



Corso Luigi Einaudi, 55 - Torino

Appunti universitari

Tesi di laurea

Cartoleria e cancelleria

Stampa file e fotocopie

Print on demand

Rilegature

NUMERO: 1130

DATA: 07/10/2014

A P P U N T I

STUDENTE: Bettale

MATERIA: Termodinamica appl. e Trasmissione del Calore Teoria

Prof. Giaretto

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.**

TERMODINAMICA APPLICATA e TRASMISSIONE del CALORE

GIARETTO

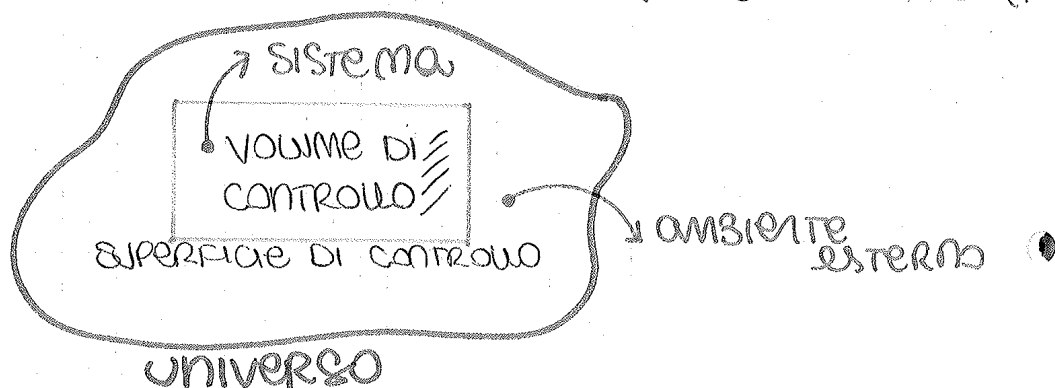
(teoria)

SUPERFICIE di CONTROLLO = superficie chiusa (non in senso geometrico) che racchiude al suo interno tutti i componenti del sistema; è il confine del sistema

VOLUME di CONTROLLO = spazio racchiuso dalla superficie di controllo

AMBIENTE ESTERNO = porzione di spazio che contiene tutti i componenti che non appartengono al sistema

UNIVERSO = insieme costituito dal sistema e dall'ambiente esterno



PROPRIETÀ TERMODINAMICHE = grandezze fisiche utilizzate per descrivere il comportamento termodinamico di un sistema ($T, P, V, Q, \text{MATERIA}, \text{POTENZIALE ELETTRICO} \dots$)
 Sono INDIPENDENTI se appartenenti ad un sottosistema costituito da un numero minimo di grandezze in grado di descrivere in modo completo il comportamento del sistema.

STATO TERMODINAMICO = insieme dei valori assunti in un certo istante di tempo ("fotografia") dalle proprietà termob. indep. del sistema.

Le proprietà termodinamiche in un certo istante di tempo assumono un valore chiamato **COORDINATA TERMODINAMICA**.
VARIABILI DI STATO

CLASSIFICAZIONI

Un sistema interagisce con l'ambiente esterno attraverso la superficie di controllo, in relazione al tipo di interazione, i sistemi si classificano in 3 gruppi:

- **APERTO**: se scambia con l'esterno MASSA (flusso di altra materia)

la TRASFORMAZIONE è la CURVA che descrive l'evoluzione del sistema nello spazio degli STATI

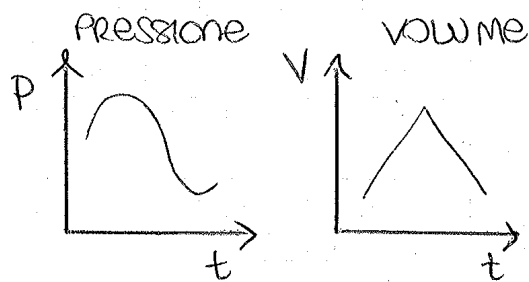
(linea di trasformazione Γ gamma)

PROCESSO è la rappresentazione dell'evoluzione di un sistema nel tempo (istante per istante) attraverso i valori assunti ad ogni istante dalle coordinate termodinamiche. Ogni singola variabile ha un diagramma in funzione del tempo! In processo può essere:

