



Corso Luigi Einaudi, 55 - Torino

Appunti universitari

Tesi di laurea

Cartoleria e cancelleria

Stampa file e fotocopie

Print on demand

Rilegature

NUMERO: 2014A -

ANNO: 2016

A P P U N T I

STUDENTE: Scarcello Domenico

MATERIA: Termodinamica e trasmissione del calore teoria +
esercizi +esercitazioni di laboratorio - Prof. Santarelli

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

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

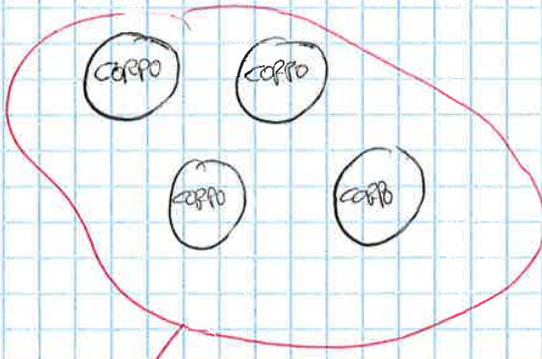
**ATTENZIONE: QUESTI APPUNTI SONO FATTI DA STUDENTIE NON SONO STATI VISIONATI DAL DOCENTE.
IL NOME DEL PROFESSORE, SERVE SOLO PER IDENTIFICARE IL CORSO.**

LEZIONE 1 TERMODINAMICA E TRASMISSIONE DEL CALORE

ipotesi di omogeneità delle proprietà termochimiche

CORPO omogeneo
↓
omogeneità spaziale ma non temporale

Considereremo una serie di corpi



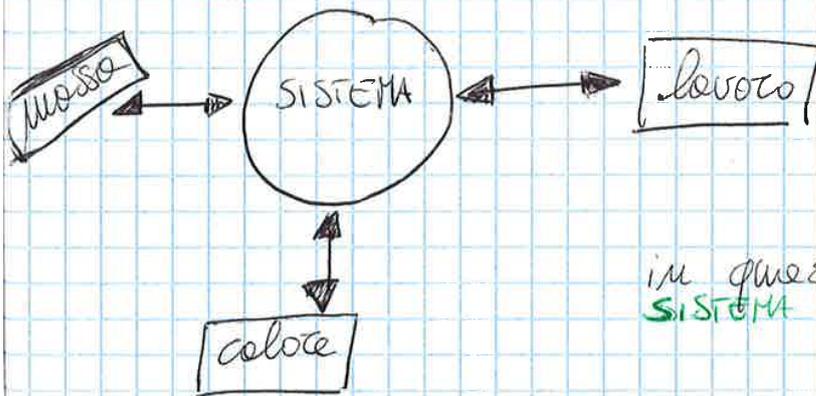
→ un'aggregazione di più corpi forma un SIST. TERMODINAMICO S

la superficie esterna è la superficie di contorno S

Tutto ciò che è al di fuori viene definito ambiente esterno

l'insieme di S, l'ambiente esterno E viene definito UNIVERSO

SCAMBI DEL SISTEMA CON L'ESTERNO



in queste condizioni viene definito SISTEMA APERTO

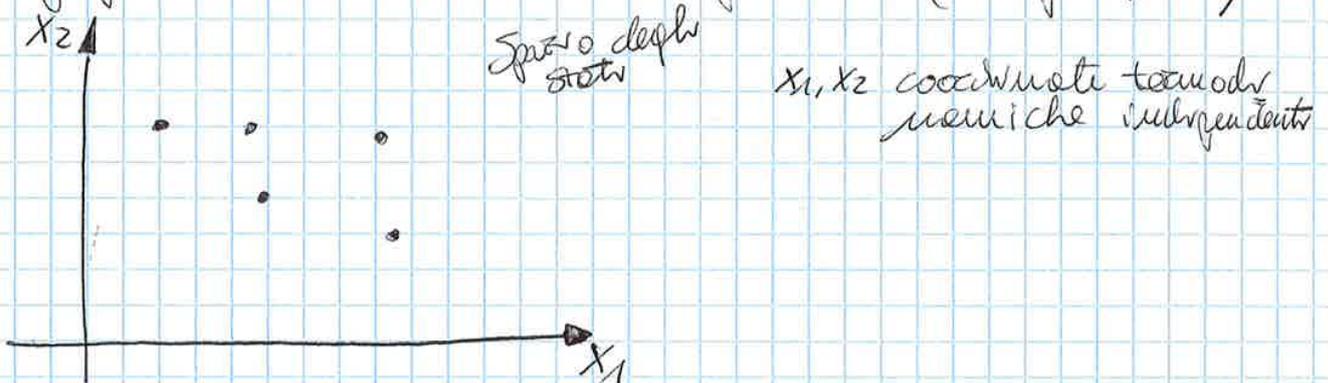
PROF. LEZIONE 2 TERMODINAMICA E TRASMISSIONE DI CALORE

PROPRIETÀ TERMODINAMICHE

proprietà termodinamiche indipendenti

STATO TERMODINAMICO: Dato un istante di tempo t valore che assumono le proprietà termodinamiche in quell'istante t

N proprietà termodinamiche indipendenti (esempio $N=2$)



Le coordinate termodinamiche si dividono in grandezze

- estensive \rightarrow funzione della quantità di materia (massa, volume, en. intorpe, entropia ...)
- intensive \rightarrow non dipendono dalla quantità di materia (temperatura T)

grandezze specifiche è ottenuto dal rapporto tra due grandezze estensive

① riferimento a grandezza estensiva massa: "GRANDEZZA MASSICA"

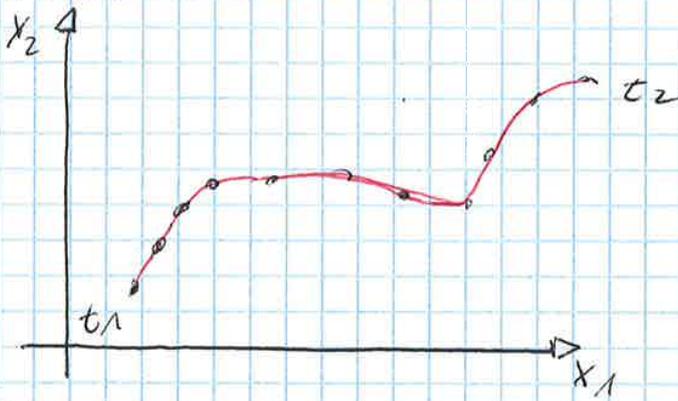
es. $v = \frac{V}{m} \rightarrow$ volume massico

$s = \frac{S}{m} \rightarrow$ entropia massica

② n° di moli del sistema \rightarrow grandezza MOLARE

$s = \frac{S}{mol}$ entropia specifica molare \rightarrow poco usata nel nostro corso

TRASFORMAZIONI



La trasformazione termodinamica è l'evoluzione sequenziale dei vari punti allo scorrere del tempo in un processo P

PROCESSO COMPOSTO

$$P = P_1 \rightarrow P_2$$

$$P_1: \Gamma_1(t_{1,1}; t_{1,2})$$

$$P_2: \Gamma_2(t_{2,1}; t_{2,2})$$

Processo composto da P1 e P2 se: $X_1(t_{1,2}) = X_2(t_{2,1})$

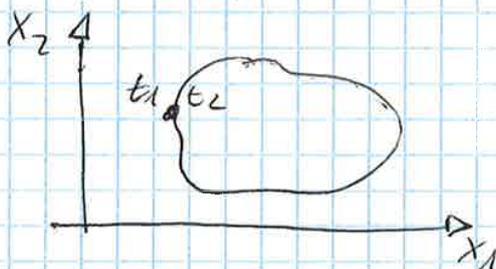
lo stato ^{finale} termodinamico di fine del 1° processo deve coincidere con quello iniziale del 2° processo

$$P = P_1 \rightarrow P_2 \dots \rightarrow P_n$$

PROCESSO CICLICO → ciclo termodinamico

avvenire in un intervallo $\Gamma(t_1, t_2)$

$$X(t_1) = X(t_2)$$



LEZIONE 3 TERMODINAMICA E TRASMISSIONE DEL CALORE

CALORE : $Q = Q(P)$

LAVORO : $L = L(P)$

→ grandezze funzioni del processo

PROCESSO REVERSIBILE :

processo P è reversibile se esiste un processo P_2

① esiste un processo P_2 tale P_2 è inverso di P

② tutte le azioni associate a P_2 sono uguali in modulo ma opposte in segno rispetto alle azioni associate a P

$Q(P_2) = -Q(P)$

$L(P_2) = -L(P)$

$Q(P_2) = -Q(P)$

CALORE

passaggio di calore da corpo caldo a freddo → SPONTANEO

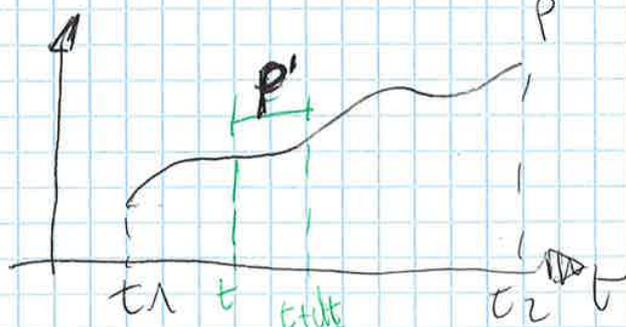
il contrario è forzato dall'esterno

$Q = Q(P)$ $Q = Q(P)$ grandezza funzione di un processo che avviene in un intervallo di tempo

→ isolando il fenomeno nell'ambito di tempo es
 otteniamo il flusso termico che è funzione del tempo

FLUSSO TERMICO $\Phi = \Phi(t)$

t' sottoprocesso



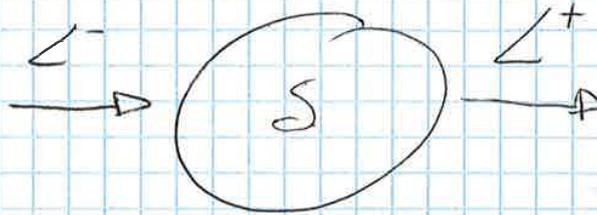
$$W(t) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta(P)}{\Delta t}$$

$$\Delta(P) = \int_{\Delta t} W(t) dt \quad \approx \text{intervallo di tempo}$$

$$\Delta(P) = \text{Joule}$$

$$W(t) = \frac{J}{s} = \text{Watt}$$

conservazione
di segno

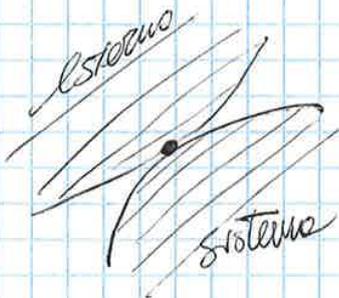


lavoro uscente \rightarrow positivo
lavoro entrante \rightarrow negativo

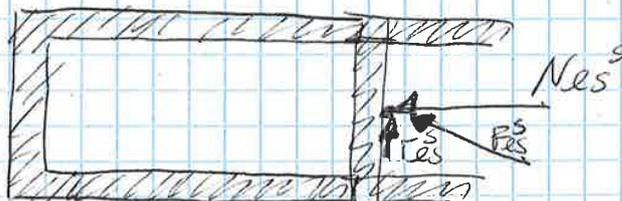
3 sistemi di forze scambiate

- ① forze di superficie
- ② forze di campo
- ③ forze interne

FORZE DI SUPERFICIE: forze scambiate tra sistema ed esterno attraverso un contatto superficiale (sup. contatta)



$$F_{es}^S + F_{se}^S = 0 \quad \rightarrow \text{azione e reazione}$$



esempio campo gravitazionale

funzione potenziale = energia potenziale

$$E_p = M \cdot \varepsilon \cdot g \quad \varepsilon \text{ quota}$$

$$E_p(t) = M \cdot \varepsilon(t) \cdot g$$

$$\Delta_{es}^d(P) = -\Delta E_p = E_p(\varepsilon_1) - E_p(\varepsilon_2)$$

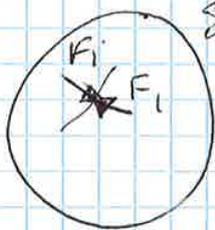
$$\Delta_{se}^d(P) = -\Delta_{es}^d(P) = +\Delta E_p = E_p(\varepsilon_2) - E_p(\varepsilon_1)$$

$$W_{es}^d(t) = -Mg \frac{d\varepsilon}{dt}$$

$$W_{se}^d(t) = -W_{es}^d(t) = Mg \frac{d\varepsilon}{dt}$$

FORZE INTERNE (al sistema)

