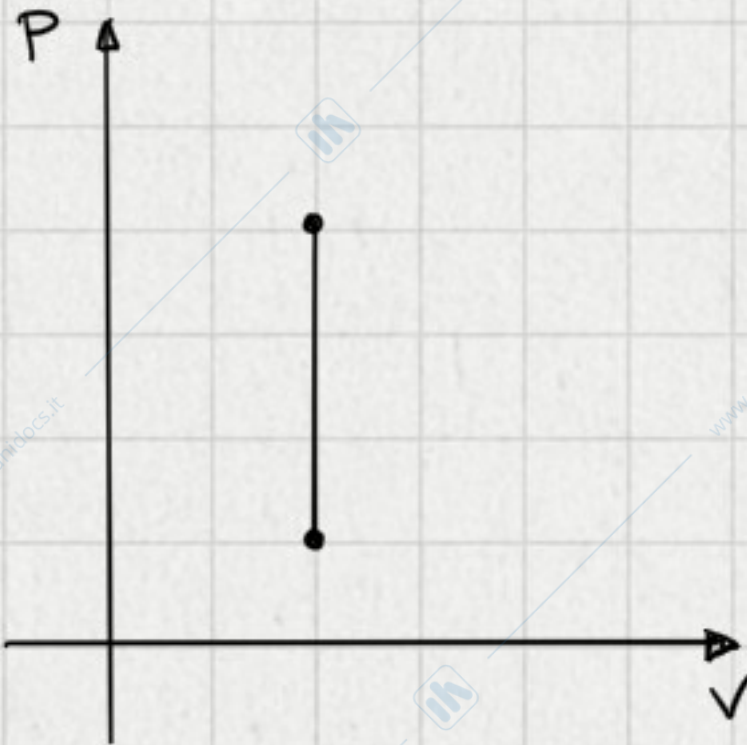
Volume massico ↑ calori:

$$= \int_{\Gamma} \langle -v dp + R^* dT \rangle$$

- Trasformazioni: elementari applicate a
 - isobara, isocora, isoterma, adiabatica e
 - sono descritte in un piano degli stati

• ISOCORA

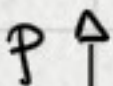
$$V_1 = V_2 = \text{cost} \rightsquigarrow dV = 0$$



- lavoro \rightsquigarrow
- calore \rightsquigarrow

• ISOBARA

$$P_1 = P_2 = \text{cost}$$



• lavoro \rightsquigarrow

• ADIABATICA

$$Q(P) = 0 \quad \rightsquigarrow \quad \phi(\tau) = 0 \quad \forall \tau$$

$$\begin{cases} \phi(\tau) = \frac{\phi(\tau)}{M} = \lambda_v \frac{dv}{d\tau} + c_v \frac{dT}{d\tau} \\ \psi(\tau) = \lambda_p \frac{dp}{d\tau} + c_p \frac{dT}{d\tau} = 0 \end{cases}$$

Nei gas ideali: $\lambda_v = p$, $\lambda_p = -v$

$$\rightarrow -v \frac{dp}{d\tau} + c_p \left(-\frac{p}{c_v} \frac{dv}{d\tau} \right) = 0$$

$$-v \frac{dp}{d\tau} = \frac{c_p}{c_v} p \frac{dv}{d\tau}$$

$$\frac{dp}{p} + \gamma \frac{dv}{v} = 0$$

\rightsquigarrow integrare Tra stato termodinamico

$$\ln(p) + \gamma \ln(v) = \ln(p_1) + \gamma \ln(v_1)$$

$$\rightsquigarrow p v^\gamma = p_1 v_1^\gamma \quad \rightsquigarrow p v^\gamma$$

$$= \frac{P_1 V_1}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{\gamma} \right]$$

$$\leadsto l(P) = \frac{P_1 V_1}{\gamma - 1}$$

$$V_1 > V_2$$

$$V_2 > V_1$$

Dato che $P_1 V_1^{\gamma} = P_2 V_2^{\gamma}$

$$\leadsto l(P) =$$

• POLITROPICA

$$\tilde{q} = \frac{\tilde{Q}}{M} = \lambda_V du + c_V d\bar{T}$$

si può generalizzare $\tilde{q} = c dT$

TRASFORMAZIONI

CARATTERI

- isobara
- isocora
- isoterma
- adiabatica

$$p = \text{costante}$$

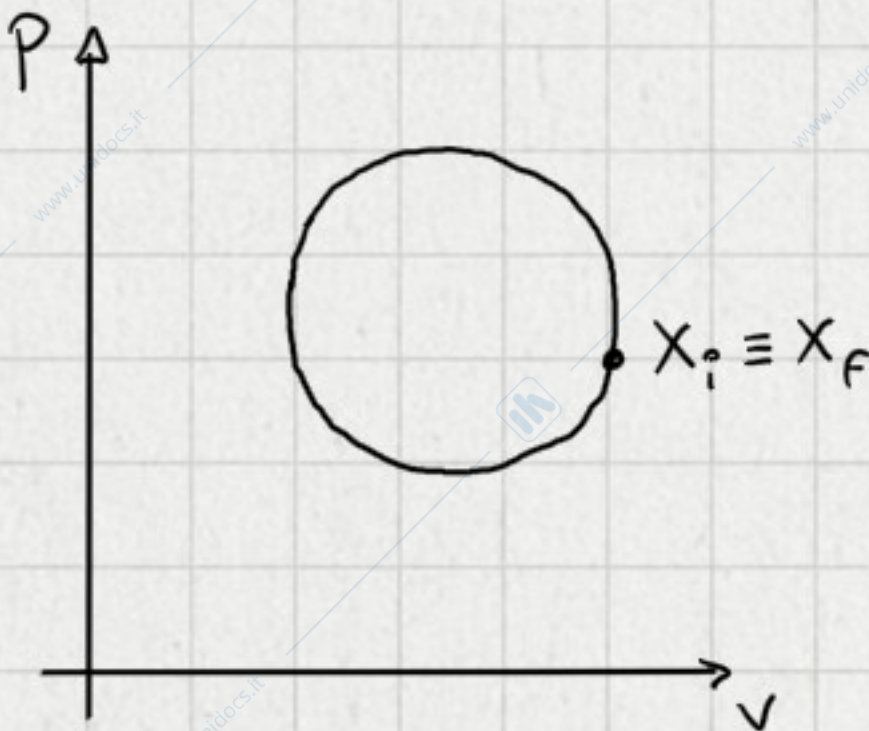
$$V = \text{costante}$$

$$T = \text{costante}$$

$$Q = 0$$

PRIMO PRINCIPIO DELLA TERMODINAMICA

- Ipotesi di sistema chiuso
- Forma assiomatica per una Trasformazione



$L(c)$

- Passaggio a processi non ciclici
- Dal calcolo vettoriale delle azioni risultano

- È possibile definire una grandezza delle precedenti:

Entalpia $H = U + pV$

- È estensiva → grandezza specifica
- Forme differenziali:

$$dH = dU + d(pV) = dU + p dV + V dp$$

$$dh = du + d(pv) = du + p dv + v dp$$

INTRODUZIONE ALLE MACCHINE TERMICHE

- Sono enti ingegneristici il cui funzionamento è con l'ambiente esterno
- In queste macchine si basano su di esse le condizioni di gradiente iniziale

- La classificazione delle macchine Termiche si basa su:
 - $L_n > 0$ motore (produce lavoro)
 - $L_n < 0$ macchina operatrice (riceve lavoro)

• Per la macchina operatrice

• Frigorifero

efficienza \rightarrow efficienza

• Pompa di calore

efficienza \rightarrow coefficient

SECONDO PRINCIPIO DELLA TERMODINAMICA

• Introdotto per sistemi chiusi

• Legato al concetto di Trasformazione reversibile

• Forma assiomatica

• considerando un S. Termodinamico che percorre
e' soggetto ad un valore massimo definito

$$\phi_{MAX}(t) = T$$

$$\rightarrow \phi(t) \leq T$$

dove S e' una grandezza Termodinamica

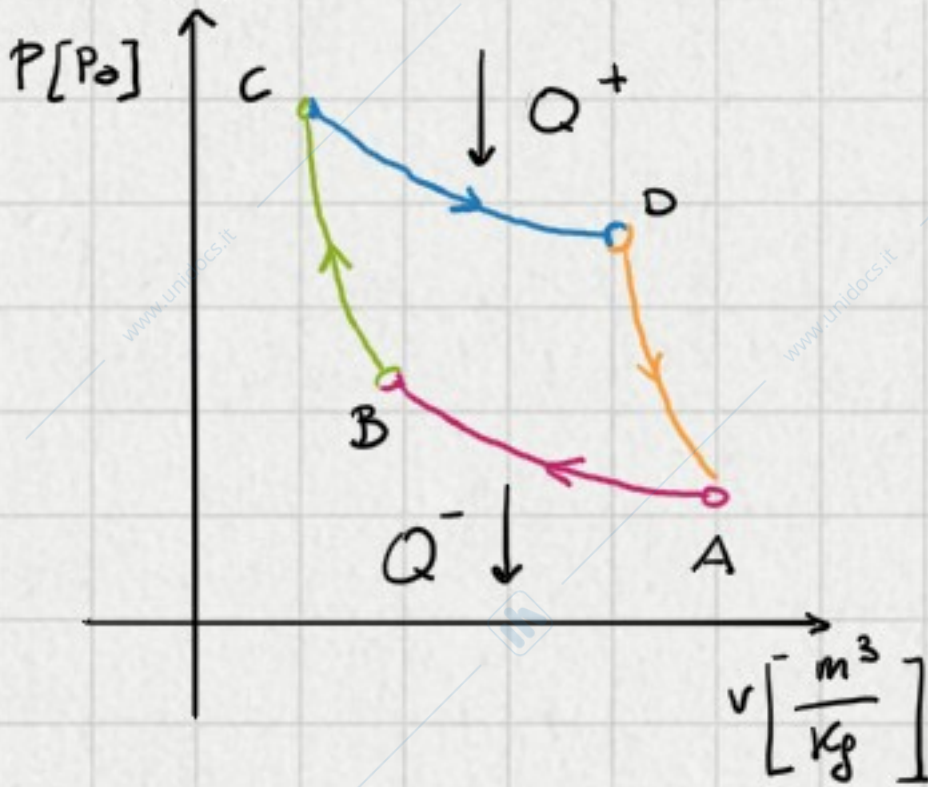
Forma lavoro $Q(P) \leq \int T$

CICLO DI CARNOT

• Ipotesi:

il ciclo è percorso da un fluido che non

• Ciclo



• 4 trasformazioni

Γ_1 : isoterma

$\tilde{q} = \lambda$

Γ_2 : adiabata

$\tilde{q} = 0$

Γ_3 : isoterma

$\tilde{q} = \lambda$

Γ_4 : adiabata

$\tilde{q} = 0$

• Applicazione del secondo principio

$$\Delta S \geq \int_{\Gamma} \frac{\phi}{T} d\Gamma$$

• applicazione ad un ciclo chiuso, reversibile

Relazioni Termodinamiche

- Ipotesi: Fluidi che non presentano irreversibilità
- Energia interna

$$U = U(V, T)$$

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T dV + \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT$$

$$\rightarrow \text{essendo } dU = \tilde{Q} - \tilde{L} = \left[\lambda_V dV + \dots \right]$$

$$\rightarrow \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T = \lambda_V - p, \quad \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V = \dots$$

$$\rightarrow \text{in Termini massici } \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T = \dots$$

- Entalpia

$$H = H(p, T)$$

$$dH = \left(\frac{\partial H}{\partial p} \right)_T dp + \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_p dT$$

$$\rightarrow \text{essendo } H = U + pV \rightarrow dH = \dots$$

$$\rightarrow dH = \left(\dots \right)_p dT + \dots$$

$$\textcircled{2} \quad S = S(p, T)$$

$$dS = \left(\frac{\partial S}{\partial p} \right)_T dp + \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_p dT$$

$$\rightarrow \text{essendo} \quad dS = \frac{\tilde{Q}}{T} \quad \text{con} \quad \tilde{Q}$$

$$\rightarrow dS = \frac{\chi_p}{T} dp + \frac{C_p}{T} dT$$

$$\left(\frac{\partial S}{\partial p} \right)_T = \frac{\chi_v}{T} \quad \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_v = \frac{C_v}{T}$$

$$\rightarrow \text{in forma massica} \quad \left(\frac{\partial s}{\partial v} \right)_T = \frac{c_v}{T}$$

INTRODUZIONI ALTRI DUE POTENZIALI

- Energia libera di Helmholtz $F = U - T \cdot S$
- Energia libera di Gibbs $G = H - T \cdot S$