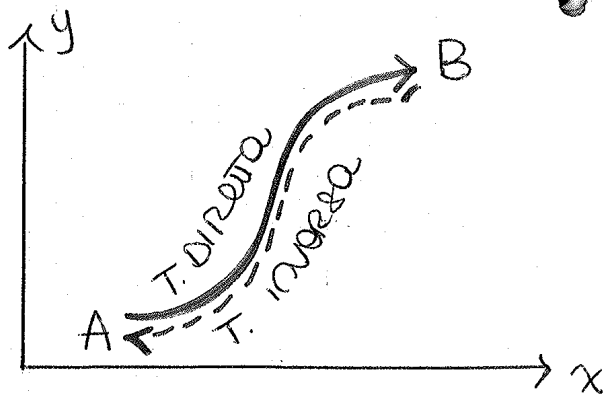
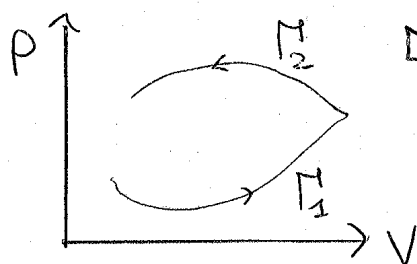
- **COMPOSTO** = se è una successione di più processi anche distanziati nel tempo
la corrispondente Γ è una linea continua
- **CICLICO** = se lo stesso processo viene ripetuto identicamente per un numero infinito di volte (anche ∞)
la corrispondente Γ è una linea chiusa, dove lo stato iniziale coincide con quello finale
- **DIRETTO** = se rappresenta la trasformazione diretta, l'evoluzione del sistema dallo stato A a B
- **INVERSO** = se rappresenta la trasformazione inversa, l'evoluzione del sistema dallo stato B a A, seguendo il percorso della TRASF. DIRETTA

(Stesso andamento di AB, ma verso contrario \rightarrow puramente teorico, non succedeva mai in natura)

Esempi di Processi:



ESEMPIO DI TRASFORMAZIONE:



noi lavoriamo con QUESTA RAPPRESENTAZIONE!

TEMPERATURA

INDICAZIONE PRECISA DI UN NUMERO DI UNA VARIAZIONE TRA CALDO E FREDDO

- Livello termico è una grandezza fisica con la quale si associa un valore quantitativo alla sensazione sperimentale che un corpo è più caldo o più freddo di un'altro

la misura del livello termico eseguita in una scala opportuna definisce la temperatura del corpo esaminato

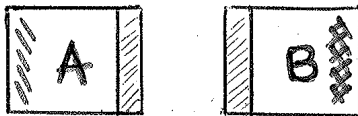
per misurare la temperatura prendiamo 2 sistemi termodinamici

- chiusi
- con sup. di controllo rigide
- contenenti sostanze con diversi livelli termici

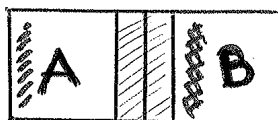
tenendole a contatto, osserviamo sperimentalmente che gli eventi dipendono dalla regione di contatto:

- se la superficie è ADIABATICA, non succede nulla e non avvengono scambi di energia
- se la superficie è DIATERMANA, i 2 sistemi si modificano nel tempo, cambiando il loro stato termodinamico, e i valori delle coordinate termodinamiche variano in modo non indipendente

Dopo un certo tempo i 2 sistemi raggiungono l'equilibrio termico e in questo caso si dice che hanno il medesimo livello termico e la stessa temperatura



↓
adiabatica

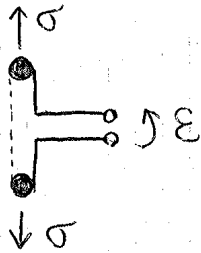


↓
diatermana

misurare la temperatura è quindi un'azione di tipo sperimentale: bisogna equilibrare 2 sistemi dal punto di vista termico

ⓑ TERMOCAPPIA (giunzione tra 2 metalli diversi)

VAR. TERMO.: Tensione meccanica del filo σ
Forza elettromotrice \mathcal{E}



Contatto fisico di 2 metalli diversi; effetto "SABEC": movimento di cariche elettriche

ⓒ TERMORESISTENZA (resistore elettrico)

VAR. TERMO.: Tensione meccanica del filo σ
Resistenza elettrica del filo R

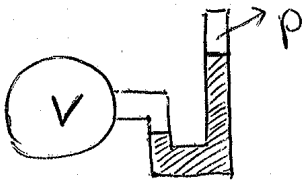


ⓑ e ⓒ funzionano secondo principi elettrici o termoelettrici, sono utilizzati negli ospedali

- non comuni:

ⓓ TERMOMETRO A GAS (gas inerte)

VAR. TERMO.: volume occupato dal gas V
Pressione del gas P



si usa il modello del gas ideale, fissata una variabile (mantenuta costante) e misurata l'altra, possiamo calcolare la T con $PV = nRT$

utilizzato per avvicinarsi allo zero assoluto

per tarare un termometro ci vuole un criterio fisico, bisogna stabilire una relazione tra la T e la variabile termometrica X .

a T è generalmente una funzione lineare del tipo:

$$T = f(x) = ax$$

con a = coefficiente che stabilisce come varia la temperatura in funzione di x

supponiamo sia una variazione lineare, anche se non sempre è così.