: stato tensionale interno
 al corpo intrinsecamente
 equilibrato (o risultante
 0)



si equilibrano
 le forze

per assicurare l'equilibrio
 del corpo stesso, ma che
 può generare lavoro
 nel momento in cui

a seguito di forze est
 le uniche forze interne
 non equilibrate sono
 quelle sulla superficie
 di contatto che
 generano così un
 lavoro interno

si abbia una deforma-
 zione di corpo a seguito
 di azione del corpo est
 di forze esterne

~~LAVORO INTERNO~~

Q con uno spostamento del punto di applicazione delle forze interne F_i con velocità v

$$W_i(t) = \int_A p_i(t) \cdot n \cdot v(t) dA$$

nell'ipotesi di corpo omogeneo e lineare

$$W_i(t) = p_i(t) \cdot \int_A n \cdot v(t) dA$$

LEZIONE 4 TERMODINAMICA E TRASMISSIONE DEL CALORE

variazione di volume nell'unità di tempo

$\frac{dV(t)}{dt}$ con $V = V(t)$ volume

$$\frac{dV(t)}{dt} = \int_A n \cdot v(t) dA \quad \text{con } v(t) \text{ velocità}$$

Sostituendo \rightarrow $W_i(t) = p_i(t) \cdot \frac{dV(t)}{dt}$

valide per fluidi omogenei lineari

da potenza esprimibile in funzione delle grandezze di stato

$$\Delta_i(P) = \int_{t_1}^{t_2} W_i(t) dt = \int_{t_1}^{t_2} p_i(t) \frac{dV(t)}{dt} dt$$

\rightarrow ~~se~~ se è noto l'equazione del fluido omogeneo lineare $p_i = p_i(V, T)$ (esempio) pressione in f. di due grand. di stato indipendenti

\rightarrow Se l'equazione di stato non presenta discontinuità passeremo dalla integrazione rispetto al tempo a quella rispetto alla trasformazione.

$$\Delta_i(P) = \int_T p_i(V, T) dV$$

T trasformazione associata al processo P

TRATTAZIONE IN FORMA DI POTENZA

$$W_{se}(t) + W_i(t) = \frac{dE_c}{dt}$$

$$-W_{se}(t) + W_i(t) = \frac{dE_c}{dt}$$

per il principio di conservazione

$$W_{se}(t) - W_i(t) + \frac{dE_c}{dt} = 0$$

$$W_{se}^s(t) + W_{se}^d(t) + \frac{dE_c}{dt} - W_i(t) = 0$$

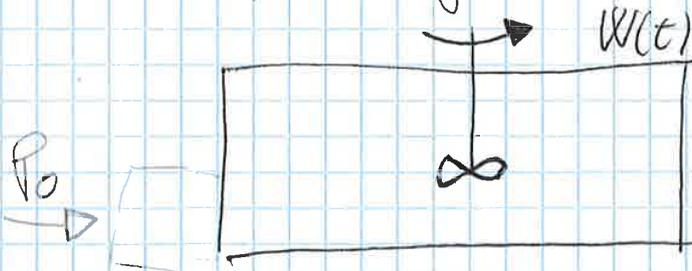
se il campo è conservativo $\rightarrow W_{se}^d = \frac{dE_p}{dt}$

$$W_{se}^s + \frac{dE_p(t)}{dt} + \frac{dE_c(t)}{dt} - W_i(t) = 0$$

$$W_{se}^s(t) + \frac{dE_p(t)}{dt} + \frac{dE_c}{dt} + W_{ai}(t) - W_i^{hm}(t) = 0$$

Consideriamo la potenza (o lavoro) scambiata dalle forze di superficie: può essere scomposta in due termini:

- ① un termine associabile in modo utile \rightarrow LAVORO TECNICO
- ② legato alle def. eventuale def. della sup. di contorno del corpo verso l'ambiente esterno in condizioni di pressione ambiente p_0 LAVORO DI DEFORMAZIONE



una parte della sup. di contorno si deforma contro un ambiente a pressione p_0

$$W_0 = p_0 \frac{dV}{dt} \Rightarrow \text{dato alle def.} \rightarrow \text{non zero nessuno utile}$$

se $\frac{dE_c}{dt} = 0$

$\angle_{se}(P) = \angle_i(P) = \angle(P)$

$\angle(P) = \int_{\pi} p \frac{dV}{dt} dt$

se nota l'equazione costitutiva di stato $P = P(x_1, x_2, \dots, x_n)$

$\angle(P) = \int_{\pi} P(x_1, x_2, \dots, x_n) dV$

della pratica sperimentale risulta che una ~~grande~~ lo stato di una grande quantità di fluido ~~comune~~ può essere espresso convenientemente considerando solo 2 variabili di stato indipendenti: $N=2$

→ solitamente si sceglie P, V, T nella forma P, V, T perché P, V, T sono di riferimento misurabili

Le grandezze utilizzate che solitamente sono Volume e Temperatura

$\angle(P) = \int_{\pi} P(V, T) dV$

$\angle(P) = \int_{\pi} \tilde{Z}(P) =$

\tilde{Z} = lavoro di trasformazione infinitesimale

$\tilde{Z} = P(V, T) dV$ forme differenziale
brucce

$$Q(P) = \int_{\gamma} \langle z_v dV + c_v dT \rangle$$

$$Q(P) = \int \tilde{Q} \quad \tilde{Q} \text{ calore scambiato in processo infinitesimo}$$

$$\tilde{Q} = z_v dV + c_v dT = \varnothing(t) dt$$

forme differenziale

definizione z_v, c_v

z_v : calore ceduto rispetto al volume \rightarrow calore per unità di volume scambiato tra sistema ed esterno in una trasformazione a T costante

$$[J] / [m^3] = [N] / [m^2]$$

rappresenta una

pressione \rightarrow GRANDEZZA INTENSIVA

es. CAMBIAMENTO DI STATO

c_v = capacità termica a volume costante \rightarrow calore scambiato per unità di variazione di T in una trasformazione a V costante

capacità di assorbire calore senza modificarsi

$$[J] / [K] \rightarrow \text{è una grandezza estensiva}$$

più grande è variazione di temperatura, più grande è la capacità termica

\rightarrow la capacità del sistema di assorbire calore modificando poco il suo stato

grandezza specifica o massica:

$$c_v = \frac{C_v}{M} = \frac{[J]}{[kg][K]} \quad c_v > 0$$

$$c_v > 0$$

Le possibilità di calcolare il calore scambiato tra sistema ed esterno alla conoscenza di $z_v = z_v(V, T)$ e $c_v = c_v(V, T)$

espressione coeff. calorimetrici:

$$z_p = z_v \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T$$

$$C_p = C_v \left(- z_v \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T \right)$$

Calcolo calore e forma differenziale del calore nel caso di grandezze termodinamiche indipendenti:

$$Q(p) = \int_T \langle z_p dp + C_p dT \rangle$$

$$\vec{Q} = z_p dp + C_p dT$$

z_p = calore latente rispetto alla pressione

$$[J] / [Pa] \rightarrow [m^3] \text{ grandezza estensiva}$$

$$z_p = \frac{z_p}{M} = \frac{[m^3]}{[kg]} \text{ calore latente rispetto alla pressione per unità di massa}$$

calore scambiato con l'esterno in una trasformazione a T costante per unità di variazione di pressione del sistema

C_p = capacità termica a p costante

$$[J] / [K] \text{ grandezza estensiva}$$

calore scambiato con l'esterno con una trasformazione a p costante per unità di variazione di T

$$c_p = \frac{C_p}{M} \rightarrow \text{capacità termica a } p \text{ costante per unità di massa}$$

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

$$C_p > 0$$

$$c_p > 0$$

LEZIONE 6 TERMODINAMICA E TRASMISSIONE DEL CALORE

$$p = \frac{nRT}{V} = \frac{nRT}{n \cdot v} = \frac{RT}{\frac{n}{m} \cdot v} = \frac{RT}{M \cdot v}$$

$$M = \frac{\text{massa molare gas}}{[\text{kg}]} = \frac{[\text{kg}]}{[\text{kmol}]}$$

costante di elastoicità del gas:

$$R^* = \frac{R}{M} = \left[\frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}} \right]$$

$$p = \frac{R^* T}{v} \quad \text{nuova forma espressione di stato}$$

definizione grandezze calorimetriche

① calore latente rispetto alla pressione per unità di massa

$$z_p = \frac{z_v}{\left(\frac{\partial v}{\partial v}\right)_T} = \frac{-p}{-\frac{R^* T}{v^2}} = -\frac{R^* T}{v} \left(\frac{+v^2}{R^* T}\right) = -v$$

$$② c_p = c_v - z_v \frac{(\partial p / \partial T)_v}{(\partial v / \partial T)_T} = c_v - \frac{-p}{v} \cdot \left(\frac{R^*}{v}\right) \left(\frac{-v^2}{R^* T}\right)$$

$$= c_v + R^* \rightarrow c_p - c_v = R^*$$

osservazione \rightarrow essendo $R^* > 0 \rightarrow c_p > c_v$

Dalla teoria cinetica dei gas si ricavano le seguenti espressioni per i calori specifici a p e V costante

no atomi per molecola	$c_p \left[\frac{\text{J}}{\text{kgK}} \right]$	$c_v \left[\frac{\text{J}}{\text{kgK}} \right]$	$\gamma = \frac{c_p}{c_v}$
1	$5/2 R^*$	$3/2 R^*$	$5/3$
2	$7/2 R^*$	$5/2 R^*$	$7/5$
3	$4 R^*$	$3 R^*$	$4/3$