RELAZIONI DIFFERENZIALI TRA I VARI POTENZIALI

- Relazioni di Maxwell

• Entalpia

$$dH = \left(\frac{\partial H}{\partial P}\right)_T dP + \left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_P dT = (\lambda_P + V) dP$$

$$\bullet \left(\frac{\partial H}{\partial P}\right)_T$$

$$\tilde{q} = du + p dv = dh - v dp = T ds$$

derivando rispetto a p a $T = \text{cost}$

$$T \left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T = \left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T - v \longrightarrow \left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T$$

x Maxwell
→

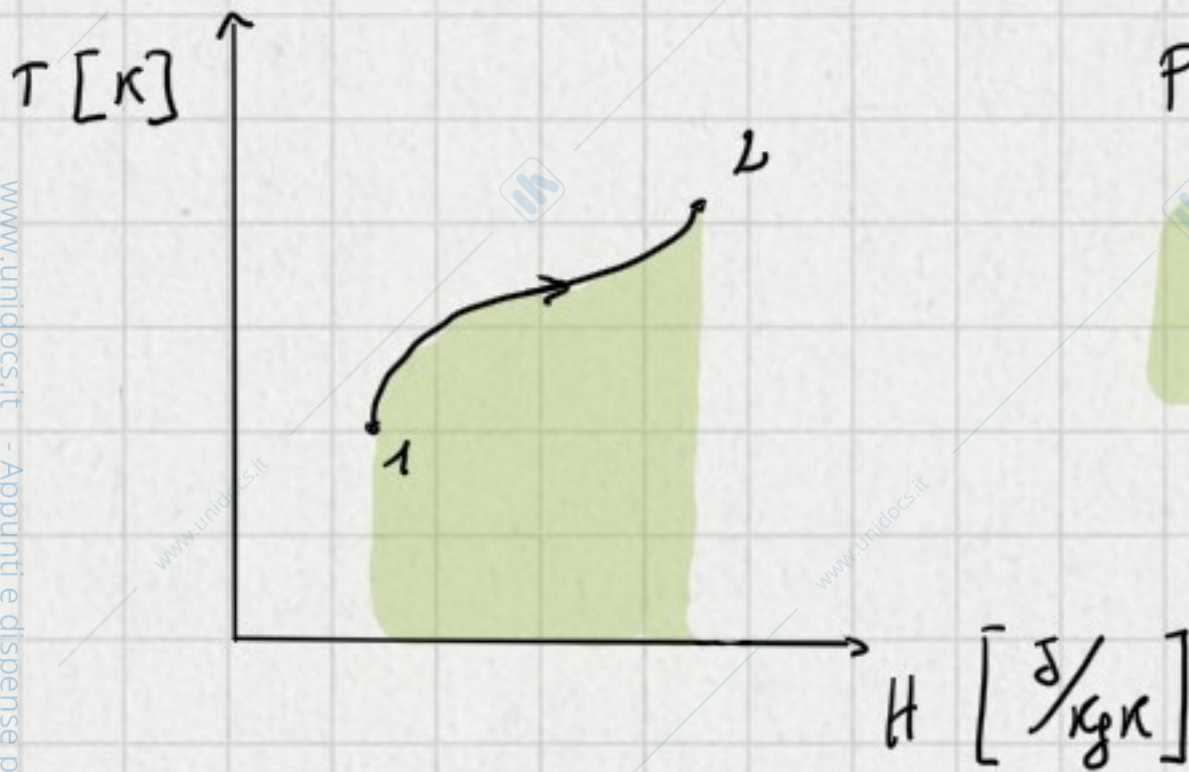
$$\left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T = -T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P + v$$

$$\longrightarrow \lambda_v = -T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P$$

➔ Applicando ad un gas ideale

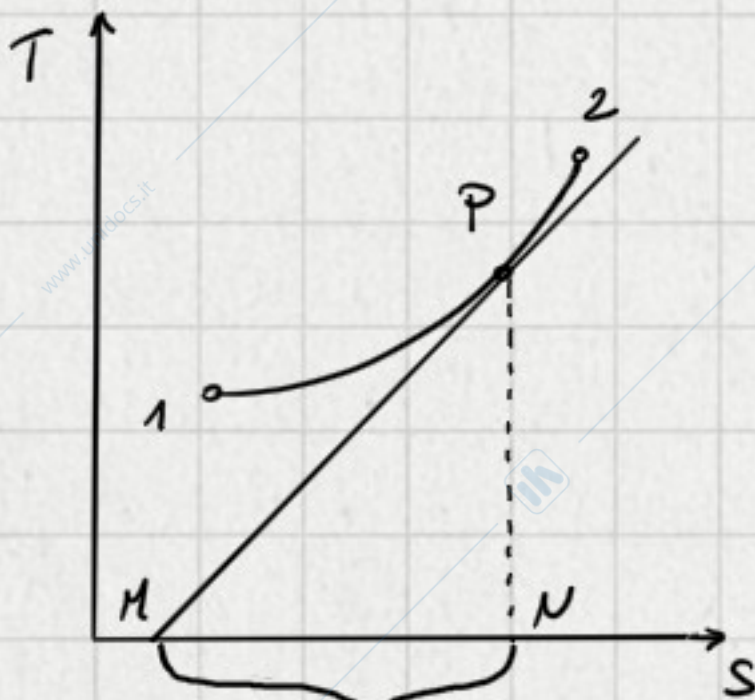
$$\bullet \lambda_v = T \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v = T \frac{R^*}{v} = p$$

PIANO DI GIBBS



Per fluidi

$$q = \int_1^2 T \frac{dH}{T}$$



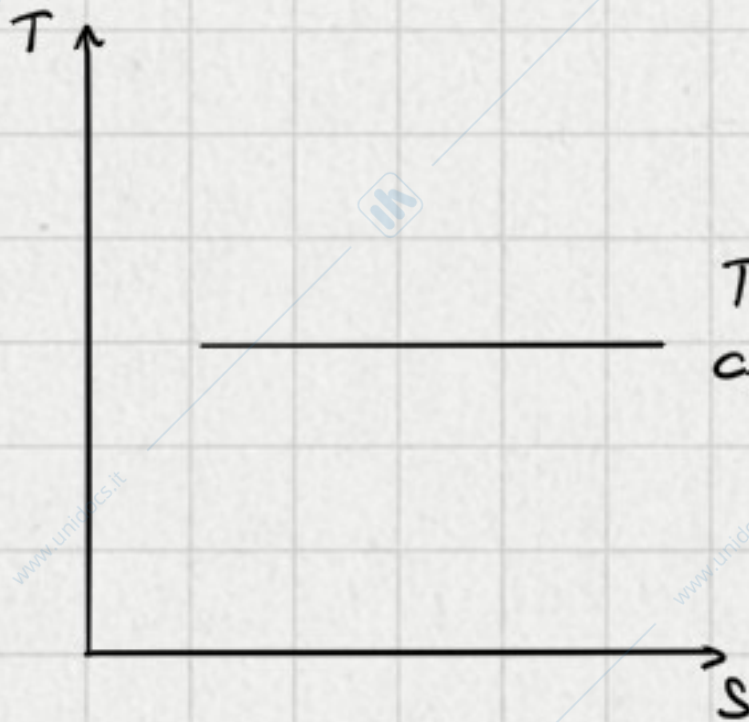
$$\frac{dT}{dS} = \frac{PN}{MN}$$

con $MN =$

sotto tangente
della trasformazione

$\rightarrow \equiv$ calore specifico

• isoterma

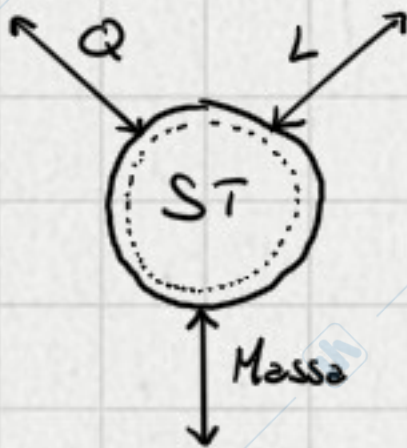


• ad



SISTEMI APERTI

• prevedono anche scambi di materia



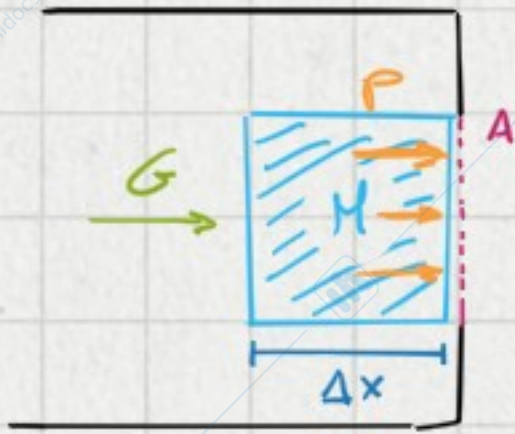
----- = superficie di controllo del sistema

• Si introduce il
la quantità di massa

$$\rightarrow G = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta M}{\Delta t} \right)$$

o anche $G = \rho A$

↑
↑
se



$$L_{sp} = p A \Delta x$$

$$\Rightarrow W_{sp} = (pV)G$$

→ per n condotti

Da (*) deriva che

$$W_{sp} \approx \sum_{k=1}^n \pm (pV)_k G_k =$$

$$= \sum_{k=1}^n \pm (pV)_k \lim_{\Delta C \rightarrow 0} \frac{M_k}{\Delta C}$$

$$\approx \lim_{\Delta C \rightarrow 0} \frac{\sum_{k=1}^n \pm (pV)_k \cdot M_k}{\Delta C} =$$

$$= \lim_{\Delta C \rightarrow 0} \sum_{k=1}^n \pm \frac{(pV)_k}{\Delta C} =$$

$$= \lim_{\Delta C \rightarrow 0} \frac{(pV)}{\Delta C} = \frac{d(pV)}{dC}$$

• Primo principio della Termodinamica

$$\phi(t) - W_{SE}(t) = \frac{dU}{dt} + \frac{dE_c}{dt}$$

$$\phi(t) - W_{SE}^s(t) = \frac{dU}{dt} + \frac{dE_c}{dt} + \frac{d\delta p}{dt}$$

• considerando $d\phi$ per i s. aperti:

$$\bullet W_{SE}^s = W_c + W_o + W_{sp}$$

$$\bullet \frac{dE_c}{dt} = \left(\frac{dE_c}{dt} \right)_{vc} + \sum_{k=1}^n \pm G_k e_{ck}$$

$$\bullet \frac{d\delta p}{dt} = \left(\frac{d\delta p}{dt} \right)_{vc} + \sum_{k=1}^n \pm G_k e_{pk}$$

↑ volume di controllo

$$\bullet \frac{dU}{dt} = \left(\frac{dU}{dt} \right)_{vc} + \sum_{k=1}^n \pm G_k u_k$$

$$\Rightarrow \phi(t) - [W_c(t) + W_o(t) + \sum \pm$$

- Secondo principio della Termodinamica

$$\frac{dS}{dU} = \frac{\phi(T)}{T} + \sum_{irr}$$

- considerando che

- $\left(\frac{dS}{dU}\right) = \left(\frac{dS}{dU}\right)_{vc} + \sum_{k=1}^n \pm G_k S_k$

$$\Rightarrow \left(\frac{dS}{dU}\right)_{vc} + \sum \pm G_k S_k = \frac{\phi(T)}{T} + \sum_{irr}$$

- ipotesi:

- regime stazionario $\left(\frac{dS}{dU}\right)_{vc} = 0$

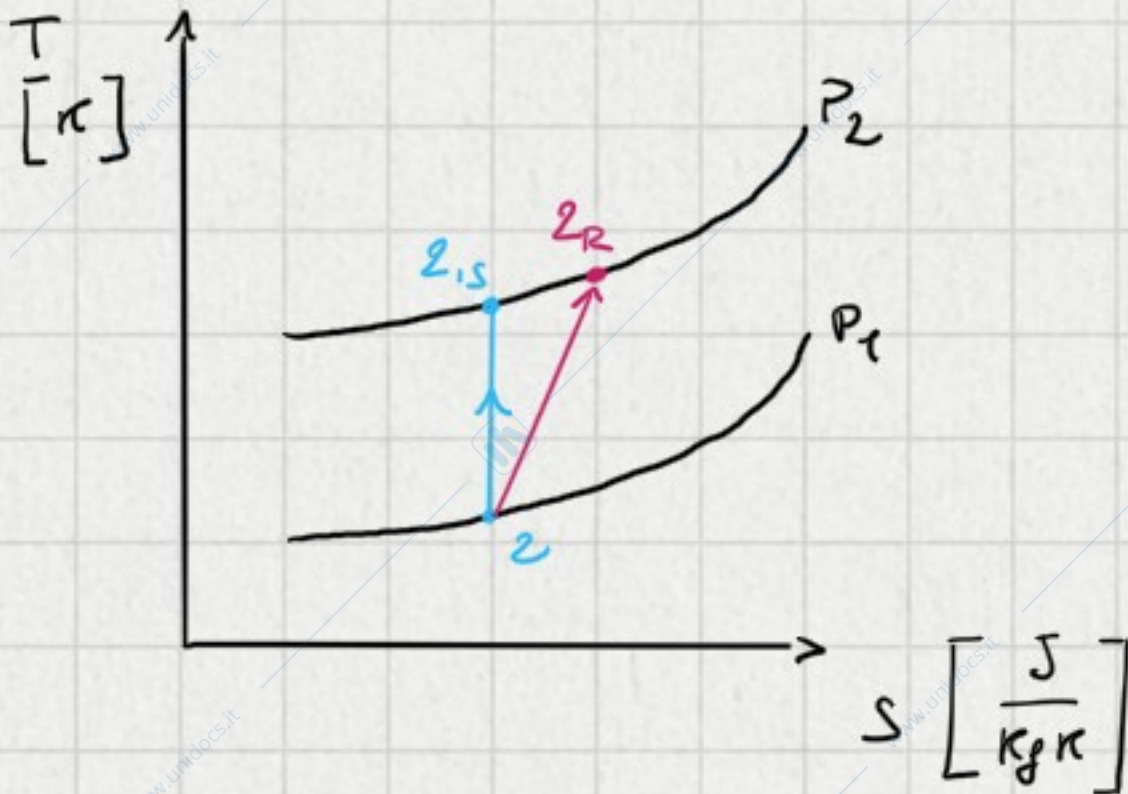
- Se un solo IN e un solo OUT

- S. adiabatico $\phi(T) = 0$

$$\rightarrow S_{OUT} = S_{IN} \text{ solo nelle}$$

$$\rightarrow l_c = c_p T_1 \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right) = c_p (T_1 - T_2)$$