ACQUA NONO STATO IDENTIFICATO DAL PUNTO TRIPLO DELL'ACQUA
 (COESISTENZA DELLE 3 FASI: SOLIDO, LIQUIDO, GASSOSO)
 LA TEMPERATURA T_T DEL PUNTO TRIPLO È FISSATA PER
 DEFINIZIONE, PARI A 273,16 K, PER CUI:

$$\alpha = \frac{273,16}{X_T}$$

$$T(P) = 273,16 \cdot \lim_{P_T \rightarrow 0} \left(\frac{P}{P_T} \right)$$

CALORE = ENERGIA TERMICA = $Q(P)$

NON È UNA PROPRIETÀ DEI SISTEMI MATERIALI
 È UN'AZIONE ESERCITATA SUI " " "

SE NE PARLA QUANDO AVIENE UNO SCAMBIO DI ENERGIA
 TRA $\begin{cases} \text{2 CORPI} \\ \text{ALL'INTERNO DI UN CORPO} \\ \text{TRA CORPO E AMBIENTE ESTERNO} \end{cases}$

CAUSATO DA UNA DIFFERENZA DI TEMPERATURA

È UNA GRANDEZZA DI SCAMBIO (NON SI PUÒ SCRIVERE LA SUA
 DIFFERENZA ESATTA) E DIPENDE DALLA TRASFORMAZIONE

LO SCAMBIO DI CALORE È SEMPRE ASSOCIATO AD UN PROCESSO

CALORE SI MISURA CON IL COLORIMETRO (DI BUNSEN), COSTITUITO
 A UNA CELLULA CONTENENTE ACQUA MANTENUTA QUEI CONDIZIONI
 AL PUNTO TRIPLO. LA MISURA AVIENE MISURANDO LA QUANTITÀ
 DI GHIACCIO FUSA PER EFFETTO DEL CALORE CEDUTO ALLO
 STRUMENTO DAL SISTEMA IN MISURA

FLUSSO TERMICO (O POTENZA TERMICA) MISURA LA
 RAPIDITÀ CON LA QUALE UN SISTEMA SCAMBIA CALORE,
 UNA GRANDEZZA Istantanea e si indica con $\Phi(t)$

relazioni fondamentali

$$Q(P) = \int_{t_1}^{t_2} \Phi(t) dt$$

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

LA QUANTITÀ DI CALORE SCAMBIATA
 È UGUALE ALL'INTEGRALE NEL TEMPO
 DELLA FUNZIONE FLUSSO TERMICO

NON È LA DERIVATA DEL CALORE RISPETTO
 AL TEMPO PERCHÉ A NUMERATORE NON
 ABBIAMO UNA DIFFERENZA

ex: campi gravitazionali, centrifughi, elettrici, magnetici
 a Potenza meccanica misura la rapidità con la quale
 il sistema scambia lavoro ed è una grandezza istantanea
 stesse relazioni fondamentali del calore

$$L(P) = \int_{t_1}^{t_2} W(t) dt$$

$$-(P) = \int_{\Gamma} \delta L$$

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

: δL = non è un differenziale esatto

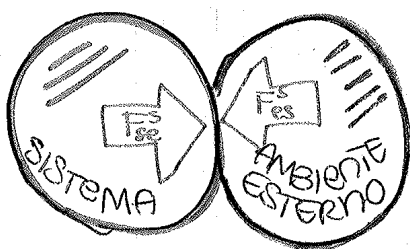
: $W(t)$ = non è la derivata del lavoro rispetto al tempo

perché non è il limite del rapporto incrementale perché non si può fare la differenza esatta

⚠ $L > 0, W > 0$ se il lavoro è fatto dal sistema (si espande)
 $L < 0, W < 0$ se il lavoro è fornito al sistema (si comprime)