LAVORO

$$\textcircled{1} \ell(p) = \int_{\gamma} p dv = \int_{\gamma} \frac{R^* \Gamma}{v} \cdot dv = R^* \int_{\gamma} T \frac{dv}{v} =$$

$$\textcircled{2} \ell(p) = \int_{\gamma} \left\langle p \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_{\Gamma} dp + p \left(\frac{\partial v}{\partial \Gamma} \right)_p d\Gamma \right\rangle =$$

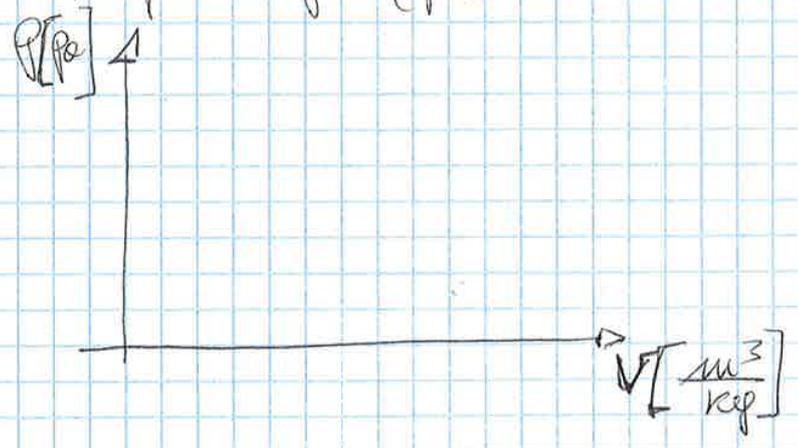
$$= \int_{\gamma} \langle -v dp + R^* dT \rangle$$

TRASFORMAZIONI DI GAS IDEALI:

- ① isocora
- ② isobara
- ③ isoterma
- ④ adiabatica
- ⑤ politropica

POLITROPICA *generalizzata*
 Trasformazione "ideale", nel senso che tutte
 e 4 le trasformazioni sono casi
 particolari della politropica

Rappresentazione grafica delle trasformazioni: piano di Clapeyron; piano p-v (pressione - volume massico)



ZAVORO

$$\textcircled{1} \ell(p) = \int_{z} p dv = \int_{z} \frac{R^* \Gamma}{V} \cdot dv = R^* \int_{z} T \frac{dv}{V} =$$

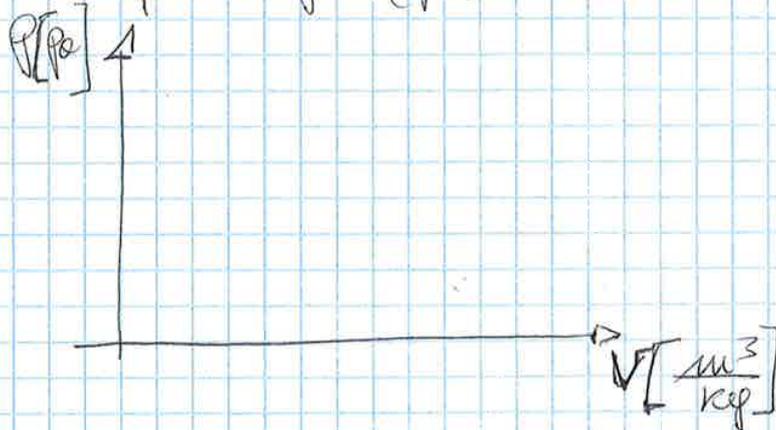
$$\textcircled{2} \ell(p) = \int_{z} \left\langle p \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_{\Gamma} dp + p \left(\frac{\partial v}{\partial \Gamma} \right)_{p} d\Gamma \right\rangle =$$

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

TRASFORMAZIONI DI GAS IDEALI:

- | | | |
|---------------|--|---------------|
| ① isocora | POLITROPICA | generalizzata |
| ② isobara | Trasformazione "ideale", nel senso che tutte | |
| ③ isoterma | e le trasformazioni sono casi | |
| ④ adiabatica | particolari della politropica | |
| ⑤ politropica | | |

Rappresentazione grafica delle trasformazioni: piano di Clapeyron; piano p-v (pressione - volume massico).



ISOBARA: pressione costante

$$\begin{cases} p(t) = \text{cost.} & \forall t \\ p_1 = p_2 = p \\ dp = 0 \end{cases}$$

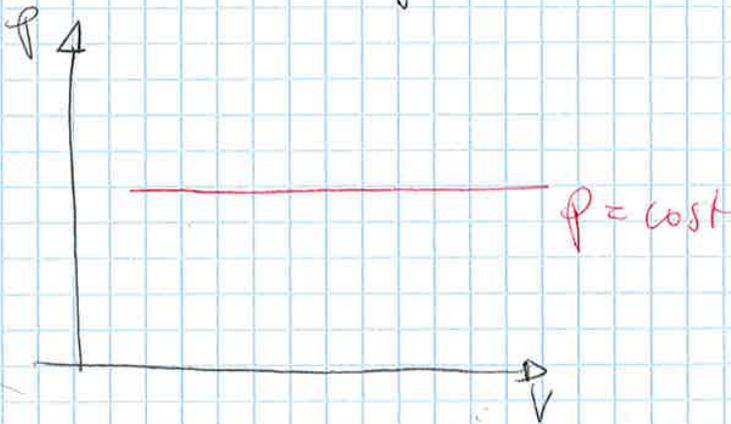
Calcolo del lavoro per unità di massa:

$$l(p) = \int_{v_1}^{v_2} p dv = p(v_2 - v_1) = \cancel{p_2} p_2 v_2 - p_1 v_1 = R^* (T_2 - T_1)$$

Calcolo del calore per unità di massa

$$q(p) = \int_{T_1}^{T_2} \langle \gamma_p dp + c_p dT \rangle = \int_{T_1}^{T_2} c_p dT$$

$$q(p) = c_p (T_2 - T_1) = c_p \frac{p_1}{R^*} (v_2 - v_1)$$



con l'altra espressione

$$q(p) = \int_{z_1}^{z_2} \langle z_p dp + c_p dT \rangle = \int_{z_1}^{z_2} z_p dp \quad \text{per gas ideali } z_p = -v$$

$$q(p) = \int_{z_1}^{z_2} -v dp = -R^* T_1 \int_{p_1}^{p_2} \frac{dp}{p} = -R^* T_1 \ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right) = R^* T_1 \ln\left(\frac{p_1}{p_2}\right)$$

$$l(p) = R^* T_1 \ln\left(\frac{v_2}{v_1}\right) = R^* T_1 \ln\left(\frac{p_1}{p_2}\right)$$

$$q(p) = R^* T_1 \ln\left(\frac{v_2}{v_1}\right) = R^* \ln\left(\frac{p_1}{p_2}\right)$$

per gas ideali \rightarrow su un' ISOTERMA $l(p) = q(p)$

ADIABATICA \rightarrow non c'è scambio di calore con l'esterno

$$\phi(t) = 0 \quad \forall t \rightarrow Q(p) = 0$$

$$q(t) = \frac{\phi(t)}{T}$$

$$q(t) = z_v \frac{dv}{dt} + c_v \frac{dT}{dt} = 0 \quad (1)$$

$$= p \frac{dv}{dt} + c_v \frac{dT}{dt} = 0 \quad \text{si esplicita } \frac{dT}{dt} \text{ e si sostituisce nelle formule seguenti } (2)$$

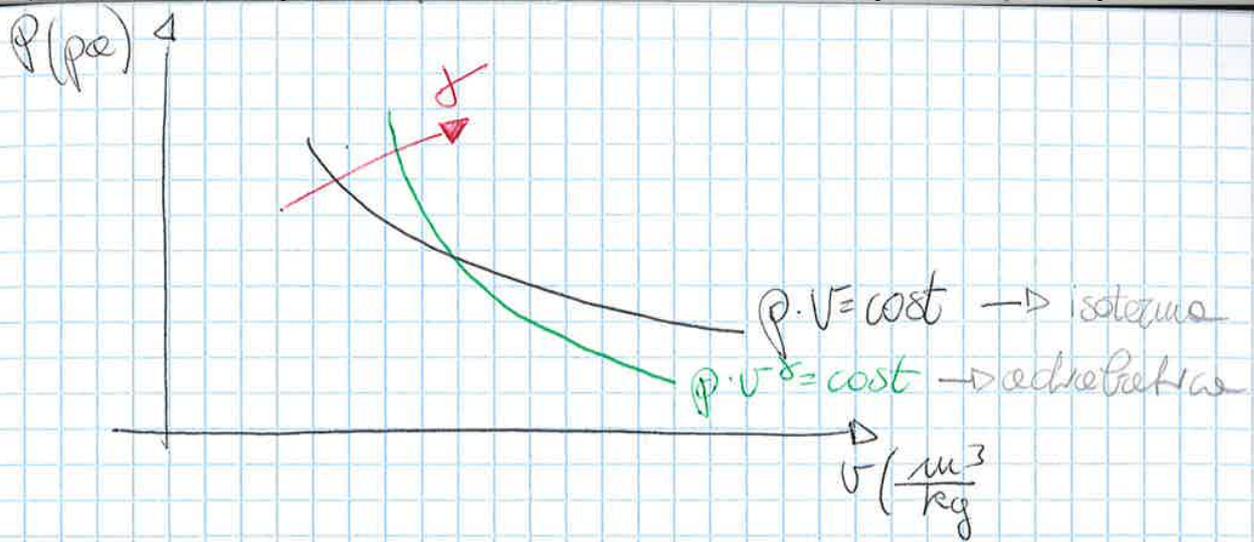
$$q(t) = z_p \frac{dp}{dt} + c_p \frac{dT}{dt} = -v \frac{dp}{dt} + c_p \frac{dT}{dt} = 0 \quad (2)$$