• Compressione adiabatica sul piano



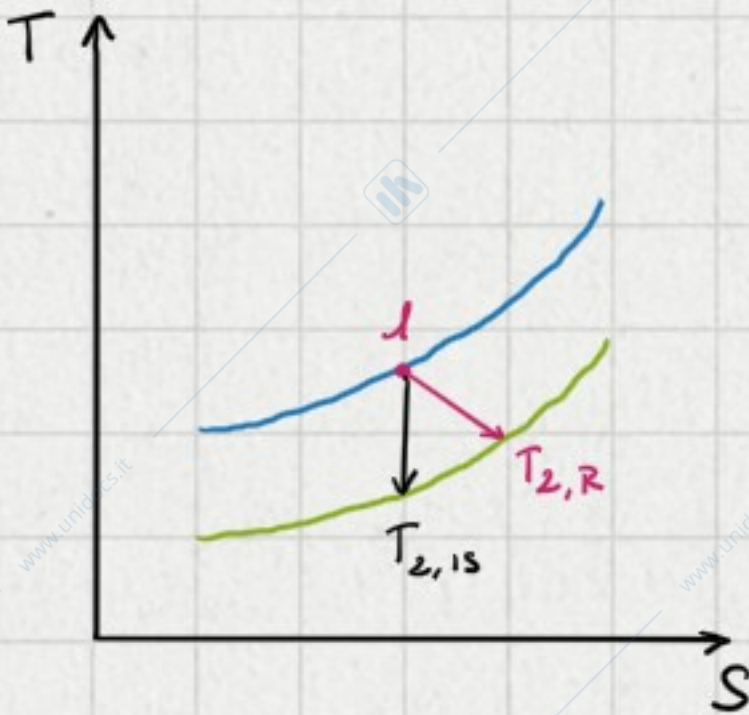
$T_{2,1s}$
in regime

\rightarrow in regime stazionario (e_c, e_p, T_{tr})

$$\phi - W_c = G (h_2 - h_1)$$

$$\rightarrow -W_c = G (h_1 - h_2)$$

• Espansione adiabatica sul piano di G



$$l_c = (h_1 - h_2)$$

$$l_{c,IS} = h_1 - h_{2,IS}$$

$$l_{c,R} = h_1 - h_{2,R}$$

Anche in g

rendimento

espansione
omibile (

per gas ide

→ si ricava

CICLI

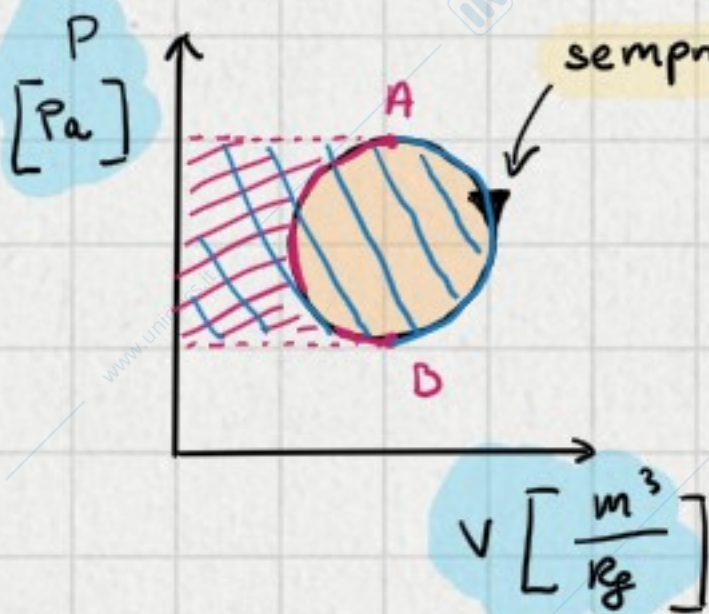
TB

A

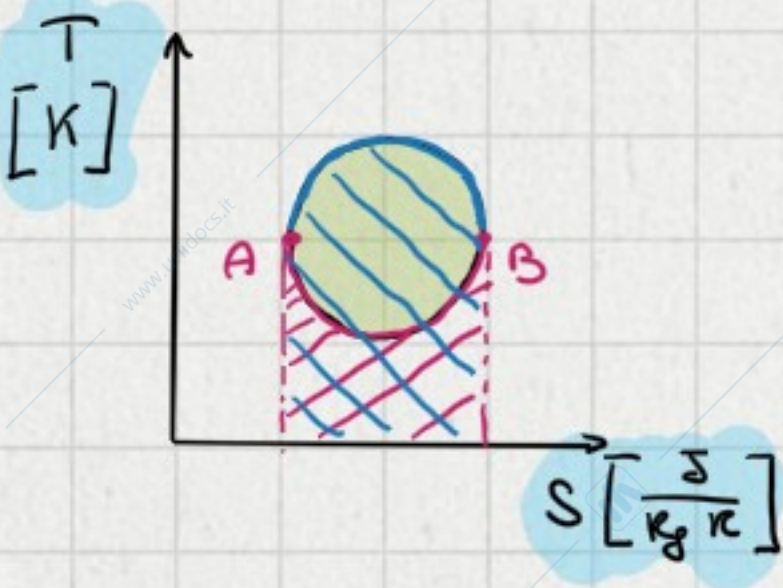
MOTO

• Sono cicli motore quelli con $L(c)$

~> dato che per un ciclo $\Delta U = 0$



$$L_n = - \int v dp =$$



$$q = \int T ds =$$

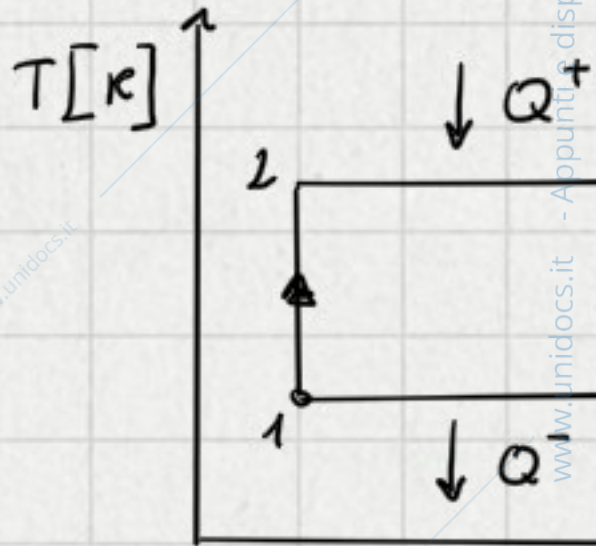
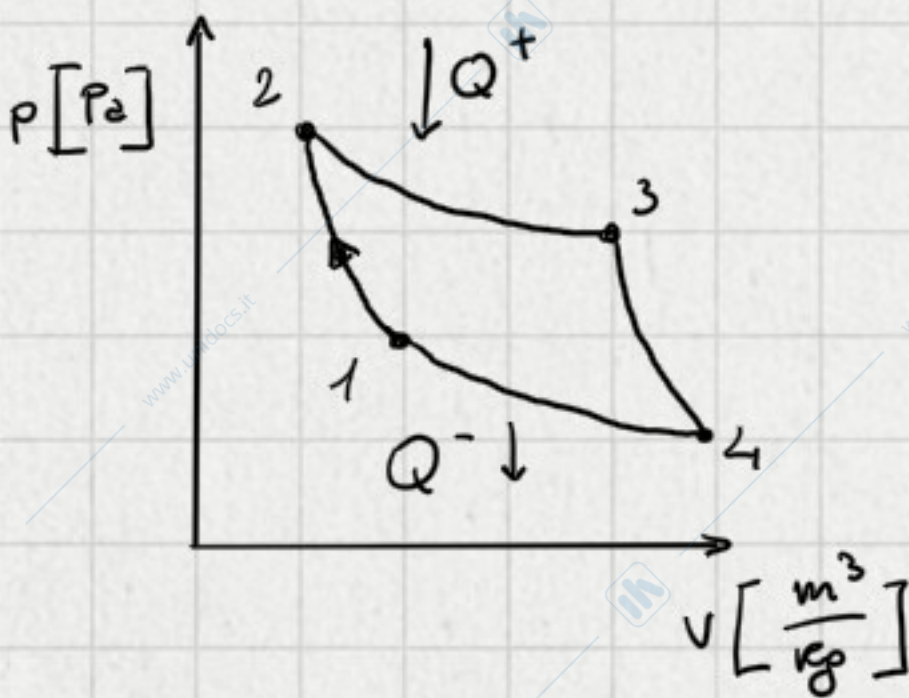
• Ciclo = sequenza di trasformazioni di partenza

www.unidocs.it - Appunti e dispense per superare i tuoi esami universitari

CICLI MOTORI A GAS

- Produzione di potenza verso l'esterno attraverso i gas ideali
- cicli - di Carnot (ideale, difficile realizzazione)
 - Otto } motori volumetrici a combustione
 - Diesel }
 - Joule di riferimento per motori
 - variante → Joule rigenerativo

Ciclo di Carnot



- l'inserimento / cessione di calore a temperatura costante come lavoro e di debolezza del ciclo
- rendimento

$$\eta = 1 - \frac{Q^-}{Q^+} = 1 - \frac{T^-}{T^+}$$

$$\eta = 1 - \frac{Q^-}{Q^+}$$

con

$$Q^+ = c_v (T_3 - T_2)$$

↑ scambi

$$Q^- = c_v (T_4 - T_1)$$

c_v assunto

$$\Rightarrow \eta_0 = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = 1 - \frac{T_1}{T_2} \left(\frac{\frac{T_4}{T_1}}{\frac{T_3}{T_2}} \right)$$

$$\Rightarrow \eta_0 = 1 - \frac{T_1}{T_2}$$

$T_1 \leftarrow T_{\min}$
 $T_2 \leftarrow T \text{ di uscita}$

NON è la

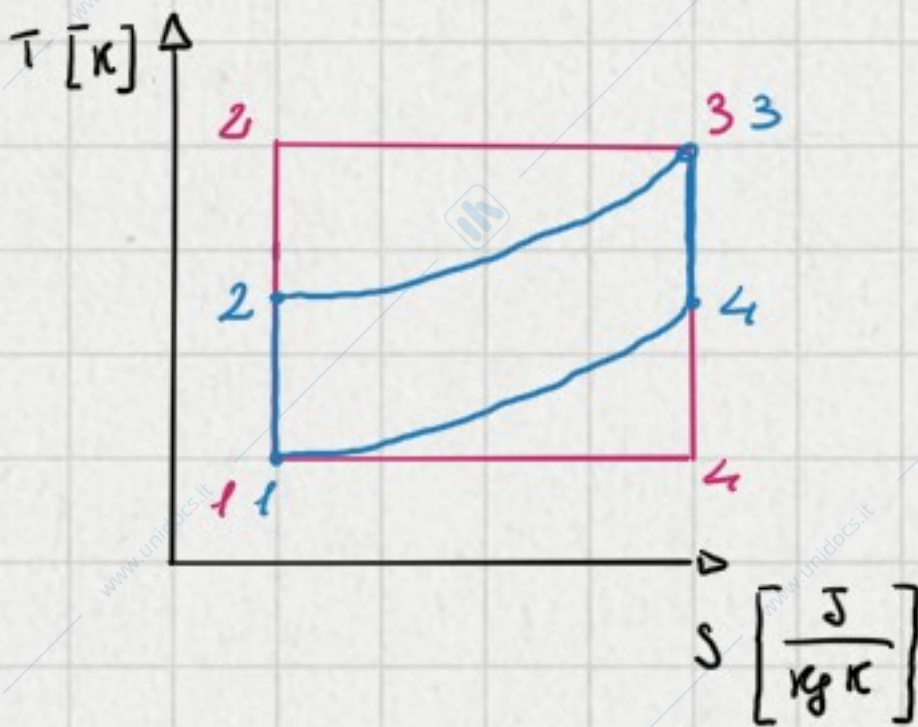
$$\eta_0 = 1 - \frac{1}{\rho^{\gamma-1}}$$

$$\eta_0 = 1 - \frac{1}{\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}$$