RINCIPIO di AZIONE e REAZIONE per le forze di superficie

PER OGNI FORZA DI SUPERFICIE esercitata dall'ambiente esterno su un sistema, esiste una forza di uguale intensità e direzione, ma di verso opposto, esercitata dal sistema sull'ambiente esterno



F^s = forza di superficie

F_{se}^s = dal sistema all'esterno

F_{es}^s = dall'esterno al sistema

in assenza di scorrimenti relativi valgono: $-F_{se}^s = F_{es}^s$; $-L_{se}^s = L_{es}^s$

più in generale invece, nel caso vi sia scorrimento relativo e attrito, la forza viene scomposta in 2 componenti:
 una normale N , che consente scambi di lavoro utile;
 una tangenziale T , di tipo dissipativo, a cui è associato il lavoro di attrito esterno

la potenza istantanea scambiata è:

$$W_{es}^s(t) = p_e(t) \int_{A(t)} \bar{w}(t) \times \bar{n} dA = p_e(t) \cdot \frac{dV_e(t)}{dt}$$

abbiamo il prodotto scalare perché non è detto che la velocità sia coincidente alla normale alla superficie

coe è legata alla variazione istantanea di volume lavoro scambiato nell'intervallo Δt è:

$$L_{es}^s(P) = \int_{\Delta t} W_{es}^s(t) dt = \int_{\Delta t} p_e(t) \frac{dV_e(t)}{dt} dt$$

variazione istantanea del volume: $-\frac{dV(t)}{dt} = \frac{dV_e(t)}{dt}$

variazione nell'intervallo Δt del volume: $-\Delta V = \Delta V_e$

se poi la pressione esterna è costante su Δt , p si porta fuori dall'integrale

$$W_{es}^s(t) = p_e \frac{dV_e(t)}{dt} = -p_e \frac{dV(t)}{dt}$$

$$L_{es}^s(P) = p_e \int_{\Delta t} \frac{dV_e(t)}{dt} dt = p_e \Delta V_e = -p_e \Delta V$$

come formule precedenti:

$$-L_{se}^s(P) = L_{es}^s(P) + L_{ae}(P)$$

$$-W_{se}^s(t) = W_{es}^s(t) + W_{ae}(t)$$

$$L_{se}^s(P) = -L_{es}^s(P) - L_{ae}(P)$$

$$W_{se}^s(t) = -W_{es}^s(t) - W_{ae}(t)$$

$$L_{se}^s(P) = p_e \Delta V - L_{ae}(P)$$

$$W_{se}^s(t) = p_e \frac{dV(t)}{dt} - W_{ae}(t)$$

Forze a distanza

si esercitano senza il contatto fisico con la superficie del sistema, attraverso l'interazione con la massa in esso contenuta (si esclude perciò l'effetto dell'attrito) perché non sussiste il contatto fisico

F^d = forza a distanza

lavoro e la potenza:

$$W_{se}^d(t) = -W_{es}^d(t)$$

$$L_{se}^d(P) = -L_{es}^d(P)$$

per particolari condizioni di omogeneità, il lavoro e la potenza interna sono calcolabili tramite la pressione interna $p(t)$:

$$W_i(t) = p(t) \frac{dV(t)}{dt}$$

$$L_i(p) = \int_{\Delta t} p(t) \frac{dV(t)}{dt} dt$$

non posso più ipotizzare la pressione costante nel tempo, perché siamo all'interno e sul processo non è isobaro

se la sostanza è viscosa (non per i gas ideali), omogenea e soggetta ad attrito interno, dovuto alla materia che cambia/non cambia forma (resiste al cambiamento):

$$W_i(t) = W_i^{id}(t) - W_{ai}(t)$$

$$L_i(p) = L_i^{id}(p) - L_{ai}(p)$$

L^{id} = lavoro ideale

L_{ai} = lavoro d'attrito interno

↓
condizione misturata o reale

↓
condizione ideale calcolabile

→ si ottiene per differenza deve essere positivo in ogni caso

nota una relazione in grado di correlare le variabili termodinamiche indipendenti del sistema, se la funzione $f(t)$ non è simbolare, il lavoro interno in condizioni ideali si può scrivere

$$L_i^{id}(p) = \int_{\Gamma} p(T, V) dV$$

integrale di linea

CONSERVAZIONE della QUANTITÀ di MOTO (2° PRINCIPIO DELLA DINAMICA)