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

$$-v \frac{dp}{dt} + \frac{c_p}{c_v} p \frac{dv}{dt} = 0 \quad \frac{dp}{p} + \frac{c_p}{c_v} \frac{dv}{v} = 0$$

$$\frac{dp}{p} + \gamma \frac{dv}{v} = 0 \quad \text{equazione di stato}$$

interpretato tra stato 1 (p_1, v_1) e stato generico



POLITROPICA \rightarrow trasformazione "generalizzata"

$$q = \frac{Q}{M} = \frac{[J]}{[kg]} \quad \text{calore per unità di massa}$$

trasformazione infinitesima:

$$\tilde{q} = z v dv + c_v dT \quad (1)$$

$$c_v = \left(\frac{\tilde{q}}{dT} \right)_v \quad c_p = \left(\frac{\tilde{q}}{dT} \right)_p$$

in una trasformazione generica: $c = \frac{\tilde{q}}{dT}$ calore specifico

$$\tilde{q} = c dT \quad (2)$$

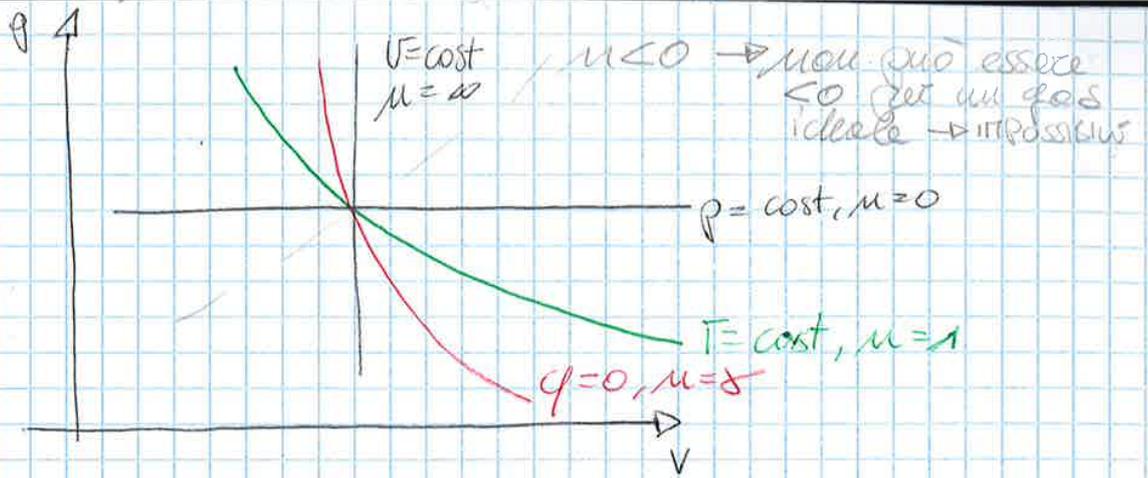
uguagliamo (1) e (2)

$$(c_v - c) dT + z v dv = 0$$

$$dT = \frac{p dv + v dp}{\rho^2} \quad z v = p$$

$$(c_v - c) \frac{(p dv + v dp)}{\rho^2} + p dv = 0$$

$$(c_v - c) dT (p dv + v dp) + (c_p - c_v) p dv = 0$$



LEZIONE 8 TERMODINAMICA E TRASMISSIONE DI CALORE

esercitazione

ESERCIZIO 1

Un volume di liquido si riduce dello 0,05% quando la pressione aumenta di $15 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ a T costante. Determinare la compressibilità isoterma K_T del liquido supponendo che questa sia costante con la pressione

compressibilità coeff. di dilatazione cubica:

• compressibilità isoterma

equazione di stato generale per sistema $P-V-T$

$$V = V(P, T)$$

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

Per definizione introduciamo $\beta = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P = [K^{-1}]$

coeff. di dilatazione cubica

$$K_T = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T \rightarrow \text{compressibilità} \rightarrow [P^{-1}]$$

dato al fatto che $\frac{\partial V}{\partial P} < 0 \rightarrow$ rende K_T positivi

$$\frac{V_2}{V_1} = e^{\beta \Delta \Gamma}$$

$$\frac{V_2}{V_1} - 1 = e^{\beta \Delta \Gamma} - 1 = e^{0,182 \cdot 10^{-3} \cdot 20} - 1 = 3,64 \cdot 10^{-3}$$

$$\frac{V_2 - V_1}{V_1} \% = 0,364 \%$$

ESERCIZIO 3

Una massa di 8 kg di elio è fatta passare a T costante all'interno di un compressore volumetrico a cilindro e pistone da uno stato iniziale A, a $T = 300\text{K}$ e volume specifico 35 l/kg , ad uno stato finale B, con volume specifico 20 l/kg . Calcolare i valori di calore e lavoro scambiati con l'esterno, trascurando l'attrito interno, quello esterno e le variazioni di energia cinetica e potenziale, utilizzando l'equazione di stato dei gas ideali. Effettuare il calcolo del calore scambiato con l'esterno nel caso di utilizzo dell'equazione di stato di Van der Waals.

$$\bar{M} = 4,003 \frac{\text{g}}{\text{mol}} = \frac{\text{kg}}{\text{kmol}}$$

$$R^* = 8314 \frac{\text{J}}{\text{kmol} \cdot \text{K}} \cdot \frac{1}{4,003 \frac{\text{kg}}{\text{kmol}}} = 2076,9 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}}$$

Calore \rightarrow ~~Q~~ $Q(P) = M \cdot q(P) = M \int z_v dV + e_v dT =$

$$Q(P) = M \int p dV = M \int \frac{R^* T}{V} dV = MR^* T \ln \frac{V_2}{V_1}$$

$$= 8 \text{ kg} \cdot 2077 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}} \cdot 300 \text{ K} \cdot \ln \frac{20 \cdot 10^{-3}}{35 \cdot 10^{-3}} = -2789572,7 \text{ J}$$

$$ZV = \Gamma \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_V = \Gamma \frac{P^*}{(V-b)}$$

$$Q(P) = M \int_{V_1}^{V_2} \Gamma \cdot \frac{P^*}{(V-b)} \cdot dV = MR^* \Gamma \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{(V-b)} =$$

$$= MR^* \Gamma \ln \left(\frac{V_2 - b}{V_1 - b} \right) = -3,61 \cdot 10^6 \text{ J}$$

Il valore nel caso di gas reale è molto più alto

ESERCIZIO 4

Una massa di 30 g di azoto ha una $T_i = -50^\circ\text{C}$ ed è contenuta in un recipiente di volume pari a 3 dm^3 . L'azoto subisce le seguenti trasformazioni:

- Ⓐ Espansione isoterma, con volume finale triplicato rispetto a quello iniziale;
- Ⓑ Compressione secondo una trasformazione adiabatica reversibile fino a che non torna ad occupare il volume iniziale
- Ⓒ Raffreddamento a volume costante fino alla T iniziale

Si consideri $\gamma = 1,394$ ed $R^* = 296,77 \text{ J/kg}\cdot\text{K}$

Il lavoro si calcoli come L_{lm} .

$$T_i = -50^\circ\text{C}$$

$$V = 3 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$$

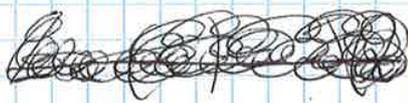
$$M = 30 \cdot 10^{-3} \text{ kg}$$

$$P_i = \frac{MR^* T_i}{V_i} = \frac{30 \cdot 10^{-3} \cdot 296,77 \cdot 223,15}{3 \cdot 10^{-3}} = 6,622 \cdot 10^5 \text{ [Pa]} = 6,622 \text{ bar}$$

LEZIONE 9 TERMODINAMICA E TRASMISSIONE DI CALORE

1° PRINCIPIO DELLA TERMODINAMICA

Enunciato fondamentale: In un processo ciclico C , percorso da un sistema termodinamico S , il lavoro scambiato tra sistema e l'esterno $L_{se}(C)$ è proporzionale al calore scambiato tra il sistema e l'esterno $Q(C)$ attraverso una costante J definita come equivalente meccanico del calore



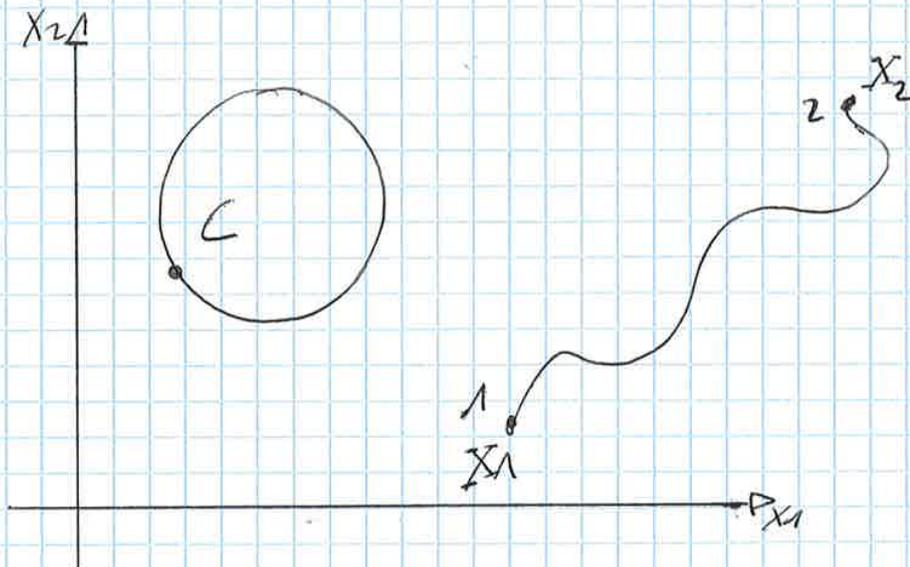
$$L_{se}(C) = J Q(C)$$

(NB) se sono misurate con la stessa unità di misura, il coeff. J assume valore unitario

$$\rightarrow L_{se}(C) = Q(C)$$

→ estensione a processi non ciclici:

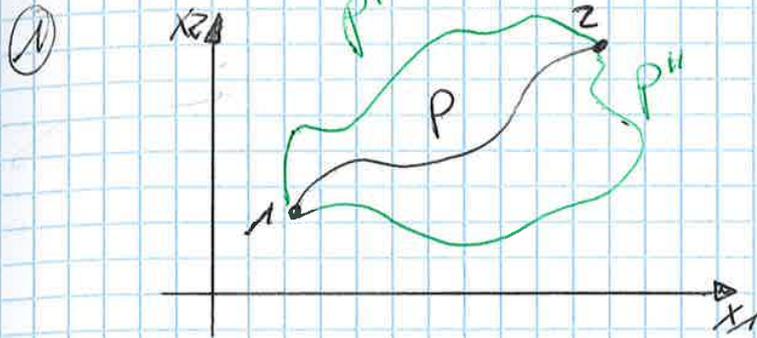
$L(P); Q(P)$



X vettore grandezze di stato indipendenti

$E(X)$ è definito come energia totale del sistema

conseguenze:



$$L(P) \neq L(P') \neq L(P'')$$

$$Q(P) \neq Q(P') \neq Q(P'')$$

ma la differenza

$$\begin{aligned} Q(P) - L(P) &= Q(P') - L(P') = Q(P'') - L(P'') \\ &= E(X_2) - E(X_1) \end{aligned}$$

② l'energia totale è stata definita come differenza, quindi non può essere calcolata in un punto
 → è una grandezza calcolabile "a meno di una costante"

Per il calcolo del suo valore in uno stato generico: si deve definire uno stato termodinamico di "riferimento" X_0 in cui si assume il valore nullo dello stato di energia totale $E(X_0) = 0$

$$\rightarrow E(X) = E(X) - E(X_0)$$

③ energia totale è una grandezza estensiva
 → esiste un suo valore specifico (massico)

$$e = \frac{E}{M} = \frac{J}{kg}$$

LEZIONE 10 TERMODINAMICA E TRASMISSIONE DI CALORE

ENTALPIA

$$H = U + pV$$

U = energia interna

Il valore assunto o ceduto in una trasformazione a p costante corrisponde alla variazione di entalpia

unità di misura \rightarrow Joule

grandezza specifica $\rightarrow h = \frac{H}{M} = \left[\frac{J}{kg} \right]$

$$h = u + p \cdot v$$

calcolabile "a meno di una costante"

$$H(x) = H(x) - H(x_0) \quad \text{stabilito un } x \text{ di riferimento}$$

$$dH = dU + d(pV)$$

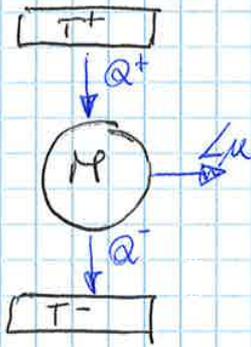
$$dh = du + d(p \cdot v)$$

2° PRINCIPIO TERMODINAMICA \rightarrow per sistemi chiusi

Limitazione sulla possibilità di convertire tutto il calore in lavoro

- macchine termiche
- \rightarrow ① può rendere disponibile un effetto utile attraverso trasformazioni termodinamiche
 - \rightarrow ② segue ~~macchine~~ trasformazioni cicliche
 - \rightarrow ③ effetto utile trasformando calore in lavoro (o viceversa)
 - \rightarrow ④ macchine motrici (o motori) che tendono a rendere disponibile un lavoro utile all'ambiente esterno
 - \rightarrow ⑤ macchine operatrici: usano lavoro fornito dall'esterno per invertire il verso di una trasformazione spontanea (es. frigorifero).