Ciclo Diesel

• riferimento per motori a interna

Confronto Carnot - Otto



Carnot

Otto

Area sottesa

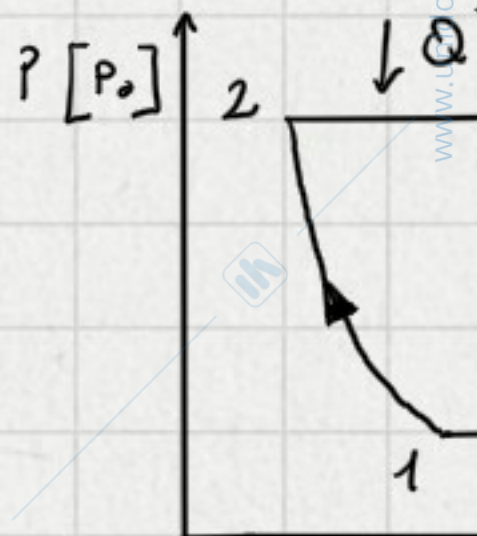
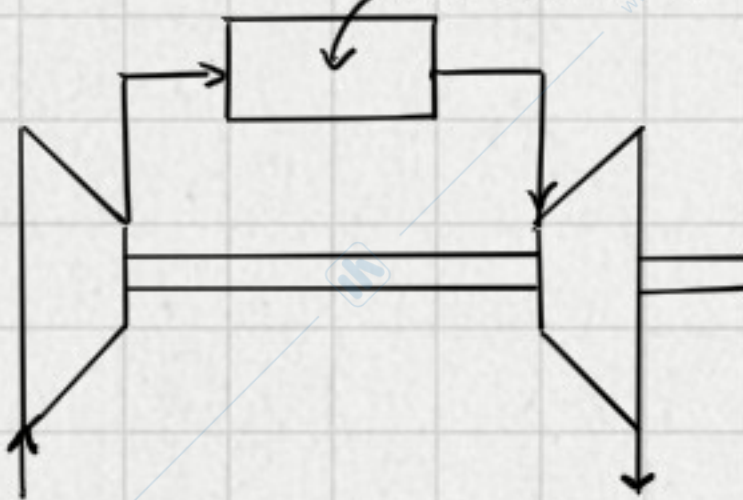
Area sottesa

\Rightarrow

Ciclo Joule

• riferimento per motori a Trasferimento

combustibile



12 C. adiabatica rev

• **Trattamento caso ideale** $T_5 \equiv T_4 \equiv T_x$

• Aria portata da T_2 a T_5 tramite
da T_6 a T_3

$$\eta_{JR} = \frac{l_e - |l_c|}{q_{53}}$$

↑
rigenerativo

con

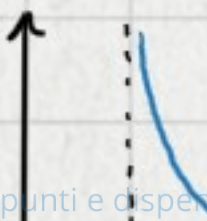
$$\begin{cases} l_e = h_3 \\ |l_c| = |h_2 \\ q_{53} = h_3 \\ dh = c_p \end{cases}$$

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

$$= 1 - \frac{T_{\min}}{T_{\max}} \cdot \frac{\beta^{\frac{\gamma-1}{\alpha}} - 1}{\beta^{\frac{\gamma-1}{\alpha}} - 1} =$$

η_{JR}

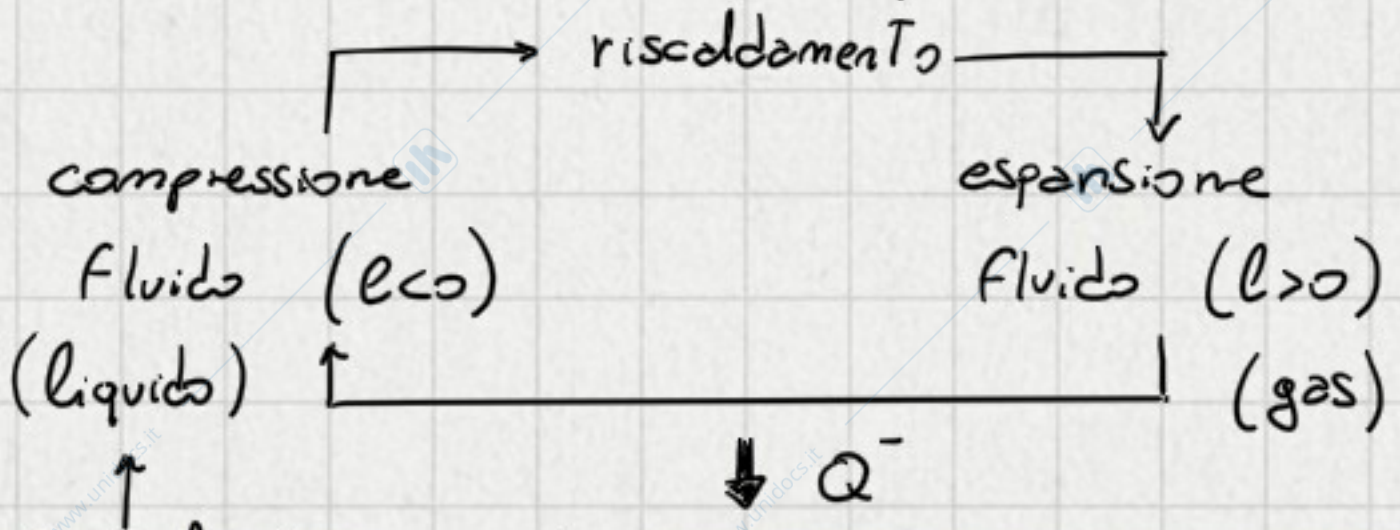
η_J



• β_0

DIAGRAMMI DEI CAMBIAMENTI DI STATO

• nota - introduzione cicli a vapore



$l_c = \int v dp$ ma il volume massico di un liquido di compressione per un liquido è molto

• Regole delle fasi

$$i = C - F + 2$$

↑ i n di gradi di libertà del sistema
 ↑ C n di specie chimiche
 ↑ F n di fasi del sistema

• Trasformazioni di stato

• evaporazione



• se compressione adiabatica

$$\tilde{q} = dh - v dp$$

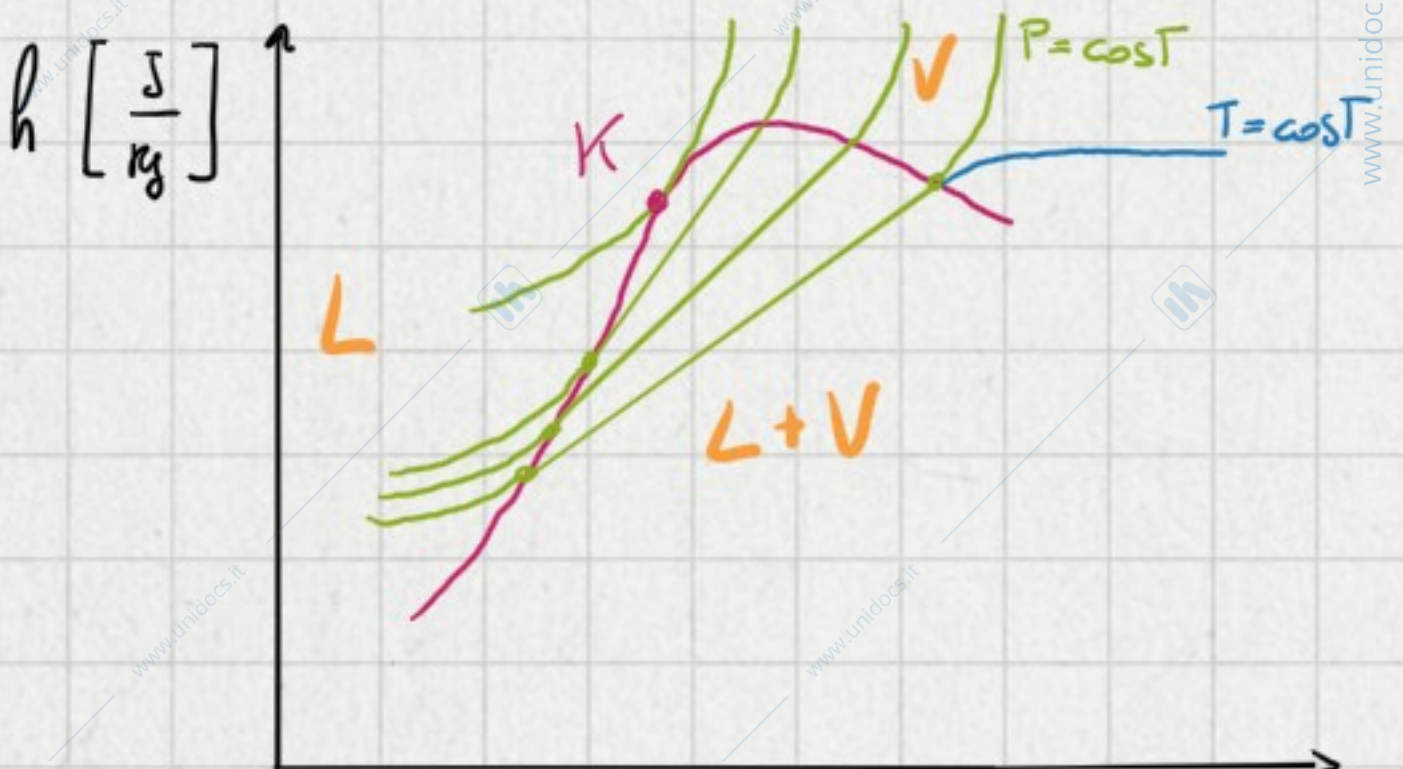
↑
 ↑ ↑ può essere molto grande
 e molto piccolo per i liquidi
 ∅ per adiabatica

→ $dh = v dp$ molto piccolo del m

h piccolo, T sarà piccolo

→ le isobare nel campo del
 differenze di pressione

→ introduzione del diagramma di h



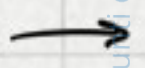
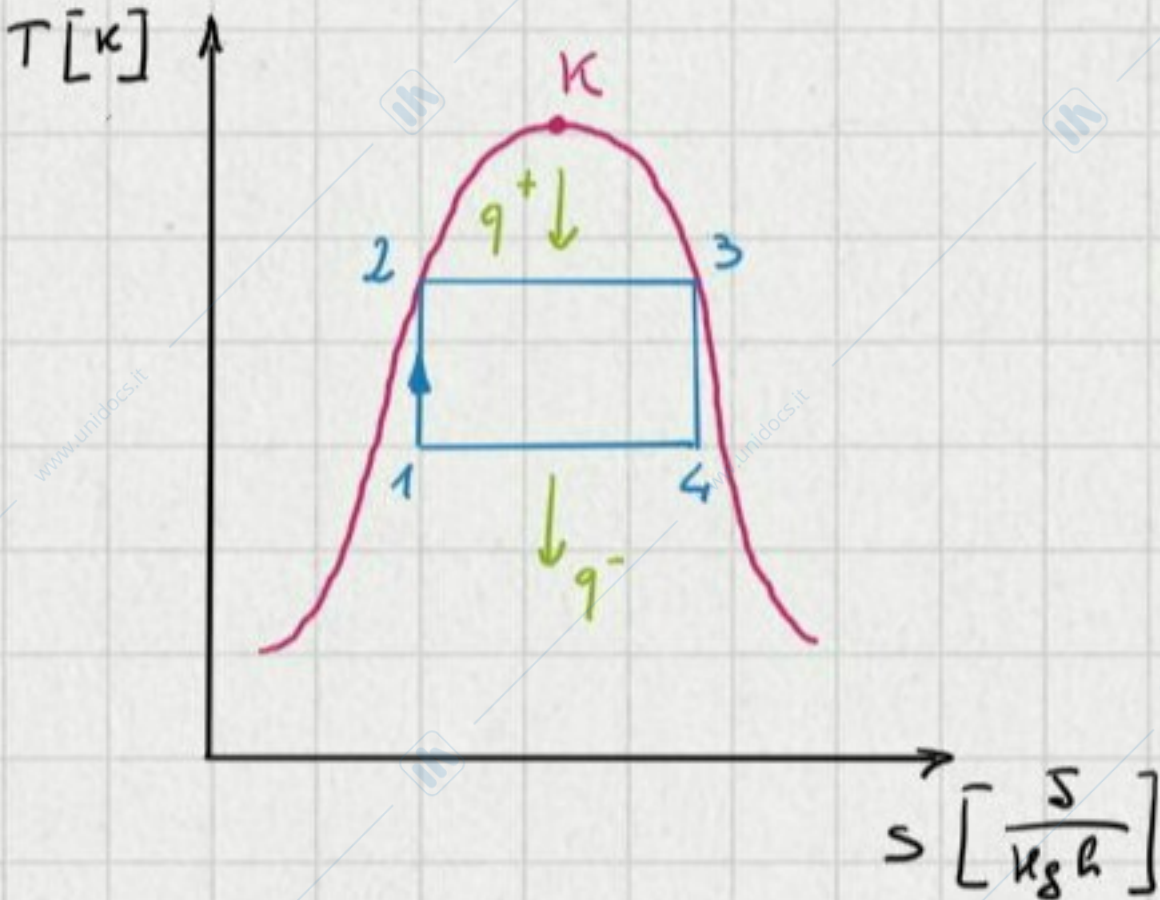
CICLI A VAPORE