La risultante delle forze applicate dall'esterno ad un sistema è uguale alla velocità di variazione della sua quantità di moto

e la risultante è $\begin{cases} \text{nulla} & ; \text{ sistema in equilibrio} \\ \text{non nulla} & ; \text{ sistema si muove} \end{cases}$

ne consegue:

oppure RICARDO $W_i(t) = W_i^{id}(t) - W_{ai}(t)$ e ottengo

$$W_i(t) = W_t(t) + W_o(t) + \frac{dE_p}{dt} + \frac{dE_c}{dt}$$

$$L_i(P) = L_t(P) + L_o(P) + \Delta E_p + \Delta E_c$$

RIASSUNTINO

W_i, L_i = potenza o lavoro dovuto all'azione delle forze interne

W_t, L_t = potenza o lavoro tecnico (utile) scambiato con l'esterno

W_o, L_o = potenza o lavoro scambiato con l'esterno nel caso in cui la superficie di controllo si deforma, in molti casi è misurabile

$\frac{dE_p}{dt}, \Delta E_p$ = variazione dell'energia potenziale del sistema

$\frac{dE_c}{dt}, \Delta E_c$ = variazione dell'energia cinetica del sistema

Riferendosi all'unità di massa:

$$l_i = l_t + l_o + \Delta e_c + \Delta e_p$$

$$l_i = l_i^{id} - l_a$$

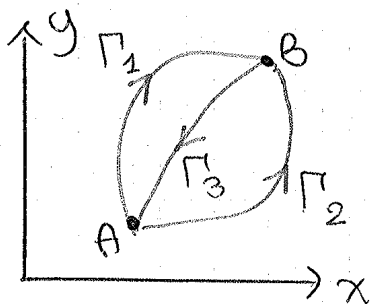
$$l_i^{id} = \int_n p(T, v) dv$$

Q e L possono essere convertiti l'uno nell'altro
 La differenza tra Q e L consiste solo nel modo con cui
 l'energia è trasferita

Q → energia termica
 L → energia meccanica

In qualche considerazione, si può scrivere il primo principio
 in forma più generalizzata.

Prendiamo 2 generici stati non coincidenti in un piano di
 coordinate x e y e immaginiamo dei percorsi ciclici tra
 2 generici stati A e B



possiamo individuare 2 cicli,
 2 percorsi chiusi

- $\Gamma_1 + \Gamma_3$
- $\Gamma_2 + \Gamma_3$

percorso chiuso $\Gamma_1 + \Gamma_3$:

il lavoro scambiato dal sistema sull'esterno:

$$\oint \delta L_{se} = \int_{\Gamma_1} \delta L_{se} + \int_{\Gamma_3} \delta L_{se}$$

è la quantità di calore:

x le proprietà
 dell'integrale
 di circuitazione

$$\oint \delta Q = \int_{\Gamma_1} \delta Q + \int_{\Gamma_3} \delta Q$$

dato il primo principio abbiamo

$$\int_{\Gamma_1} \delta Q + \int_{\Gamma_3} \delta Q = \int_{\Gamma_1} \delta L_{se} + \int_{\Gamma_3} \delta L_{se}$$

percorso chiuso $\Gamma_2 + \Gamma_3$:

razie alle stesse considerazioni:

$$\int_{\Gamma_2} \delta Q + \int_{\Gamma_3} \delta Q = \int_{\Gamma_2} \delta L_{se} + \int_{\Gamma_3} \delta L_{se}$$

L'ENERGIA INTERNA U

abbiamo visto che x il teorema dell'energia cinetica

$$L_i(p) - L_{se}(p) = \Delta E_c$$

sommo il calore a entrambi i membri

$$Q + L_i(p) - L_{se}(p) = \Delta E_c + Q$$

ma $Q - L_{se}(p) = \Delta E$

$$\Delta E + L_i(p) = \Delta E_c + Q$$

$$\boxed{\Delta E - \Delta E_c = Q - L_i(p) = \Delta U}$$

U è l'energia interna ed è la differenza tra l'energia totale E e l'energia cinetica E_c

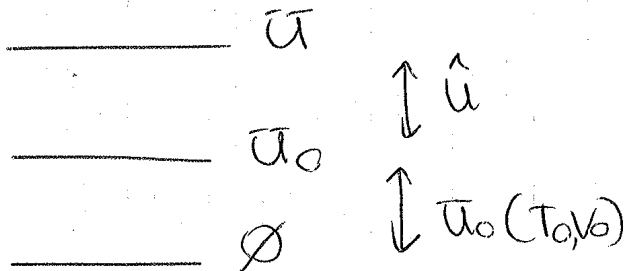
Particolare, se $\Delta U = 0$, la differenza di energia interna non varia e si ha la stessa quantità tra lavoro scambiato e calore fornito