macchine motrice

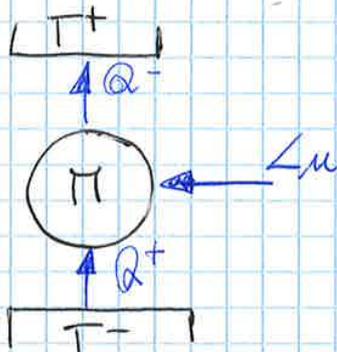


$$L_M > 0 \Rightarrow Q_M > 0 \quad Q^+ > Q^-$$

EFFICIENZA prende il nome di RENDIMENTO η

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

macchine frigorifera



$$L_M < 0 \rightarrow Q_M < 0 \rightarrow Q^- \geq Q^+$$

EFFICIENZA FRIGORIFERA

(l'effetto utile è il sottrarre calore ad un ambiente a bassa T)

$$E = \frac{Q^+}{|L_M|} =$$

SECONDO PRINCIPIO DELLA TERMODINAMICA in forma assiomatica:
 quando un sistema termodinamico S subisce un processo P ,
 il flusso di calore che in ogni istante di tempo t può essere
 scambiato tra sistema ed esterno è sempre inferiore o
 al più uguale ad un valore massimo che è una grandezza
 costitutiva (nel senso che dipende dalle sostanze che compongono il
 sistema):

$$\mathcal{Q}(t) \leq \mathcal{Q}_{MAX}(t)$$

Il flusso termico max è uguale al prodotto della T
 assoluta del sistema per il differenziale nel tempo dell'entropia

LEZIONE 11 TERMODINAMICA E TRASMISSIONE DEL CALORE

Formulazione 2° PRINCIPIO (sistemi chiusi)

$$\oint \frac{dS}{dt} \leq \int \frac{dQ}{T} \quad \begin{matrix} < \text{trasm. irreversibili} \\ = \text{trasm. reversibili} \end{matrix}$$

entropia \rightarrow funzione di stato

$$S = S(X)$$

DISEGUAGLIANZA DI KELVIN-PLANCK

$$\frac{dS}{dt} \geq \frac{\dot{Q}}{T}$$

connessione flusso termico e temperatura associato

① \dot{Q} associato alla relativa temperatura

② $\frac{dS}{dt}$ nel caso di trasm. irreversibili non è completamente giustificato dal contributo del flusso termico

in forma di calore (integrato)

$$\Delta S = S_2 - S_1 \geq \int \frac{\dot{Q}}{T} dt = \int \frac{\tilde{Q}}{T}$$

$$dS \geq \frac{\tilde{Q}}{T} \rightarrow T dS \geq \tilde{Q}$$

si può passare dall'uguaglianza alla disuguaglianza introducendo un contributo

$$\frac{dS}{dt} \geq \frac{\dot{Q}}{T} \rightarrow \text{si modifica}$$

$$\frac{dS}{dt} = \frac{\dot{Q}}{T} + \Sigma_i$$

Σ_i per def. ≥ 0
 $= 0$ reversibili
 > 0 irreversibili

entropia per unità di massa

$$s = \frac{S}{M} = \frac{J}{kg \cdot K} \rightarrow \text{entropia massica}$$

$$\sigma_i = \frac{\dot{S}_i}{\dot{M}} = \left[\frac{W}{kg \cdot K} \right] \rightarrow \text{flusso di entropia per irreversibilità massica}$$

$$s_i = \frac{\dot{S}_i}{\dot{M}} = \left[\frac{J}{K \cdot kg} \right] \rightarrow \text{entropia per irr. massica}$$

$$\rightarrow \frac{ds}{dt} = \frac{\varphi(t)}{T} + \sigma_i$$

$$\rightarrow \Delta s = \int \frac{\varphi(t)}{T} dt + s_i$$

$S = S(X) \rightarrow$ grandezza estensiva $s = \frac{S}{M}$ valore specifico (massico)

\rightarrow calcolabile e meno di una costante

$S(X_0) = 0 \rightarrow$ stabilito tale stato si possono calcolare qualsiasi stato di entropia

processo adiabatico

$$\dot{\Phi}(t) = 0 \quad \forall t$$

$$\frac{dS}{dt} \begin{matrix} = 0 & \text{REVERSIBILITÀ} \\ > 0 & \text{IRREVERSIBILITÀ} \end{matrix} \rightarrow \text{aumento l'entropia}$$

$$\Delta S \geq 0 \rightarrow S_2 \geq S_1$$

clausius \rightarrow l'universo evolve nel verso di aumento di entropia nel tempo

> 0 se $\begin{cases} Q_A \rightarrow B \rightarrow A & Q < 0 \rightarrow \text{colore da } B \rightarrow A \\ T_A > T_B \rightarrow Q > 0 \end{cases}$

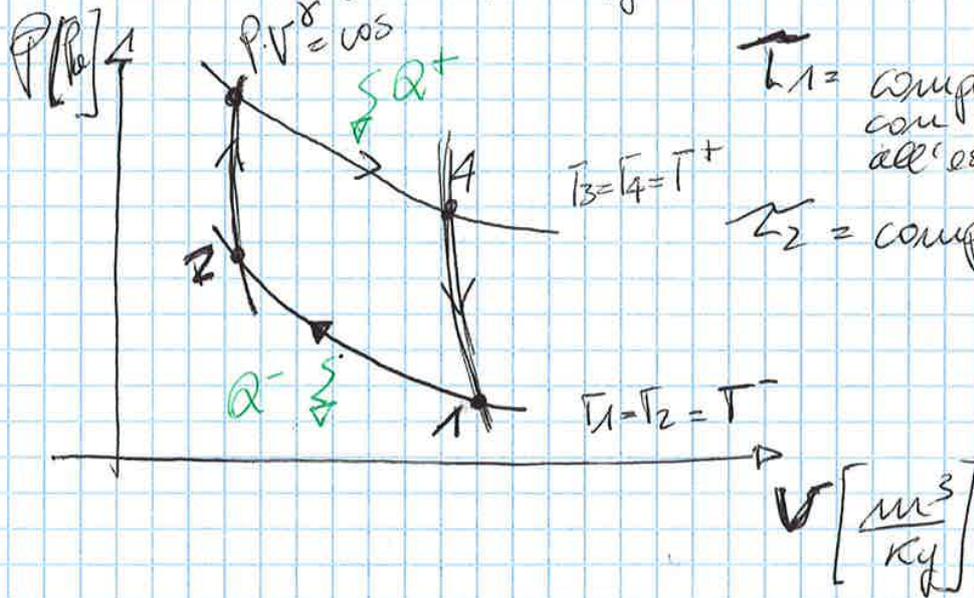
① scambio termico fenomeno irreversibile

② colore scambiato da T elevata a T più bassa

CICLO DI CARNOT \rightarrow mette in evidenza l'impossibilità di realizzare determinate trasformazioni

ipotesi ① ciclo reversibile (assenza di fenomeni di irreversibilità)

② percorso da fluido che rispetta l'equazione di stato dei gas ideali.



\curvearrowright 1 = compressione isoterma con rilascio di calore all'esterno
 \curvearrowright 2 = compressione adiabatica

\curvearrowright 3 = espansione isoterma con assorbimento di calore

\curvearrowright 4 = adiabatica

calcolo c_v dei calori forniti

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v} \quad R^* = c_p - c_v$$

$$\gamma = \frac{R^* + c_v}{c_v} = \frac{R^*}{c_v} + 1$$

$$c_v = \frac{R^*}{\gamma - 1}$$

$$c_p = \frac{\gamma R^*}{\gamma - 1}$$

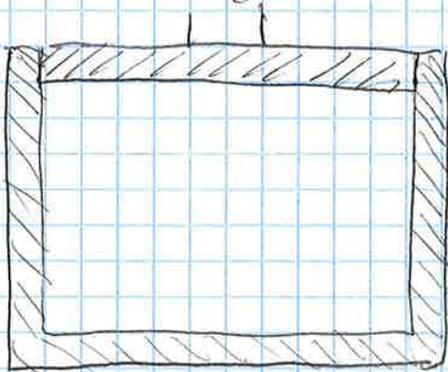
ESERCIZIO

Un sistema pistone-cilindro verticale riempito di aria contiene un riscaldatore elettrico. L'atmosfera esocivita una $p = 1 \text{ atm}$ sulla sommità del pistone, con $m = 10 \text{ kg}$ e $S = 30 \text{ cm}^2$. Quando la corrente fluisce nella resistenza elettrica, il volume dell'aria aumenta di 45 cm^3 , mentre la p è costante. La massa di aria è 4 g e la sua energia interna specifica aumenta di 1000 J/kg . L'aria e il pistone all'inizio e alla fine della trasformazione sono in stato di quiete. Il materiale del cilindro e del pistone è un composto ceramico e quindi un buon isolante. L'attrito tra il pistone e il cilindro può essere trascurato. Determinare il calore ceduto dal riscaldatore all'aria, per il sistema costituito:

- (A) solo aria
- (B) aria + pistone

esercizio

All'interno di un cilindro si comprime ossigeno passando secondo una trasformazione politropica da $p_1 = 1 \text{ bar}$ a $p_2 = 4 \text{ bar}$; se la temperatura iniziale è $T_1 = 15^\circ\text{C}$, calcolare la temperatura finale nell'ipotesi che, istante per istante, il calore scambiato con le pareti sia pari ad $\frac{1}{3}$ del lavoro fornito. Si consideri nullo l'attrito tra cilindro e il pistone, e l'ossigeno come un fluido empatico privo di attrito, per cui vale l'equazione di stato dei gas ideali, e con calore specifico costante ($c_v = 649 \frac{\text{J}}{\text{kgK}}$)



$$Q(P) = \frac{1}{3} L(P)$$

$$p_1 = 1 \cdot 10^5 \text{ Pa}$$

$$p_2 = 4 \cdot 10^5 \text{ Pa}$$

$$T_1 = 288,15 \text{ K} \quad T_2 = ?$$

$PV^\mu = \text{cost}$ in movimento

1° principio applicato al gas

$$Q(P) - L(P) = \Delta U$$

$$-\frac{2}{3} L(P) = \Delta U \rightarrow$$

$$L(P) = \int_{V_1}^{V_2} p dV = p_1 V_1^\mu \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V^\mu} = \frac{1}{1-\mu} p_1 V_1^\mu [V_2^{-\mu+1} - V_1^{-\mu+1}]$$

$$= \frac{1}{1-\mu} p_1 V_1 \left[\left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{1-\mu} - 1 \right]$$

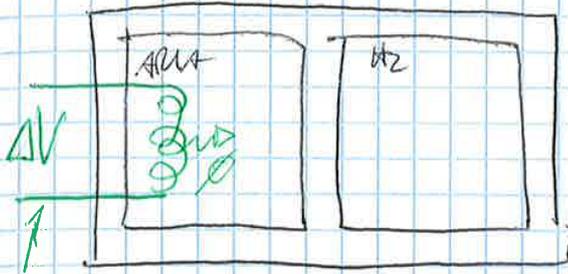
$$T_1 V_1^{\mu-1} = T_2 V_2^{\mu-1} \Rightarrow \frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{\mu-1} \rightarrow \Delta$$

$$\mu = \frac{2}{3} \frac{8814}{32.649} + 1 = 1,27$$

$$P_2 = P_1 \left(\frac{P_1}{P_2} \right)^{\frac{1-\mu}{\mu}} = 288,15 \cdot 4^{\frac{1-1,27}{1,27}} = 386,7 \text{ kPa}$$

esercizio 2.4

Un cilindro orizzontale



scaldatore

① $V_{A1} = V_{A2} = 28 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$

② $T_{A1} = T_{A2} = 313,15 \text{ K}$

$P_{A1} = P_{A2} = 1,4 \cdot 10^5 \text{ Pa}$

③ $P_{2 \text{ arvo}} = 2,8 \cdot 10^5 \text{ Pa}$

Q? Δdx ?