Ciclo di Carnot

- Fluido
- Ciclo

12
23

34
41

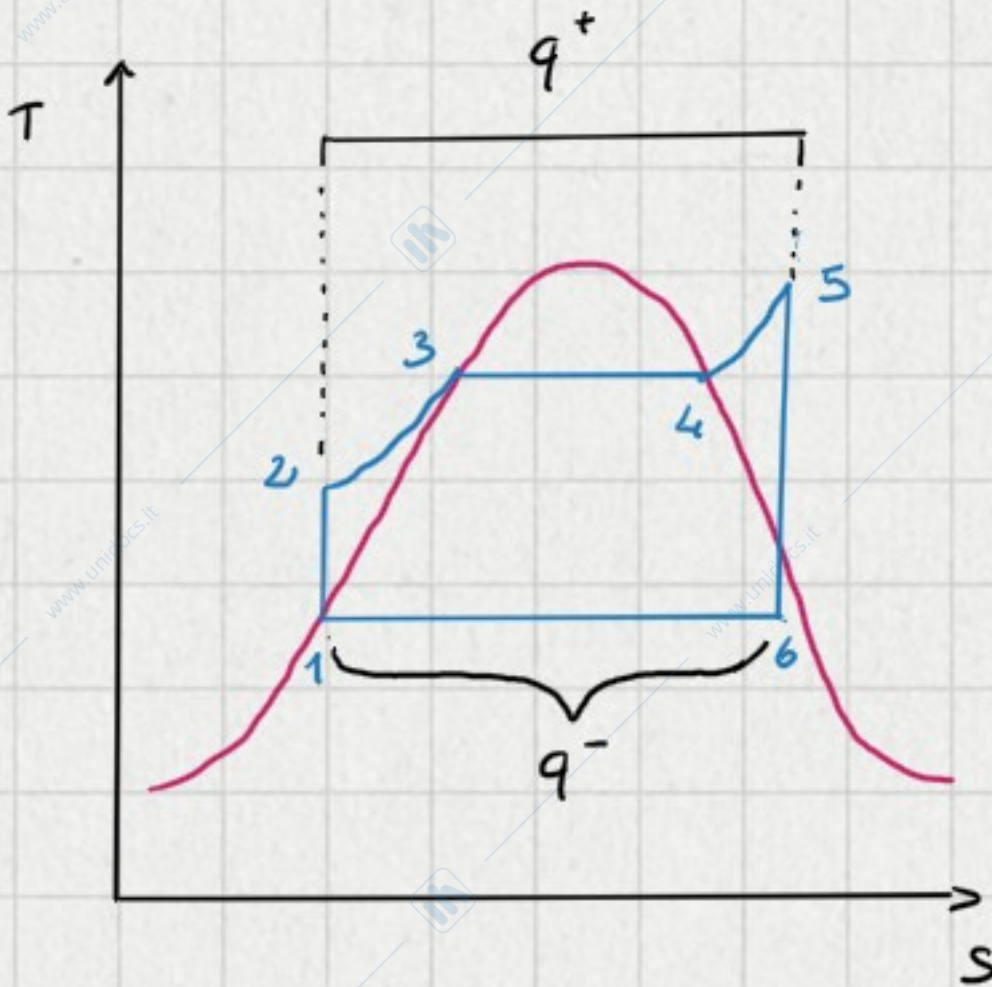


Per



• Problemi di realizzazione Carnot

o Ciclo Rankine con surriscaldamenti



• $P_2 = P_3$

o $T_5 \ 600 \div 700^\circ\text{C}$ perché non conviene perché troppo costosi

o problema: $x_6 \approx 0,7 \rightarrow$ gocce di L
 ma $p_L \gg p_v \rightarrow$ impatto ai 3:
 \rightarrow bisogna alzare x_6 fino ad

o rendimento

$$\eta = \frac{e_e - e_c}{q^+} \approx \frac{e_e}{q^+} \quad \text{con } q^-$$

- la valvola di laminazione agisce
dell'attrito viscoso

- Eq en. cinetica $\ell_c + l_a +$

$$\rightarrow l_a = \int$$

- I principio

$$q - \ell_c = \Delta h$$

- II principio

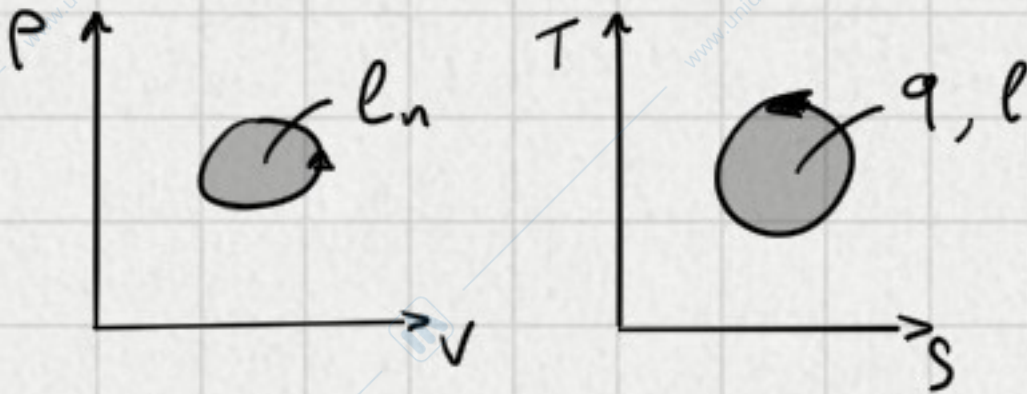
$$\frac{q}{T} + S_{irr} > 0$$

Cicli

h

• Introduzione

- ricevono lavoro dall'esterno per portare ad una con T maggiore



• Ciclo frigorifero

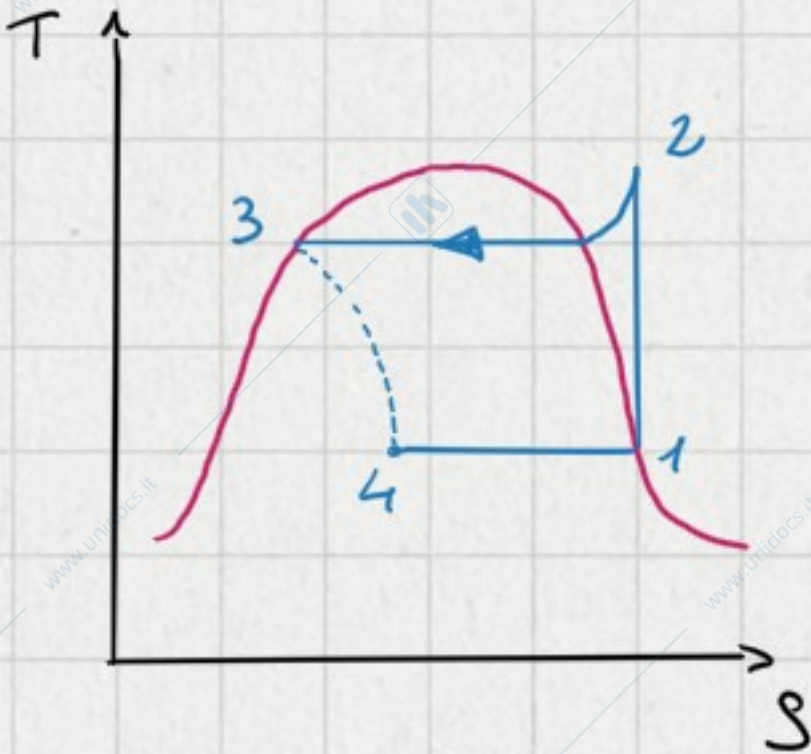
$$\varepsilon = \frac{q_A}{|l_n|} = \frac{q_A}{|q_C| - q_A}$$

• Pompa di calore

$$\text{COP} = \frac{|q_C|}{|l_n|} = \frac{|q_C|}{|q_C| - q_A} > 1$$

• Introduzione del piano $\log p - h$

o ciclo a vapore

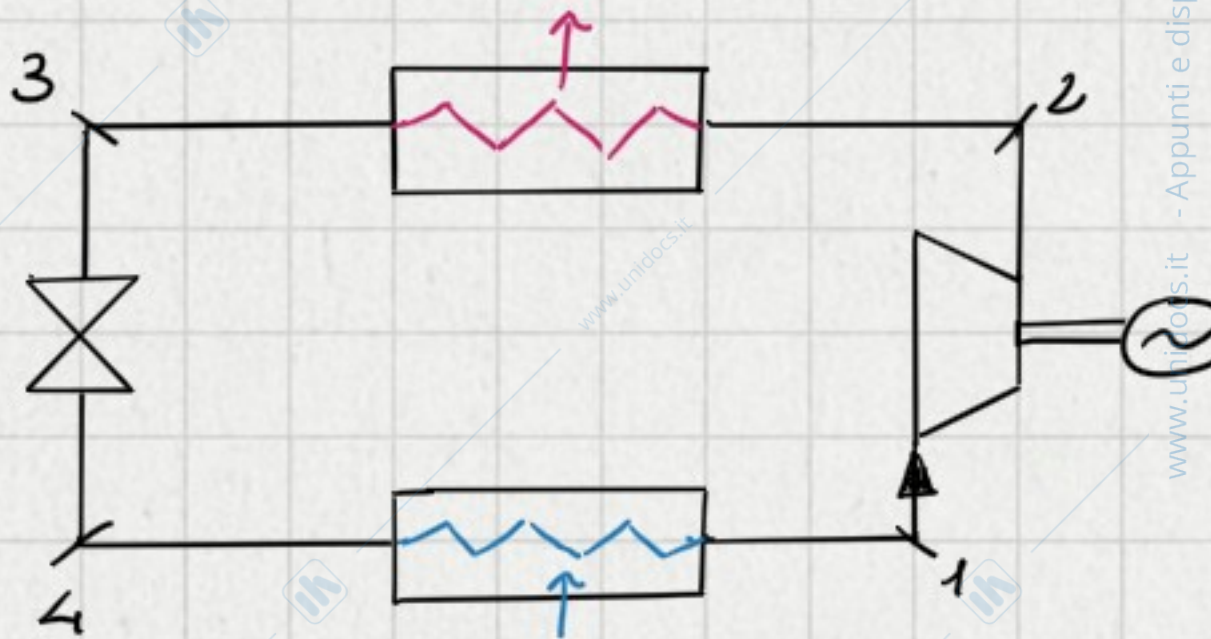


$$T_{cond} = T_3$$

$$T_{evap} = T_4$$

$$|l_c| = h_2 - h_1$$

$$q_1 = q_{evap}$$



o Modifica (*)



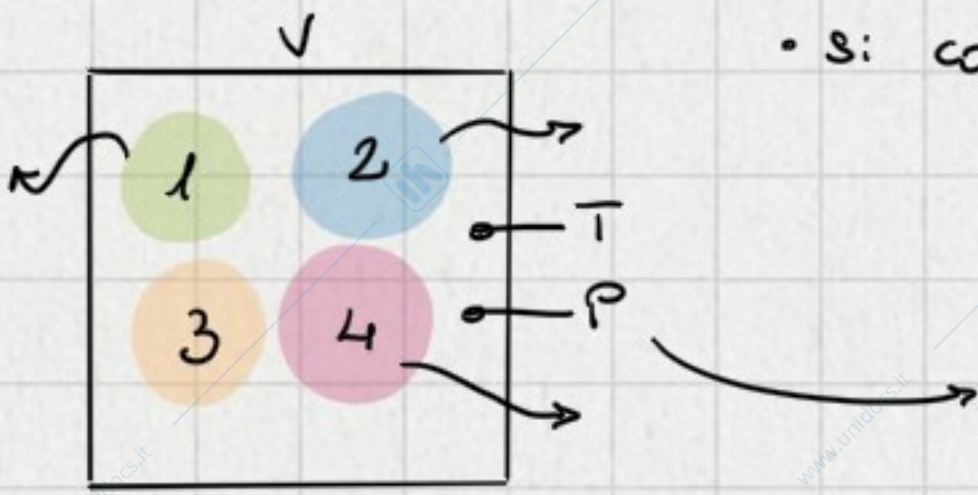
MISCOL

D

G

INTRODUZIONE

- Sono miscele di N componenti: non perfetti;
 - " i " = i -esima specie chimica
 - N = numero di componenti;
 - n = numero di moli: nella miscela
 - $y_i = n_i/n$ = frazione molare, $\sum_1^N y_i = 1$
 - considerando dei determinati P, V, T
- si considera la new