L'energia interna U:

- si attribuisce alla sostanza che compone il sistema
- è una proprietà della sostanza e delle sue caratteristiche intrinseche
- è una funzione di stato
- ammette una forma differenziale di tipo esatto:

$$\boxed{u = \int \delta u = \hat{u} + u_0}$$

ove l'integrazione avviene tra lo stato di riferimento e lo stato effettivo



Devo conoscere il comportamento del materiale!

posso ipotizzare $u_0 = 0$ così non mi interessa del 1° livello termico

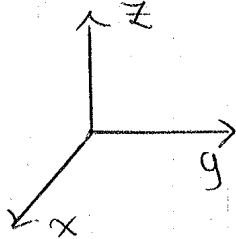
\hat{u} rappresenta la misura dello scostamento dal valore u_0 dell'energia interna nelle condizioni di riferimento (T_0, p_0)

rispetto la trattazione dei sistemi chiusi, oltre la conoscenza delle grandezze termodinamiche interne al sistema, occorre conoscere le condizioni di moto e lo stato termodinamico del fluido che attraversano la superficie di controllo.

Approccio può essere di tipo:

• Lagrangiano

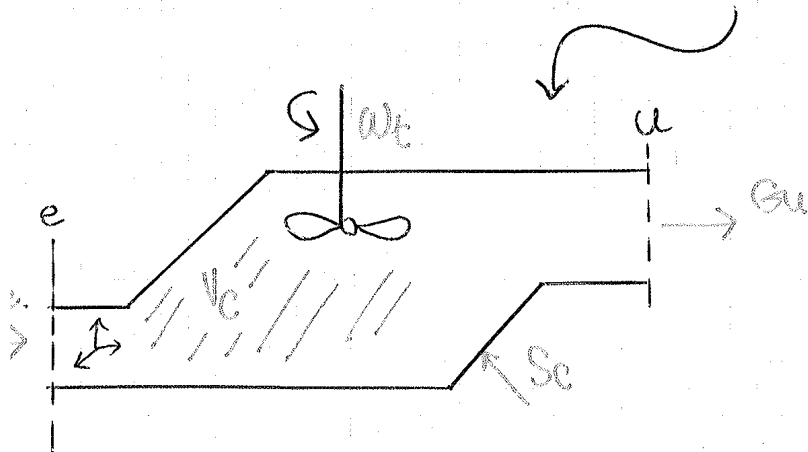
Il sistema di riferimento è fisso



• Euleriano

Il sistema di riferimento è mobile, cioè solidale alla particella (del baricentro) che si muove

(che rappresenta ogni particella del sistema per l'ipotesi di simultaneità e omogeneità)



e = entrata
 u = uscita

G_e = portata in massa entrante

G_u = portata in massa uscente

S_c = superficie di controllo

V_c = volume di controllo

la portata in massa G è il flusso di massa che attraversa il sistema in un certo istante di tempo

Per far defluire la materia bisogna fornire energia meccanica: W_t è la potenza tecnica/utile della portata a portata serba:

- per farla girare da una coppia
- per essere girata dal deflusso

In termodinamica si usa la descrizione euleriana, quanto è più adatta a descrivere il comportamento delle macchine a rinnovamento di fluido.

Sull'ipotesi che i corpi siano omogenei, il moto del sistema è descrivibile attraverso il moto del solo baricentro,

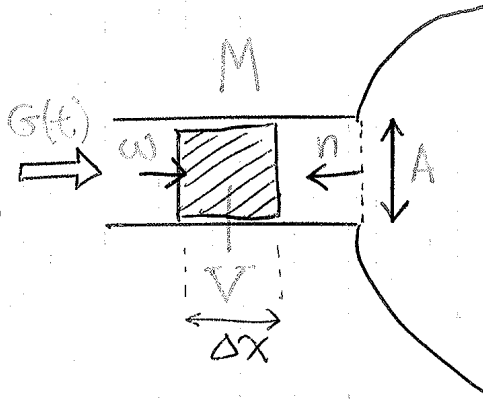
La densità:

$$\rho = \frac{M}{V} = \frac{1}{\mu}$$

ρ = densità
 V = volume
 M = massa
 μ = volume specifico

$$V = A \cdot \Delta x$$

$$M = \rho V = \rho A \Delta x$$



Attraverso la sezione retta di area A si ottiene:

$$G(t) = [\rho(t) A(t) n] \times w(t) = \rho(t) A(t) |w(t)|$$

$$\frac{\text{kg}}{\text{s}} = \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \cdot \text{m}^2 \times \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

PORTATA IN VOLUME

La PORTATA IN MASSA si misura con uno strumento METROLOGICO: LA BILANCIA.

ora si applica la precedente equazione alla conservazione della massa.