	A1	A2
P^*	282	4124,21
e_p	1004,5	14322,66
e_v	177,15	10202,64
γ	1,400	1,404

$$\eta_C = 1 - \frac{T^-}{T^+}$$

① $\eta_C = 1$ se

$$T^- = 0K \rightarrow \text{impossibile}$$

$$T^+ = \infty$$

② $\eta_C < 1$ ed da fuori di questi casi estremi:

$$\bullet \eta_C = \frac{L_M}{Q^+} \rightarrow L_M < Q^+$$

NON SI PÒ TRASFORMARE
TUTTO IL CALORE IN LAVORO NETTO

$$\bullet L_M = \eta_C Q^+ = \left[1 - \frac{T^-}{T^+}\right] Q^+$$

Il max lavoro è filtrato da una cassetta fra Temp.

$\left[1 - \frac{T^-}{T^+}\right]$ = equivalente meccanico del calore

$$\bullet \left[1 - \frac{T^-}{T^+}\right] \text{ fattore di Carnot}$$

↳ def di contenuto energetico di una quantità di calore

• LIMITE DI CARNOT per il rendimento di macchine termiche

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

vale solo per le macchine TERMICHE

~~altro caso~~

$$dH = (z_p + V) dp + C_p dT \quad (3)$$

confrontando (1) e (3)

$$\left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_T = z_p + V \quad \text{in forme massa} \quad \left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T = z_p + V$$

$$\left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_p = C_p \quad \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_p = c_p$$

entropia: $S = S(V, T)$

$$dS = \left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T dV + \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_V dT \quad (1)$$

dal 2° princ.
per fluido omogeneo
reversibile

→ quindi si scrive

$$dS = \frac{\delta Q}{T} dt = \frac{\tilde{Q}}{T}$$

$$\tilde{Q} = z_v dV + C_v dT$$

da cui si ottiene

$$dS = \frac{z_v dV}{T} + \frac{C_v dT}{T} \quad (2)$$

da (1) e (2)

$$\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T = \frac{z_v}{T}$$

$$\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T = \frac{z_v}{T}$$

$$\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_V = \frac{C_v}{T}$$

in forme massa

$$\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_V = \frac{c_v}{T}$$

Relazioni di Maxwell: relazioni tra derivate seconde di grandezze termodinamiche (non dimostrate)

$$\textcircled{1} \left(\frac{\partial T}{\partial v} \right)_s = - \left(\frac{\partial p}{\partial s} \right)_v \quad \text{grandezze mesurate}$$

$$\textcircled{2} \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_s = \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T$$

$$\textcircled{3} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v = \left(\frac{\partial s}{\partial v} \right)_T$$

$$\textcircled{4} \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T = - \left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_T$$

LEZIONE 14 TERMODINAMICA E TRASMISSIONE DEL CALORE

Energia interna

$$du = (z_v - p) dv + e_v dt \quad \textcircled{1}$$

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T dv + e_v dt \quad \textcircled{2}$$

$$\bar{q} = \int ds = du + p dv$$

deriviamo rispetto a v a T costante

$$T \left(\frac{\partial s}{\partial v} \right)_T = \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T + p$$

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

da relazione di Maxwell

$$\left(\frac{\partial s}{\partial v} \right)_T = \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \quad \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T = T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v - p \quad \textcircled{3}$$

Sostituendo 3 in 2

$$du = e_v dt + \left[T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v - p \right] dv \quad \textcircled{4}$$

$$du = e_v dT + \left[T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v - p \right] dv$$

$$dh = e_p dT + \left[v - T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \right] dp$$

Caso particolare di un fluido che noi conosciamo l'eq. di stato: GAS IDEALI
 $pV = R^* T$

energia interna:

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

$$du = e_v dT + \left[T \frac{R^*}{v} - p \right] dv = e_v dT + [p - p] dv = e_v dT$$

$$du = e_v dT$$

l'energia interna è funzione della temperatura

entropia:

$$\frac{\partial v}{\partial T} = \frac{R^*}{p}$$

$$dh = e_p dT + \left[v - T \left(\frac{R^*}{p} \right) \right] dp = e_p dT + [v - v] dp = e_p dT$$

$$dh = e_p dT$$

funzione della temperatura

(NB) TUTTO CIÒ VALE SOLO PER GAS IDEALI

integrare:

$$ds = \frac{e_p}{T} dT + \frac{z_p}{T} dp \quad (1)$$

$$ds = \frac{e_v}{T} dT + \left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_T dp \quad (2)$$

ENERGIA LIBERA DI GIBBS non importante in TERMODINAMICA

per definizione: $G = H - TS$ ① grandezza estensiva

$$\frac{G}{n} = g = h - Ts$$

② è additiva "e meno di una costante"

$$G(x_0) = 0$$

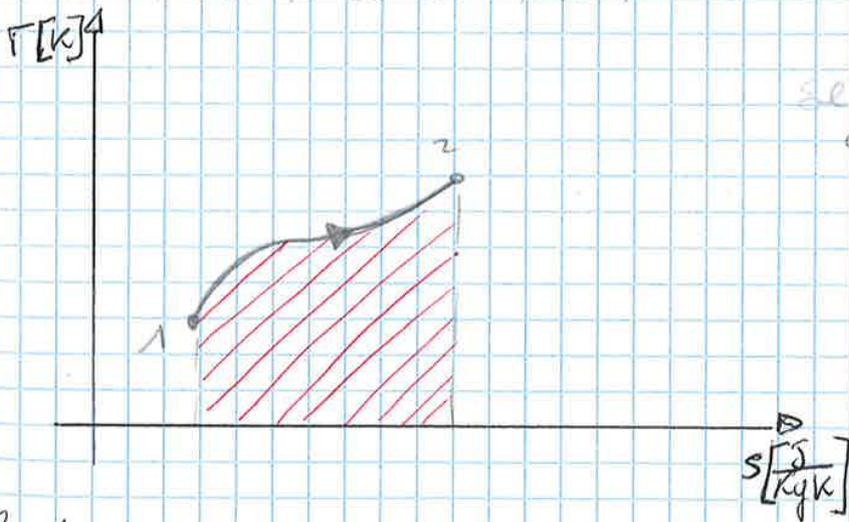
forme differenziale $dg = dh - d(Ts) = \frac{dh - Tds}{vdp} - sd\Gamma$

$$dg = vdp - sd\Gamma$$

L'energia di Gibbs è importante nelle trasformazioni chimiche

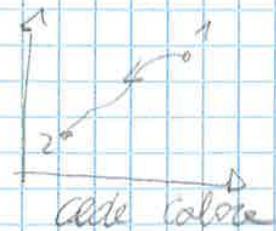
PIANO DI GIBBS → piano termodinamico

assi coordinati Γ e S → massa



se l'entropia è costante $\varphi > 0$

$$q = \int T ds > 0 \rightarrow \text{riceve calore dall'esterno}$$



fluido omogeneo lineare:

$$\delta q = T ds \quad q = \int_{T_1} T ds$$

il calore è l'area sottesa dalla trasformazione

isocoro per gas ideale

$$ds = c_v \frac{dT}{T} + R^* \frac{dv}{v} \quad c_v = \frac{R^*}{\gamma - 1}$$

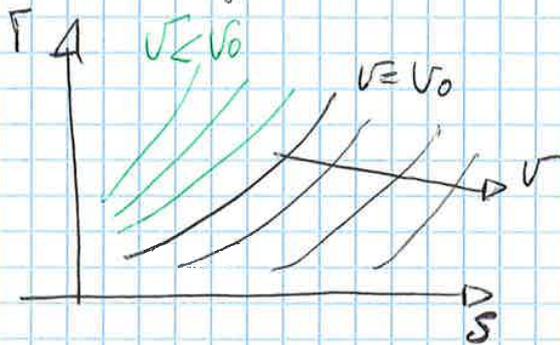
$$R^* = c_v (\gamma - 1)$$

$$ds = c_v \frac{dT}{T} + c_v (\gamma - 1) \frac{dv}{v} = c_v \left[\frac{dT}{T} + (\gamma - 1) \frac{dv}{v} \right]$$

integrazzando tra stato termale massimo generico e stato di wf. 0 in cui $S_0 = 0$

$$S - S_0 = c_v \ln \frac{T}{T_0} + c_v \ln \left(\frac{v}{v_0} \right)^{\gamma - 1} = S$$

isocoro per $v = v_0$



① $v > v_0$ e parte di T
 S aumenta

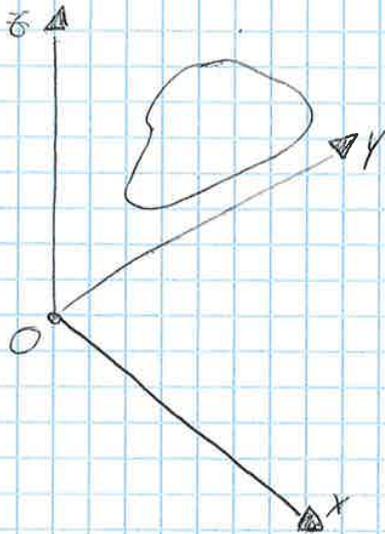
② $v < v_0$ e parte di T
 S diminuisce

un analogo discorso vale per le isobare
 considerando l'altra formula dell'adiabate

approccio Lagrangiano

$$X = (x, y, z)$$

coordinate



variabili ind. (

~~X~~ variabili ind.