n moli
 $PV = n \bar{R} T$



n_i moli
 $P_i V = n_i \bar{R} T$

essendo $\sum_1^N n_i = n$

$\sum_1^N P_i = P$

Legge di Gibbs

$y_i = \frac{P_i}{P}$

- Termodinamica dell'aria umida

- miscela di 4 gas permanenti: ($N_2, O_2, Ar,$

	\bar{M}_i g/mol	γ_i
N_2	28	0,7809
O_2	32	0,2095
Ar	40	0,0093
CO_2	44	0,0004

Aria secca

- Umidità relativa

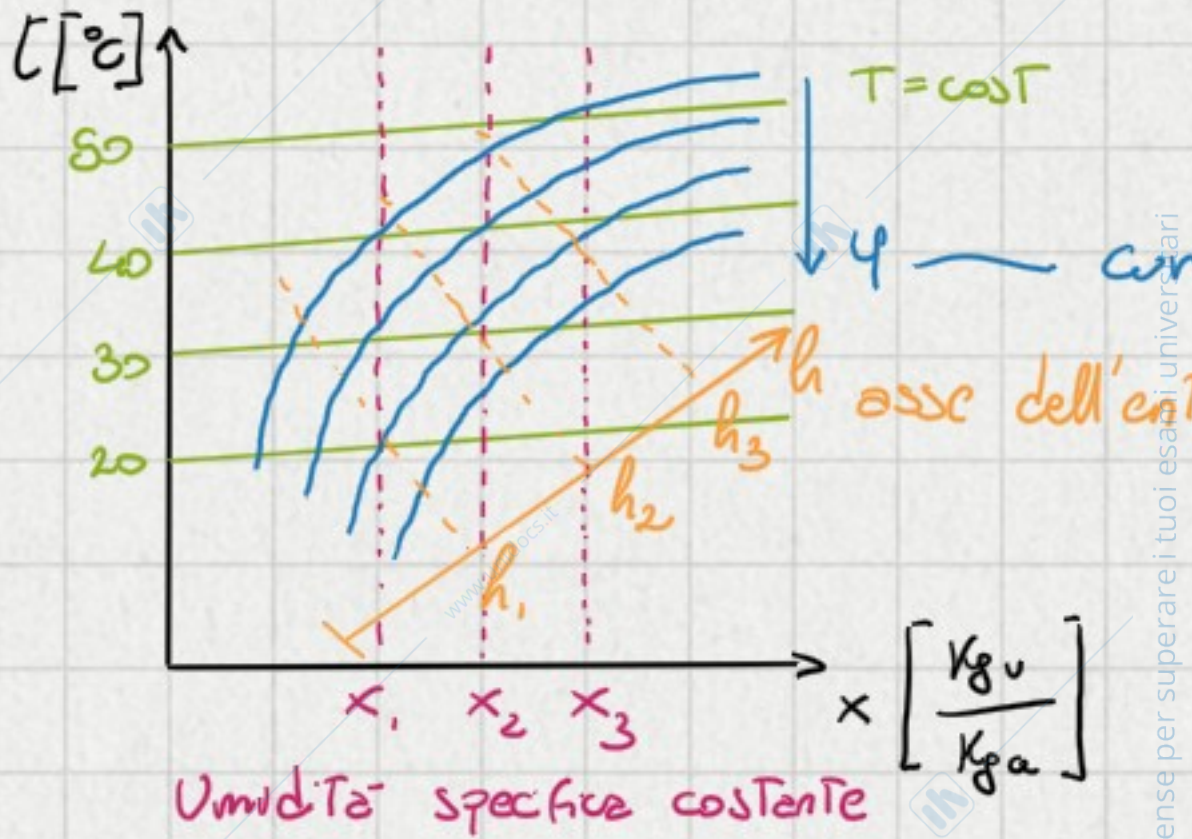
- è relativa alla pressione di saturazione

$$\rightarrow \varphi = \frac{M_v}{M_{SAT}} = \frac{\frac{P_v V}{R_v^* T}}{\frac{P_{SAT} V}{R_v^* T}} = \frac{P_v}{P_{SAT}(T)}$$

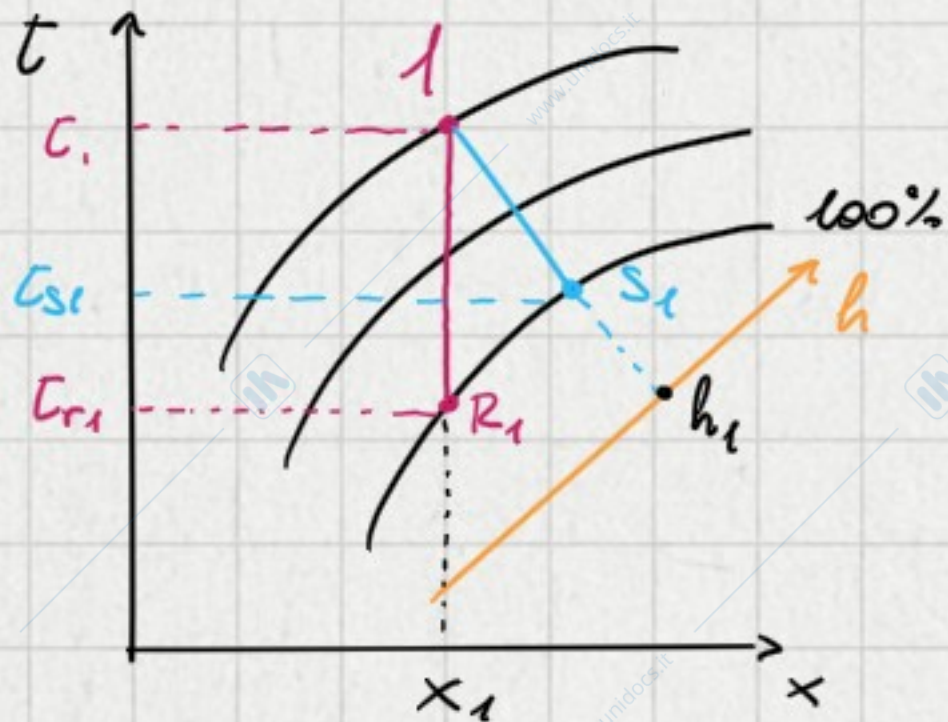
$$\rightarrow X = 0,622 \frac{\varphi P_{SAT}(T)}{P - \varphi P_{SAT}(T)}$$

- entalpia dell'aria umida

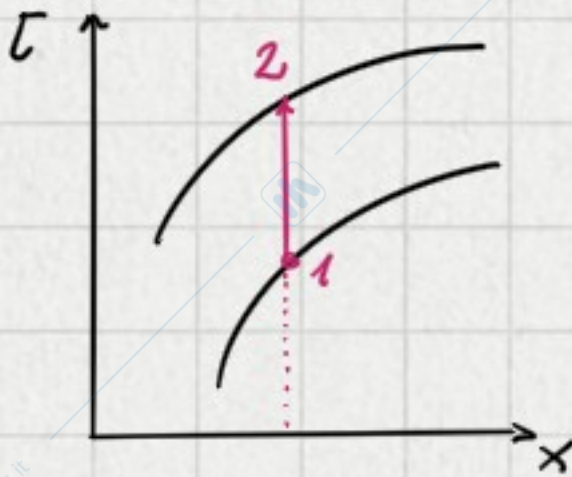
• forma più usata: Diagram. di



• Dati:



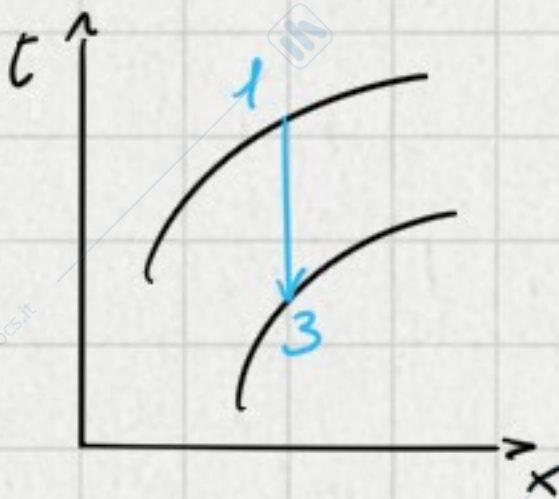
• riscaldamento sensibile (Titolo x)



$$\phi - W = \sum \pm G$$

$$\rightarrow \phi = \sum = G$$

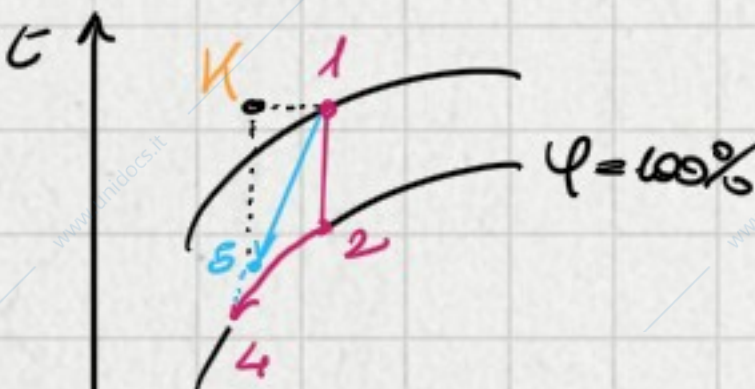
• raffreddamento sensibile



$$\phi_{13} = G_a (h_3 - h_1)$$

$$|\phi_{13}| = G_a (h_1 - h_3)$$

• raffreddamento non sensibile



• Si ha una dell' H_2O

$$|\phi| = G$$

TRASMISSIONE

DELLA

CA

- Si abbandona l'ipotesi di corpo omogeneo
 $\rightarrow Z = Z(c, x, y, z)$ ed è una funzione
 \leadsto Il corpo si considera continuo (non
 $\rightarrow \rho > 0$ per $\forall dV$

- Meccanismi di scambio Termico (coesistono)

- conduzione Termica

- necessità di un supporto materiale
- prevalente nei solidi, meno efficace nei fluidi
- basato su

- Trasporto di energia vibrazionale

- Trasporto di elettroni

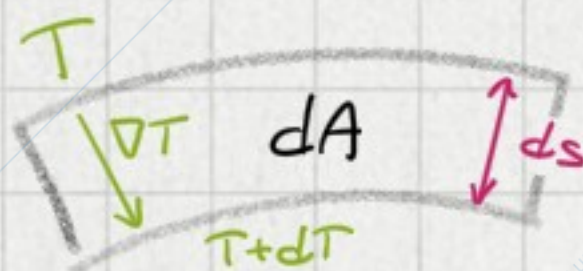
- ipotesi di Fourier

- se si ha un ∇T in un dA , si passa da T^- a quella a T^+

- da osservazioni empiriche si deduce

una costante

nome di



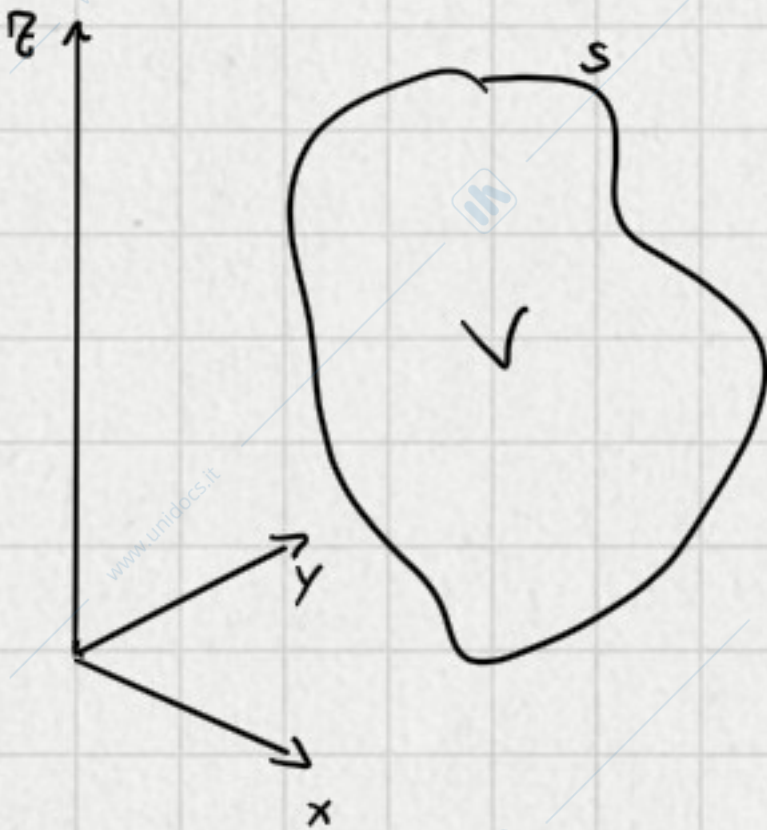
- Convezione Termica

- prevede un movimento macroscopico

www.unidocs.it - Appunti e dispense per superare i tuoi esami universitari

www.unidocs.it - Appunti e dispense per superare i tuoi esami universitari

CONDUZIONI TERMICA



• I principio $\phi -$

• $\phi = \phi_s + \phi_v$

\uparrow Fenomeni
 \uparrow

$\Rightarrow \phi_s + \phi_v =$

$-\int_S q_s ds + \int_V \dots$

\uparrow $\frac{W}{m^2}$

Per rispettare la convenzione sul segno dei flussi.