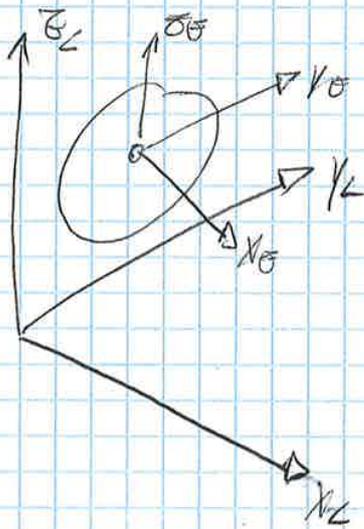
- t

- X_0 coordinate dell'origine del sistema di riferimento

$$X = X(t, X_0)$$

il fluido viene seguito istante per istante nel suo movimento

approccio Euleriano



variabile ind.

- t, tempo

- X coordinate della superficie materiale del fluido

X_0 coordinate del punto del sist di ref fisso nello spazio

$$X_0 = X_0(x, t)$$

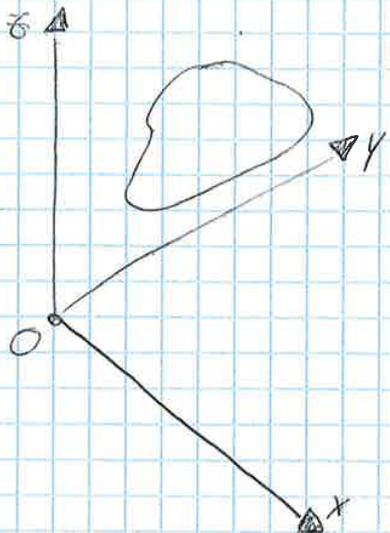
si considera un sist di ref solido con il fluido.

→ scelto più comune in termodinamica elementare

approccio Lagrangiano

$$X = (x, y, z)$$

coordinate



variabili ind. (

~~X~~ variabili ind.

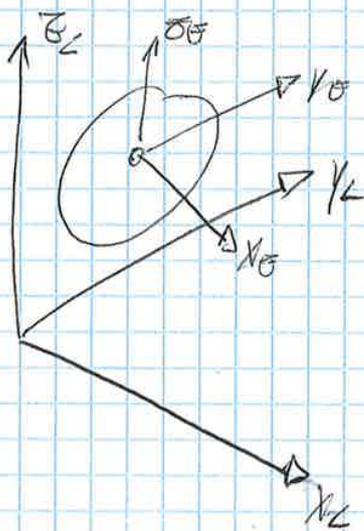
- t

- X_0 coordinate dell'origine del sistema di riferimento

$$X = X(t, X_0)$$

il fluido viene seguito istante per istante nel suo movimento

approccio Euleriano



variabile ind.

- t, tempo

- X coordinate della superficie materiale del fluido

X_0 coordinate del punto del sist di rif fisso nello spazio

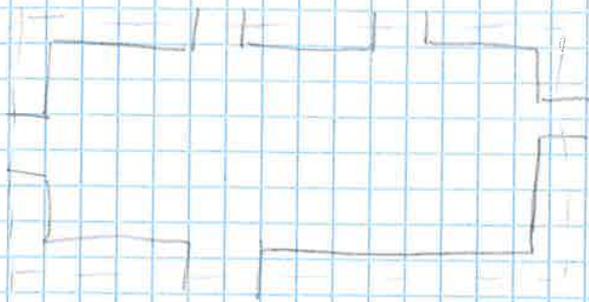
$$X_0 = X_0(x, t)$$

si considera un sist di rif solido con il fluido.

→ scelto più comune in termodinamica elementare

definiscono grandezza estensiva nel caso di un sist. aperto:

DERIVATA MATERIALE



Sup di contorno che delimita il volume di controllo / VC

grandezza estensiva generica $E(M, U, H, S, \dots)$

$$\frac{dE}{dt} = \left[\frac{dE}{dt} \right]_{VC} + \sum_{k=1}^N \pm G_k E_k$$

grandezza estensiva specifica associata allo stato G

$N = n^{\circ}$ correnti

influenza dei flussi in entrata (-) e in uscita (+)

esempio energia interna

$$\frac{dU}{dt} = \left[\frac{dU}{dt} \right]_{VC} + \sum_{k=1}^N \pm G_k \cdot m_k$$

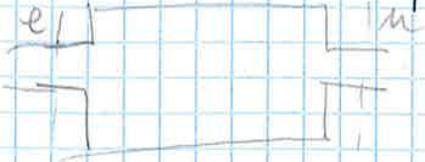
Casi particolari:

① funzionamento stazionario

$$\frac{dE}{dt} = \left[\frac{dE}{dt} \right]_{VC} + \sum_{k=1}^N \pm G_k E_k$$

$$\frac{dE}{dt} = \sum_{k=1}^N \pm G_k E_k \rightarrow \text{legato solo a scambi con l'esterno}$$

systeme stazionario a ingresso ed uscita



$$\frac{dm}{dt} + \frac{1}{V} \int_V v \, dV = 0$$

$$\sum_{n=1}^N G_n \geq 0 \Rightarrow G_u - G_e = 0$$

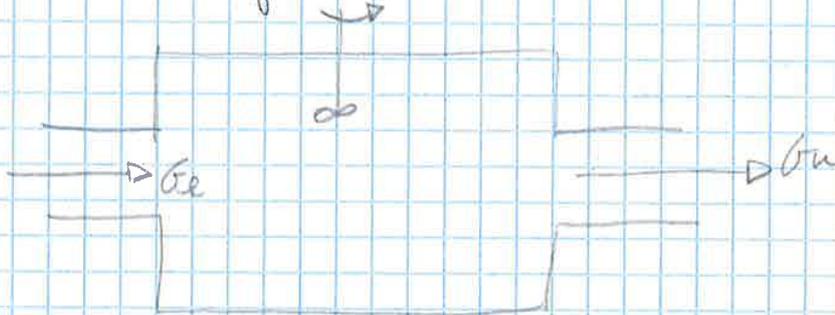
$$\Rightarrow G_u = G_e = G$$

la portata è costante

$$\frac{dE}{dt} = G(\bar{e}_u - \bar{e}_e)$$

equazione generale

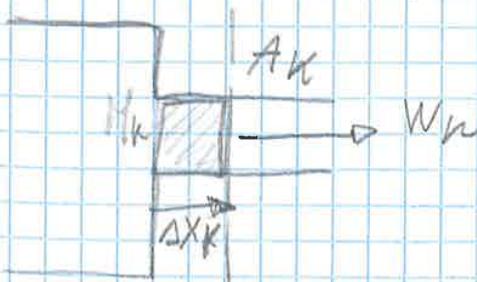
lavoro di spostamento:



$$L_{se}^S = L_{\bar{u}} + L_o \quad \text{per sistemi chiusi}$$

Si aggiunge un termine di lavoro di superficie associato allo scambio di massa tra sistema ed esterno, lavoro di spostamento L_{sp}

$$L_{se}^S = L_{\bar{u}} + L_o + L_{sp}$$



$$G_n = \rho_n \cdot A_n \cdot W_n =$$

lavoro associato allo spostamento di ρ_n per uno spazio

$$\Delta x_n$$

$$L_{sp}^k = \rho_n \cdot A_k \cdot \bar{u} \cdot \Delta x_k$$

$$\Delta S = \int C \frac{dT}{T} = C \ln \frac{T_f}{T_i}$$

considerando un termostato $T = \text{cost}$

$$\Delta S = \int \frac{\phi(t) dt}{T} = \frac{1}{T} \int \phi(t) dt = \frac{Q}{T}$$

Caso A

$$T_i = 500 \text{ K} \quad T_f = 290 \text{ K}$$

$$\Delta S_c = C \ln \frac{T_f}{T_i} = 500 \frac{\text{J}}{\text{K}} \cdot \ln \frac{290}{500} = -272,4 \frac{\text{J}}{\text{K}}$$

$$\Delta S_{\text{mox}} = \frac{Q_{\text{mox}}}{T_{\text{mox}}} = - \frac{Q_{\text{corp}}}{T_{\text{mox}}} = \frac{-C(T_{\text{fin}} - T_{\text{in}})}{T_{\text{mox}}} =$$

$$= -500 \frac{(290 - 500)}{290} = 362,1 \frac{\text{J}}{\text{K}}$$

$$\Delta S_{\text{TOT}} = \Delta S_c + \Delta S_{\text{mox}} = 89,7 \frac{\text{J}}{\text{K}}$$

Caso B

$$\boxed{\text{Step 1}} \quad \Delta S_c = C \ln \frac{T_{\text{H}_2\text{O}}}{T_{\text{in}}} = 500 \ln \frac{373,15}{500} = -147 \frac{\text{J}}{\text{K}}$$

$$\Delta S_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{Q_{\text{H}_2\text{O}}}{T_{\text{H}_2\text{O}}} = - \frac{Q_{\text{corp}}}{T_{\text{H}_2\text{O}}} = \frac{-C(T_{\text{H}_2\text{O}} - T_c)}{T_c} = 170 \frac{\text{J}}{\text{K}}$$

$$\Delta S_{\text{TOT 1}} =$$

$$\boxed{\text{Step 2}} \quad \Delta S_c = C \ln \frac{T_{\text{fin}}}{T_{\text{H}_2\text{O}}} = 500 \ln \frac{290}{373,15} = -125,8 \frac{\text{J}}{\text{K}}$$

$$\Delta S_{\text{mox}} = \frac{-C(T_{\text{mox}} - T_{\text{H}_2\text{O}})}{T_{\text{mox}}} = 143,6 \frac{\text{J}}{\text{K}}$$

$$= M \cdot R^* \int (a + bT + cT^2) dT$$

$$= MR^* \left[(a-1)(T_2 - T_1) + \frac{b}{2}(T_2^2 - T_1^2) + \frac{c}{3}(T_2^3 - T_1^3) \right] = 5169 \text{ J}$$

da cui $Q = 6329 \text{ kJ}$

$$\Delta S_{tot} = \Delta S_{cng} + \Delta S_{reser} =$$

per gas: $ds = c_p \frac{dT}{T} - R^* \frac{dp}{p}$

$$\Delta S_{cng} = M \int_{T_1}^{T_2} \frac{c_p dT}{T} = MR^* \int_{T_1}^{T_2} \frac{a + bT + cT^2}{T} dT = 16,8 \frac{\text{J}}{\text{K}}$$

$$\Delta S_{reser} = \frac{-Q}{T_{reser}} = \frac{-6329 \text{ J}}{473,15} = -13,4 \frac{\text{J}}{\text{K}}$$

$$\Delta S_{tot} = 3,4 \frac{\text{J}}{\text{K}}$$

esercizio 3,4

$$p_1 = 10^5 \text{ Pa}$$

$$T_1 = 27^\circ \text{C}$$

$$p_2 = 5 \cdot 10^5 \text{ Pa}$$

$$T_2 = 177^\circ \text{C}$$

$$c_p = 1005 \frac{\text{J}}{\text{K}}$$

è isentropico o no?