• Per il Teorema

$-\int_V \nabla \bar{q}_s dV + \int_V \dots$

$\rightsquigarrow -\nabla \bar{q}_s dV +$

- con l'ipotesi $\lambda = \text{costante} \rightarrow$

- fenomeno stazionario $\frac{dT}{dt} = 0$

$$\rightarrow \nabla^2 T + \frac{q_v}{\lambda} = 0$$

- assenza di una generazione interna

$$\rightarrow \nabla^2 T = \frac{\rho c}{\lambda} \frac{dT}{dt}$$

$\hookrightarrow \frac{1}{a}$ con

$$\rightsquigarrow \nabla^2 T = \frac{1}{a} \frac{dT}{dr} \quad \text{Equazione}$$

- stazionarietà & assenza

$$\rightsquigarrow \nabla^2 T = 0 \quad \text{Equazione}$$

- coordinate cartesiane

$$\frac{d^2 T}{dx^2} + \frac{d^2 T}{dy^2} + \frac{d^2 T}{dz^2} = 0$$

- coordinate cilindriche

→ soluzione del tipo $T(x)$

Determinazione di M e N

$$\begin{cases} T_1 = Mx_1 + N \\ T_2 = Mx_2 + N \end{cases}$$

$$(*) \implies T(x) = T_1 - \frac{T_1 - T_2}{s}$$

- ϕ Termico per conduzione
- ipotesi di Fourier e (*)

$$\phi = -\lambda A \frac{dT}{dx} \quad \text{con} \quad \frac{dT}{dx} = -\frac{T_1 - T_2}{s}$$

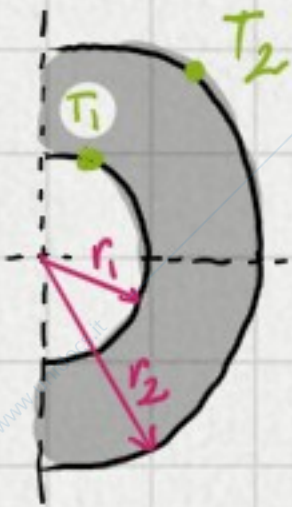
$$\implies \phi = \lambda A \frac{T_1 - T_2}{s} = \frac{T_1 - T_2}{\frac{s}{\lambda A}}$$

$$\text{con} \quad \frac{s}{\lambda A} = R \quad \text{Termico} \quad \left[\frac{K}{W} \right]$$

• Forma generale alternativa

$$\phi = UA \Delta T \quad \text{con } U \rightarrow$$

• Parete monostrato cilindrica senza generatore



Hyp

$$\frac{dT}{dr} = 0$$

$$q_r = 0$$

$$\lambda = \text{cost}$$

CC

$$T(r_1) = T_1$$

$$T(r_2) = T_2$$

T omogenea su θ e z

$$\rightarrow \nabla^2 T = 0 \quad \sim$$

• Soluzione $T(r) = M \ln(r) + N$

• considerando la convezione

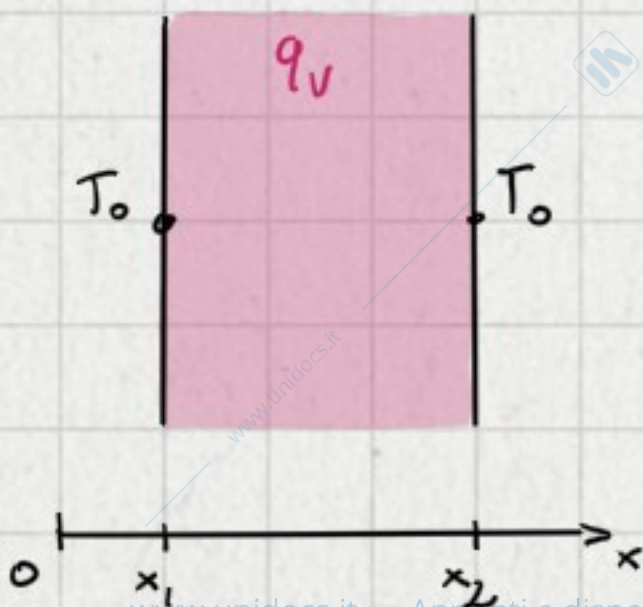
$$\phi_e = \alpha_e A_e (T_2 - T_{fe})$$

$$\rightarrow R_{eq} = \left[\frac{1}{\alpha_i A_i} + \left(\sum_{k=1}^n \frac{1}{\lambda_k 2\pi} \right) \right]$$

$$\Rightarrow \phi_T = \frac{T_{fi} - T_{fe}}{R_{eq}}$$

$$\phi_i = U_i A_i \Delta T \quad \text{con } U_i$$

• Parete piana indefinita con generazione



$$\textcircled{1} \left\{ \begin{aligned} \nabla^2 T + \frac{q_v}{\lambda} &= 0 \\ \text{condizioni al contorno} \end{aligned} \right.$$

$$\textcircled{1} \rightarrow \text{integ. } T(x)$$

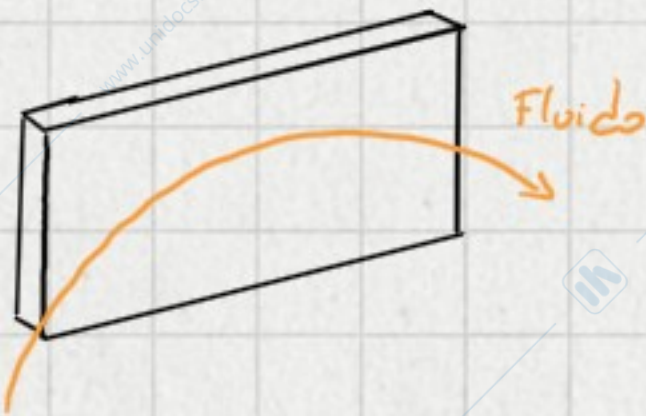
• Parete cilindrica con generazione in



$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla^2 T + \frac{q_v}{\lambda} = 0 \quad \text{monodim} \\ \text{condizioni al contorno} \end{array} \right.$$

→ Pg 42 $q = 4\pi L \lambda (T_0 - T_1)$

CONVEZIONE TERMICA



- si indica come T_0 da non essere influenzato
- presenza della parete
 - * Perturbazione del fluido
 - ** Perturbazione della parete
- il fluido considerato in prossimità della parete è lo strato limite

Numero di Reynolds

Fluido secondario

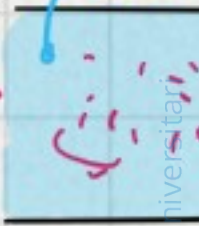
Fluido primario



W basse

Fluido se

Fluido



velocità del secondario
parallela alla direzione
del principale
→ moto laminare

nascono
seconda

→ M

Il parametro che descrive la natura
di Reynolds

$$Re = \frac{\rho W L}{\mu}$$

← lung

Re si può intendere come
generare un moto turbolento

$$\frac{F_{inerzia}}{F_{viscosa}}$$

- moto su lamina non vince
- moto in un cilindro vincolato
- Moto del fluido su lamina



W
basso

- esprimere le K grandezze nel S.R.
 - $c_p \rightarrow L^2 T^{-2} \theta^{-1}$
 - $\alpha \rightarrow M T^{-3} \theta^{-1}$
 - $\lambda \rightarrow M L T^{-3} \theta^{-1}$
 - $\rho \rightarrow M L^{-3}$
 - $D \rightarrow L$
 - $W \rightarrow L T^{-1}$
 - $\nu \rightarrow L^2 T^{-1}$
- costruire $K-P$ n. adimensionali:

$$\pi_1 = \alpha^{a_1} \lambda^{b_1} \nu^{c_1}$$

$$\pi_2 = W D^{a_2} \lambda^{b_2} \nu^{c_2} \rho^{d_2}$$

$$\pi_3 = c_p D^{a_3} \lambda^{b_3} \nu^{c_3} \rho^{d_3}$$

- scrivere π_1, π_2 e π_3 sostituendo le
 - imporre che gli esponenti delle grandezze
- Si ricavano

$$\pi_1 = \frac{\alpha D}{\lambda} = Nu$$

$$\pi_2 = \frac{\rho W D}{\mu} = Re$$

$$\pi_3 = \frac{c_p \mu}{\lambda} = \frac{\nu}{\alpha} = Pr$$

① Laminare

ⓐ non completamente sviluppato

$$Nu = 1,86 \left(Re Pr \frac{D}{L} \right)^{1/3}$$

ⓑ completamente sviluppato

$$Nu = 3,656$$

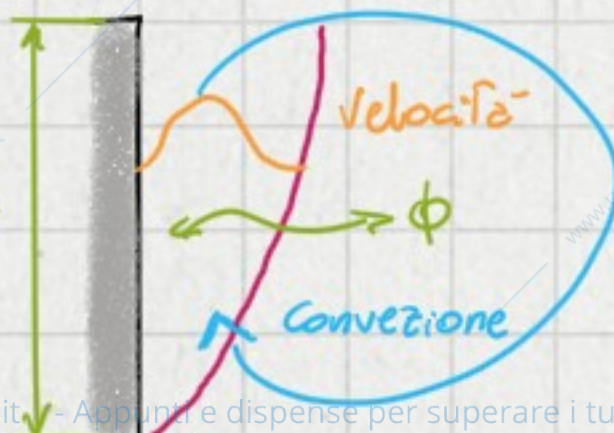
② Turbolento

ⓐ non completamente sviluppato

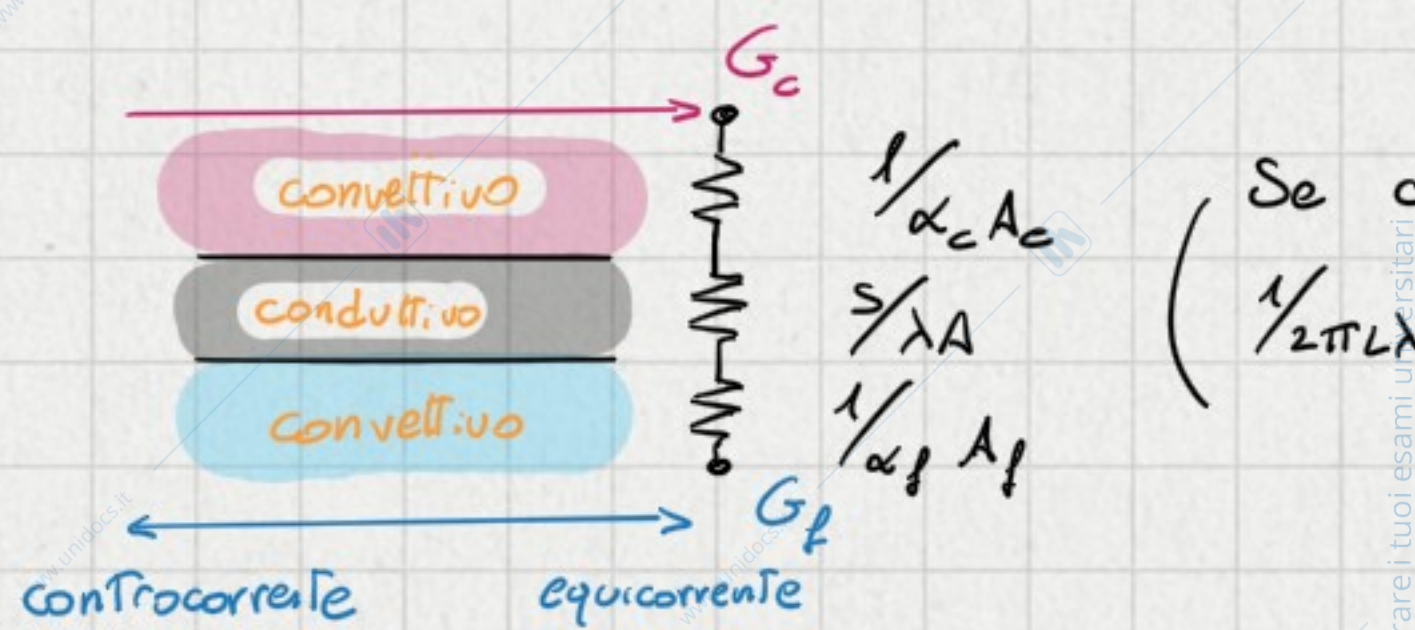
$$Nu = 0,023 Re^{0,8} Pr^{0,4}$$

$$\rightarrow Nu = 0,023 Re^{0,8} Pr^n$$

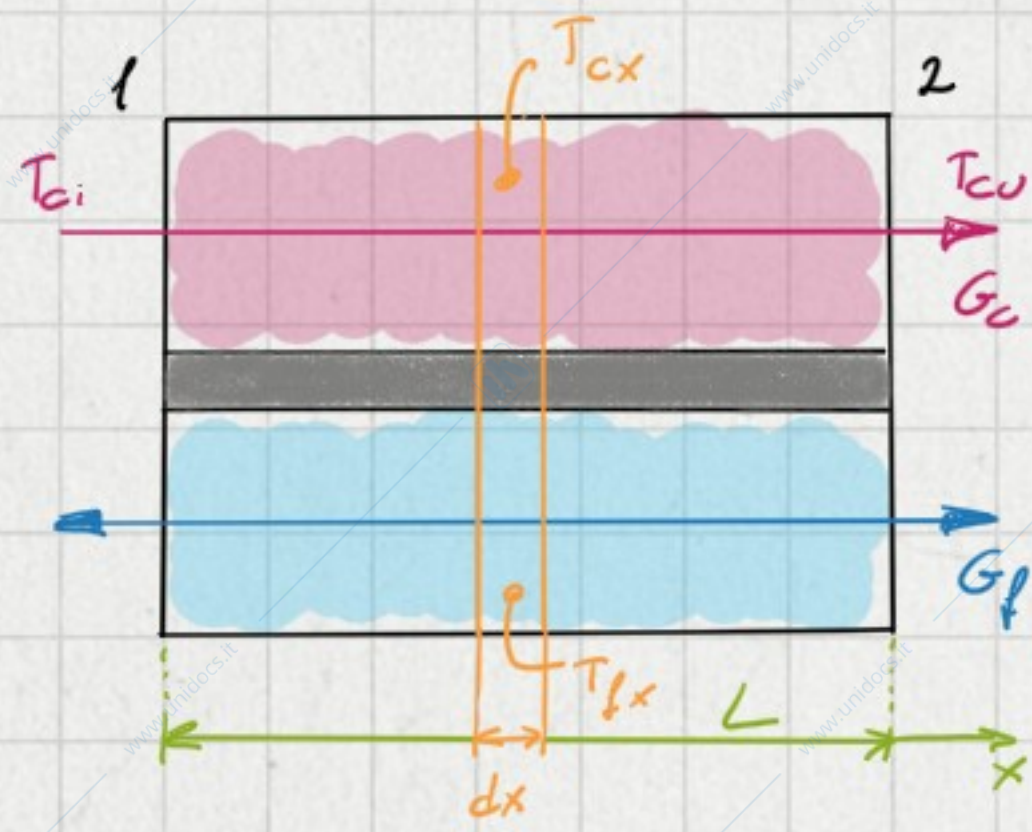
• lastra piana, moto non vincolato, no



• meccanismo



• Per elemento infinitesimo $d\phi = U F dT$



- Non
- inter

ϕ

~

S

- Si applica in $x=L$

$$\Delta T_2 = \Delta T_1 \exp(U\beta PL) \Rightarrow$$

- da (**) si ricava

$$d(\Delta T) = -d\phi \cdot \beta$$

$$\rightarrow \Delta T_1 - \Delta T_2 = \phi \beta$$

$$\phi = \frac{\Delta T_1 - \Delta T_2}{\beta}$$

$$\Rightarrow \phi = UA_{TOT} \frac{\Delta T_1 - \Delta T_2}{\ln \left(\frac{\Delta T_1 - \Delta T_2}{\Delta T_{me}} \right)}$$

$$\Rightarrow \phi = UA_{TOT} \Delta T_{me}$$

- Andamento T



TRANSITORIO TERMICO

- Sistema chiuso

$$\phi = \frac{dU}{dt}$$

- $T_f = \text{costante}$

- $T_s \neq \text{costante}$

$$L=0 \quad T_s = T_{s0}$$

$$L=x \quad T_s = T_{sx}$$

- Se $R_{co} \ll R_{cv} \rightarrow R_{co} \cong 0$, q detto

\rightarrow ipotesi di massa concentrata

- Propedeutici

- Lunghezza generalizzata

$$L = V/A$$

- Numero di Biot

$$B_i = \frac{L/\lambda}{1/\alpha}$$

con $\left\{ \begin{array}{l} L = \text{lungh. generalizzata} \\ \lambda = \text{cond. massiva} \\ \alpha = \text{coeff. di sc. conv.} \end{array} \right.$

$$\leadsto B_i = \frac{\text{Res. cond. interna al corpo}}{\text{Res. conv. corpo - fluido}}$$

• Dalle C. al contorno

$$\bullet \theta_1 = H + N$$

$$\bullet -mHe^{-mL} + mNe^{+mL} =$$

$$\rightarrow \theta_1 e^{mL} - He^{mL}$$

$$\rightarrow H = \theta_1 \frac{e^{mL}}{e^{mL} - 1}$$

$$\rightarrow N = \theta_1 \frac{e^{-mL}}{e^{-mL} - 1}$$

→ sostituendo in (*)

$$\theta = \theta_1 \frac{e^{mL}}{e^{mL} + e^{-mL}}$$

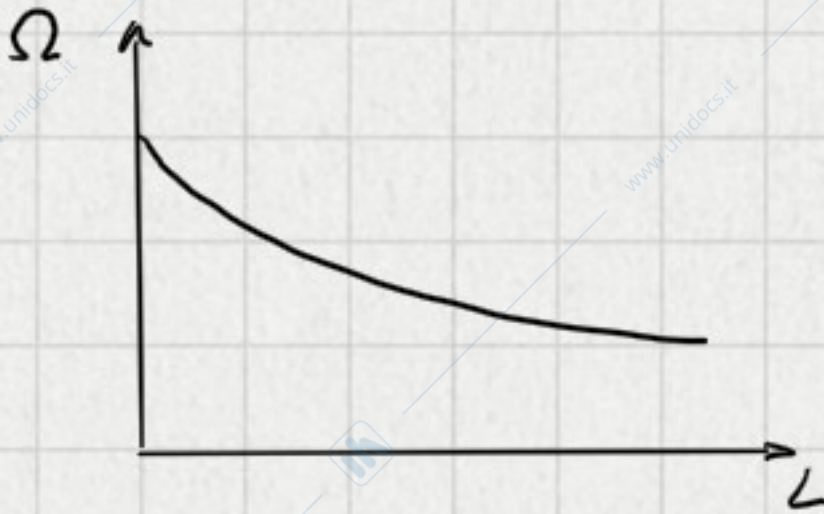
$$\rightarrow \theta = \theta_1 \frac{e^{m(L+x)}}{e^{mL} + e^{-mL}}$$

$$\rightarrow \theta = \theta_1 \frac{\cosh[m(L+x)]}{\cosh[mL]}$$

- Efficienza Ω

$$\Omega = \frac{\phi_{AL}}{\phi_{10}} = \frac{\lambda A m \theta_1 \cosh(mL)}{\alpha CL \theta_1} = \frac{mL}{\alpha C L}$$

↑ se T dletta fosse cost. $\rightarrow \theta_1$



- Caso di dletta con punta non adiabatic

$$\theta = \theta_1 \frac{\cosh[m(L-x)] + \frac{\alpha}{mL} \sinh[m(L-x)]}{\cosh(mL) + \frac{\alpha}{\lambda m} \sinh(mL)}$$

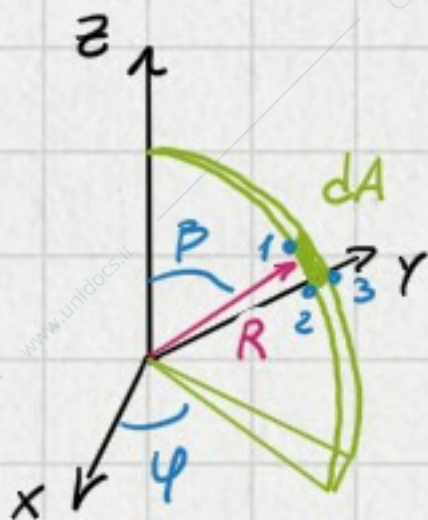
$$\phi = \lambda A m \theta_1 \frac{\frac{\alpha}{\lambda m} + \cosh(mL)}{1 + \frac{\alpha}{\lambda m} \cosh(mL)}$$

IRRAGGIAMENTO

- $\phi = \sigma A (T_2^4 - T_1^4) f(\epsilon_1, \epsilon_2)$ emissività

↑
costante di Boltzmann = $5,67 \cdot 10^{-8} \frac{W}{m^2 K^4}$

- Natura
 - Spettrale
 - lunghezza d'onda
 - frequenza ν
 - Direzionale - angolo solido ω



Grandezze emissive

- intensità monocromatica direzionale $i_{\lambda, \theta}$

↳ ϕ emesso per m^2 di superficie

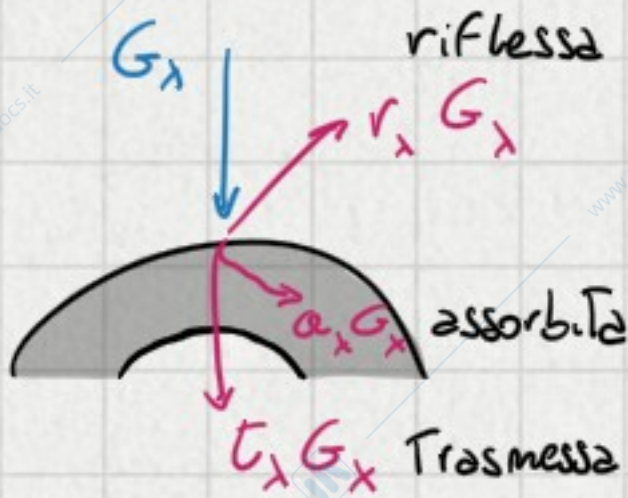
emittente per un $d\lambda$ della radiaz

Ricevitore

• irradianza - globale $G = \frac{d\phi}{dA} \left[\frac{W}{m^2} \right]$

• monocromatica emisferica $G_\lambda =$

Bilancio della radiazione



Bilancio di energia

• $G_{IN} = G_R + G_A + G_T$

$\rightarrow r + a + t = 1$

• Corpo emette e riflette $r_\lambda G_\lambda + e_\lambda$

\rightarrow radiosità emisferica $J = E + rG$

\rightarrow radiosità spettrale $J_\lambda = e_\lambda + r_\lambda G_\lambda$

Modello di corpo nero

• assorbe tutto $\rightarrow a_\lambda = 1, r_\lambda = t_\lambda = 0$

• è un emettitore di Lambert $\rightarrow e_\lambda = J_\lambda$

• Vale l'equazione di Planck e, a parità di

$$e_{\lambda,n} = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1} \quad \text{con } C_1 = 2\pi^5 \frac{15}{15} \frac{k^4}{15} \frac{15}{15} \frac{15}{15}$$

Scambio Termico Tra 2 sup. nere

• $d\phi_{12} = I_{s_1} dA_1 \cos\beta_1 d\omega_1$ con

$$\rightarrow d\phi_{12} = I_{s_1} dA_1 \cos\beta_1 \frac{dA_2 \cos\beta_2}{R^2}$$

• Integrando su superfici per ottenere ϕ_{12}

$$\phi_{12} = \int_{A_1} \int_{A_2} I_{s_1} \frac{\cos\beta_1 \cos\beta_2}{R^2} dA_1 dA_2 \quad 1$$

$$\rightarrow \phi_{12} = \frac{E_{n_1}}{\pi} \int_{A_1} \int_{A_2} \frac{\cos\beta_2 \cos\beta_1}{R^2} dA_1 dA_2$$

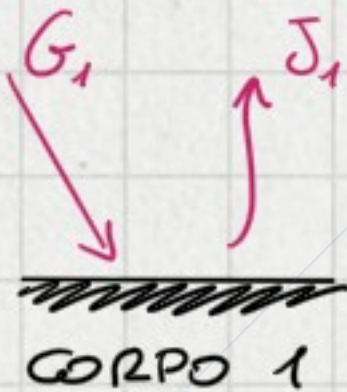
• Se $T_1 > T_2$ (quindi ϕ netto verso

$$\phi_{12n} = \phi_{12} - \phi_{21} = \underbrace{(\epsilon_{n_2} - \epsilon_{n_1})}_{\sigma (T_1^4 - T_2^4)} \int_{A_1} dA_1$$

• Non Tutto il flusso emesso da 1 incide

$$F_{1 \rightarrow 2} = \frac{\phi_{12}}{A_1} = \frac{\phi_{12}}{A_1}$$

Scambio Tra 2 corpi grigi



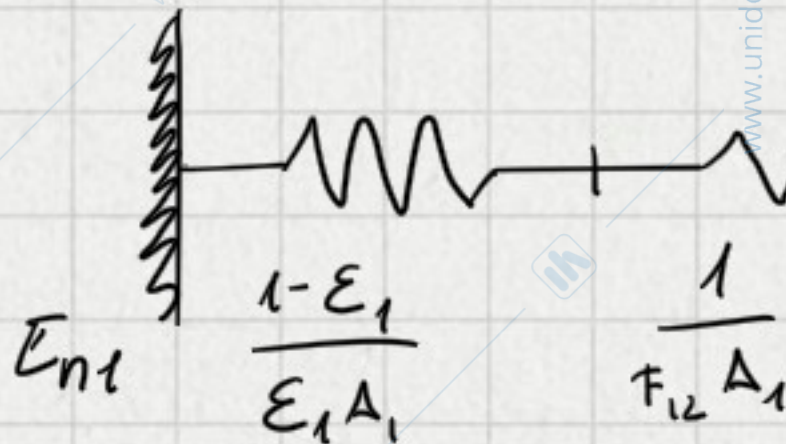
$$J_e = E_1 + r_1 G_1 \quad \text{con}$$

$$\rightarrow J_1 = E_1 + (1 - E_1) G_1$$

$$\rightarrow G_1 = \frac{E_1 - J_1}{1 - E_1}$$

$$\Rightarrow \phi_n = (J_1 - G_1) A_1$$

→ Scambio



$$\Rightarrow \phi_{12} = \frac{\sigma (T_1^4 - T_2^4)}{\frac{1 - E_1}{E_1 A_1} + \frac{1}{F_{12} A_1}}$$