$$ds = c_p \frac{dT}{T} - R^* \frac{dp}{p}$$

$$\Delta S = -53,8 \frac{\text{J}}{\text{kgK}}$$

NO

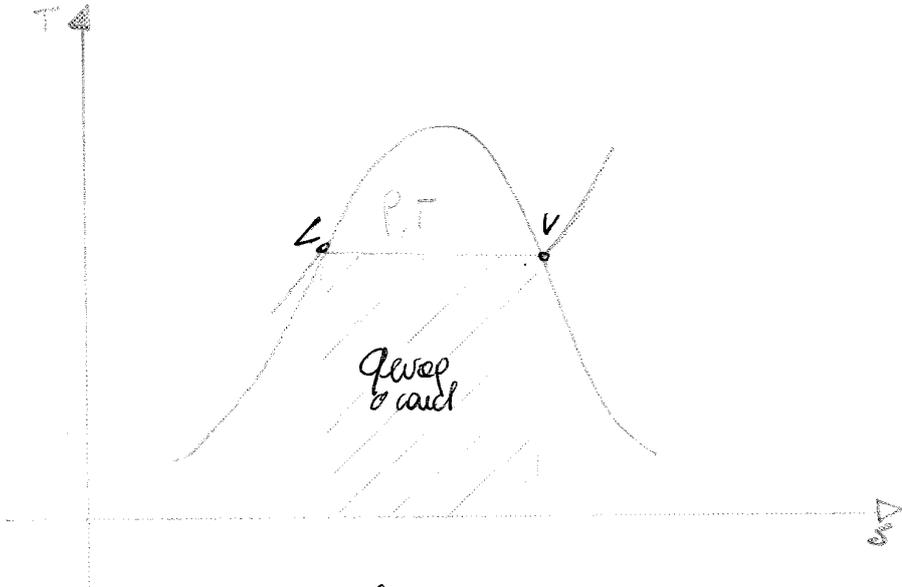
$$\Delta S = \frac{Q}{T} + S_{irr} \text{ poiché } S_{irr} \geq 0$$

il $\Delta S < 0$

→ è stato adotto
come all'esterno

Considerando T-s

2



$$q = \int T ds \quad T_{sat} (s_v - s_L) = q_{ev,cond} \rightarrow \text{calore evaporazione o condensazione}$$

$$q = dh - v dp \quad \text{evaporazione e condensazione si svolgono a } p = \text{cost}$$

$$q = dh$$

$$dh = T ds = q_{ev,cond}$$

$$(h_v - h_L) = q_{ev,cond}$$

multiplo di evaporazione, condensazione

$h_v \rightarrow$ può essere funzione di T_{sat} o p_{sat}

$$|lc| = h_2 - h_1$$

$$le = h_3 - h_4$$

$$q_1 = q_{ev, con} (\Gamma_{sat} = \Gamma_2) = h_3 - h_2 = \Gamma_2 (\delta_3 - \delta_2)$$

$$q_2 = (h_4 - h_1) = \Gamma_1 (\delta_4 - \delta_1)$$

$$\eta = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{\Gamma_1 (\delta_4 - \delta_1)}{\Gamma_2 (\delta_3 - \delta_2)} = 1 - \frac{\Gamma_1}{\Gamma_2}$$

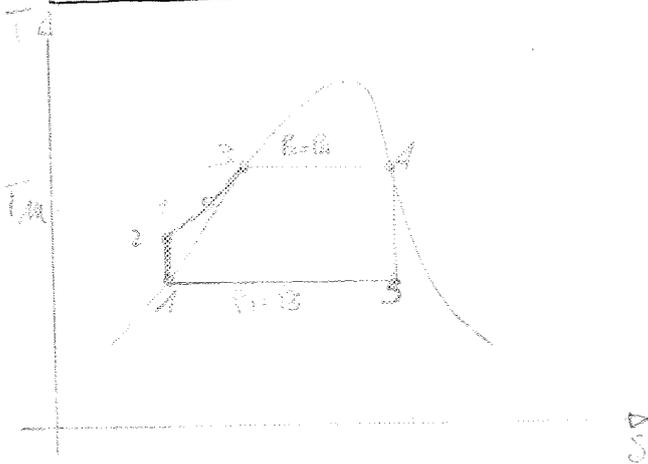
collegamento nella realtà di questo ciclo

1° problema tra 1 e 2 : compressione da condensaione costante

2° / / / : compressione differenziale ma con condensaione che non condensa

3° / / tra 3 e 4 : espansione differenziale ma con condensaione
 turbina → perché oltre al vapore è presente una % di liquido

ciclo Rankine



$$P_2 = P_3 = P_4$$

1-2 con p costante ma h up
 da $P_1 > P_2$

3-4 con p costante ma h down
 per ciclo per avere
 neto w

3-4 con p costante ma h down
 2 → 3

→ da liquido a vapore
 a liquido ed evap

(B) evaporazione

$$|lc| = h_2 - h_1$$

$$le = h_3 - h_4 \text{ con un liquore}$$

$$q_1 = h_3 - h_2 = (h_3 - h_2) + (h_2 - h_1)$$

$$q_2 = h_4 - h_1 = (h_4 - h_1)$$

6

$$p_{atm} = p_2 = p_3 = p_4 = p_5 \approx 140 \text{ bar}$$

Manuale austenitico $T_5 \approx 650 - 700 \text{ } ^\circ\text{C}$

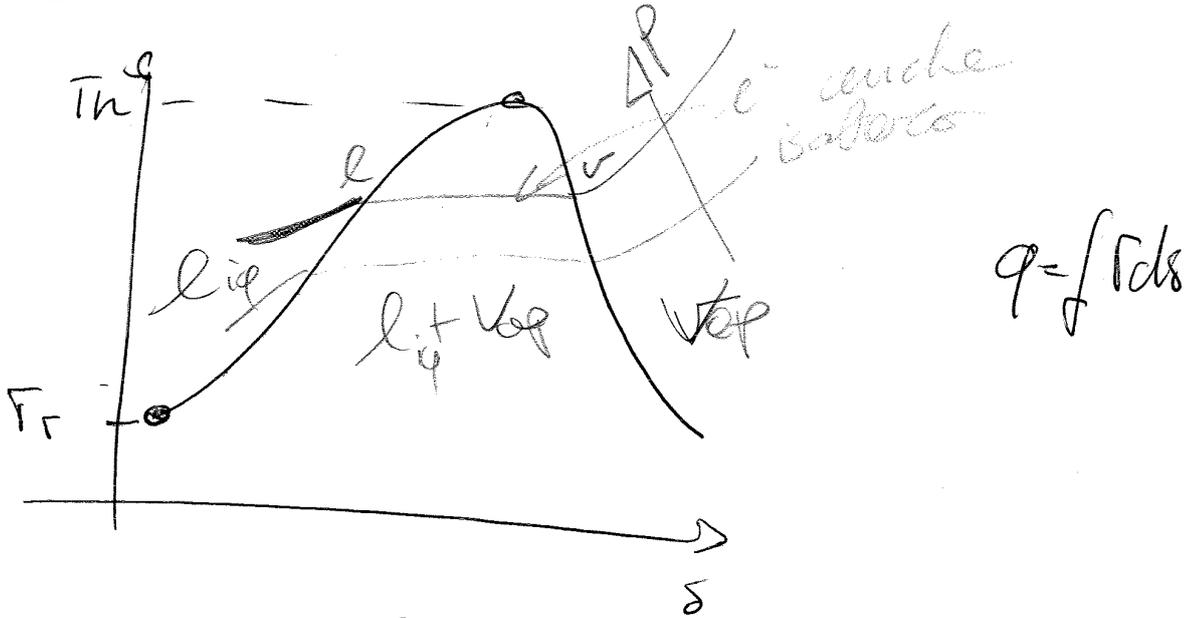
$X^{\text{Fe}} \approx 0,75 - 0,80$ tempo basso

→ in queste condizioni

è necessaria un titolo $x_{\text{Mn}} \approx 0,1\%$

Diagramma di q vs s

2



In generale una compressione
 a densità $q - l_c = sh$ $l_c = (h_{in} - h_{out})$

Caso liquido $v = \cos \theta \rightarrow$ perché incomprimibile

$$l_c = -v(p_{out} + p_{in})$$

$H_2O = 10^{-3} \frac{m^3}{kg} \rightarrow$ in quanto $q = 1000 \frac{kg}{m^3}$
 $\Delta h = v \Delta p$ ma con v molto piccolo

passando da un'isobara all'altra
 la differenza di temperatura è
 molto bassa.

la formazione
 di entalpia
 è bassa \rightarrow aumento di T
 molto limitato \rightarrow le isobare sono
 quasi indistinguibili

DETERMINAZIONE DEI GRADI DI LIBERTÀ PER UN SISTEMA

☺

REGOLA DELLE FASI DI GIBBS

C = componenti (specie chimiche presenti)

F = fasi

i = no. gradi di libertà è definito dalla regola delle fasi

$$i = C - F + 2$$

① sist. monocomponente $C=1$

$i = 3 - F$ se $F=1 \rightarrow i=2$ necessarie 2 coordinate termodinamiche (gas ideale)

② sistema bicomponente $C=2$ $F=1$ (caso miscela)

$i = 2 - 1 + 2 = 3$ i : p, T + composizione

③ sistema monocomponente con $F=2$

$$i = 1 + 2 + 2 = 1$$

~~non ha nessun grado di libertà~~

④ $C=1$ $F=3$

$i=0 \rightarrow$ non ha nessun grado di libertà

\rightarrow esiste un solo stato termodinamico che permette la coesistenza dei tre stati di aggregazione

\downarrow
p.t.o. triplo

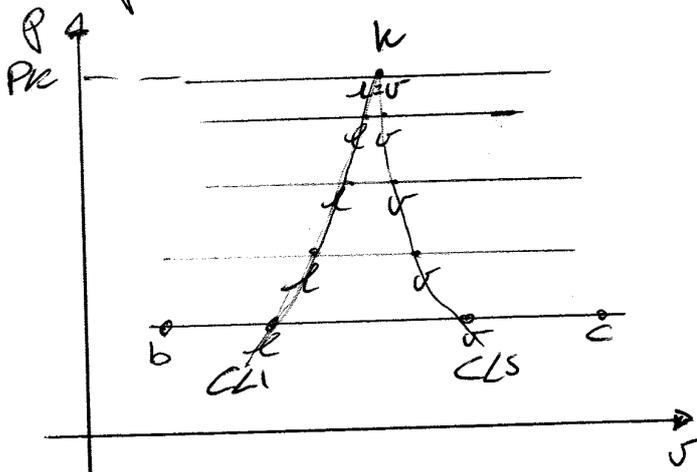
(l) liquido saturo | (l-v) vapore unico (3)
 (v) vapore saturo secco

pressione di cambiamento di stato. Dato la temperatura
 - pressione di saturazione alla data temperatura
 e temperatura di cambiamento di stato,
 data la pressione: temperatura
 di saturazione alla data pressione

(b) liquido sottoraffreddato
 data p del liquido, esso è sottoraffreddato
 se $T < T_{sat}(p)$

(c) vapore surriscaldato
 data p del vapore, esso è surriscaldato
 se $T > T_{sat}(p)$

evaporazione a diversi livelli di pressione



• aumentando la pressione
 il punto l e v
 spostate su valori
 di v più alti
 i punti v corrispondono
 a v massime minore

K = pto critico

P_K = pressione critica

CLV - curva limite inf
 CVS - - - - - sup