Il caso della massa M , per la sua conservazione, la derivata materiale rispetto al tempo deve essere nulla:

oè $\frac{dM(t)}{dt} = 0$. In questo caso il valore specifico χ

vale 1, è unitario, poiché $\chi = \frac{M}{M}$ e abbiamo

$$\frac{dM(t)}{dt} = \left[\frac{dM(t)}{dt} \right]_{vc} + \left[\sum_{j=1}^N \pm G_j \chi_j \right]_{sc}$$

$$0 = \left[\frac{dM(t)}{dt} \right]_{vc} + \left[\sum_{j=1}^N \pm G_j(t) \right]_{sc}$$

↓
 variazione del contenuto di massa del volume di controllo

↓
 $\chi=1$, rimane solo la portata

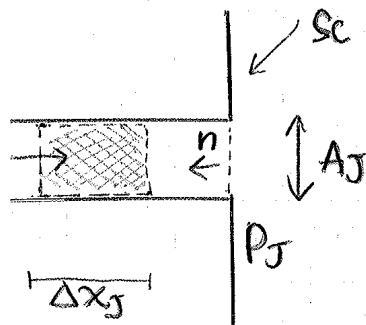
in condizioni stazionarie:

$$\left[\sum_{i=1}^N \pm G_j \right]_{sc} = 0$$

in serbatoio che si riempie e si svuota non è stazionario)

MONSTRIAMO la seconda uguaglianza:

Abbiamo una superficie di controllo S_c con tubazione
 perpendicolare di sezione A_J su cui agisce la pressione
 all'interno di questo J -esimo condotto, abbiamo un
 elemento di fluido di lunghezza Δx_J e con velocità w_J



cerchiamo il lavoro necessario (da
 spendere) per far transitare l'elemento
 di fluido con velocità $w_J =$ lavoro di
 spostamento:

$$L_{sp} = p_J A_J n \times \Delta x_J$$

↓ prodotto scalare

La potenza di spostamento invece:

$$W_{sp} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{L_{sp}}{\Delta t}$$

poiché n è concorde in direzione a Δx_J
 togliamo il prodotto scalare

$$W_{sp} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{p_J A_J \Delta x_J}{\Delta t}$$

poiché $\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta x_J}{\Delta t} = w_J$

$$W_{sp} = \pm p_J A_J w_J$$

→ ⊕ se la velocità ha verso concorde a
 $n \rightarrow$ fluido uscente
 ↘ ⊖ se la velocità ha verso discorde a
 $n \rightarrow$ fluido entrante

sappiamo poi che la portata in massa $G_J = \rho_J A_J w_J$

quindi $A_J w_J = \frac{G_J}{\rho_J}$

in cui $\rho_J = \frac{1}{\omega}$ la densità è il reciproco del volume spec.

$$W_{sp} = \pm p_J \frac{G_J}{\rho_J} = \pm G_J (p\omega)_J \quad \blacksquare$$

Per un sistema la cui superficie di controllo è interessata
 a una sezione di entrata (e) e da una di uscita (u), il
 lavoro di spostamento vale:

$$L_{sp} = (pV)_u - (pV)_e = (p\omega M)_u - (p\omega M)_e$$

poiché $\omega = \frac{V}{M}$, $V = \omega M$

$$\dot{T} + L_0 + \Delta E_c + \Delta E_p + L_a + \int_{\Gamma} \nabla dp = 0$$

INVIDENDO PER LA MASSA OTTIENIAMO IN TERMINI SPECIFICI:

$$l_t + l_0 + e_c + e_p + l_a + \int_{\Gamma} v dp = 0$$

IL PIÙ DELLE VOLTE SONO TRASCURABILI
E VOGLIO POI IL LAVORO TECNICO IDEALE:

$$l_t^{id} = - \int_{\Gamma} v dp$$

MA PRECEDENTE ESPRESSIONE DELL'ENERGIA CINETICA, APPLICATA
A UN SISTEMA:

- RIGIDO ($v = \text{cost}$, $l_0 = 0$)
- $\rho = \text{cost}$, $v = \text{cost}$ (densità e volume specifico)
- FLUIDO INCOMPRESSIBILE = QUINDI IL VOLUME SPECIFICO È
CONSTANTE UNDO LA TRASFORMAZIONE, CIOÈ UNDO LA LINEA Γ ,
SI IMPLICA p COSTANTE (\rightarrow IN CERTE OCCASIONI VALE ANCHE X I GAS)

JIMI: $l_t + \Delta e_c + \Delta e_p + l_a + v \Delta p = 0$

$$\Delta e_c + \Delta e_p + \frac{\Delta p}{\rho} = -l_t - l_a$$

$$\frac{w_u^2 - w_e^2}{2} + g(z_u - z_e) + \frac{1}{\rho}(p_u - p_e) = -l_t - l_a$$

EQUAZIONE
di
BERNOULLI

- $(w_u^2 - w_e^2) =$ altezza cinetica $\cdot g$
- $(z_u - z_e) =$ altezza geometrica
- $(p_u - p_e) =$ altezza piezometrica $\cdot g$
- $(-l_t - l_a) =$ altezza motore $\cdot g$

IN LE SEMPLIFICAZIONI PRECEDENTI, SE IL SISTEMA SCAMBIA MASSA

- È - RIGIDO ($l_0 = 0$)
- CON LE VARIAZIONI DI ENERGIA CINETICA E POTENZIALE NULLE
($\Delta e_c = \Delta e_p = 0$)
- CON IL LAVORO DISSIPATO PER ATTRITO NULLO ($l_a = 0$)

MA DA QUESTA ESPRESSIONE DELL'ENERGIA CINETICA SI RICAVA

IL LAVORO TECNICO IDEALE:

$$L_t^{id} = - \int_{\Gamma} \nabla dp$$

$$l_t^{id} = - \int_{\Gamma} v dp$$

Il secondo membro, associata ai flussi di massa, compare a somma di 2 termini specifici, l'energia interna u e il prodotto della pressione p e del volume v .
 Questa somma è assegnato il termine di ENALPIA SPECIFICA h

$$h = u + pv$$

l'entalpia è una funzione di stato, attribuita alle proprietà intrinseche di una sostanza (e avere specificata la condizione di riferimento)

ritornando al primo principio per i sistemi aperti:

$$\dot{Q} - \dot{W}_t = \frac{d}{dt} [U + E_c + E_p + p_0 V]_{Vc} + \sum_{j=1}^N \pm G_j (h + e_c + e_p)_j$$

se il sistema è rigido quindi $V(t) = \text{cost}$:

$$\dot{Q} - \dot{W}_t = \frac{d}{dt} [U + E_c + E_p]_{Vc} + \sum_{j=1}^N \pm G_j (h + e_c + e_p)_j$$

In condizioni stazionarie, la derivata rispetto al tempo dei termini relativi al volume di controllo si annulla e abbiamo:

$$\dot{Q} - \dot{W}_t = \sum_{j=1}^N \pm G_j (h + e_c + e_p)_j$$

nel caso vi sia una sola sezione di entrata (e) e uscita (u) in condizioni stazionarie ($G(t) = \text{cost}$, $G = G_e = G_u$), dividendo x la portata in massa ambo i membri dell'equazione si ottiene:

$$q - l_t = \Delta h + \Delta e_c + \Delta e_p = (h_u - h_e) + (e_{cu} - e_{ce}) + (e_{pu} - e_{pe})$$

EQUAZIONI di STATO

- STABILISCONO IL LEGAME TRA GRANDIEZZE TERMODINAMICHE
- ASSUMONO FORME DIVERSE IN RAGIONE DELLA SOSTANZA E DEL SUO STATO DI AGGREGAZIONE O DEL TIPO DI INTERAZIONE (TERMICA, MECCANICA, ELETTRICA, MAGNETICA ...)

esempi:

- X UN SOLIDO ELASTICO → LEGAME TRA SFORZI E DEFORMAZIONI
- X UN SOLIDO MAGNETICO → LEGAME TRA INTENSITÀ DEL CAMPO MAGNETICO E LA MAGNETIZZ. DEL SOLIDO

indicando con

- y LA VARIABILE DIPENDENTE
- x LE VARIABILI INDIPENDENTI

$$y = f(x_1, x_2, \dots, x_n)$$

EQ. STATO del GAS IDEALE

- GAS IDEALE è una sostanza che non esiste in natura, MA IL COMPORTAMENTO DI TUTTI I FLUIDI IN FASE GASSOSA PUÒ ESSERE RIFERITO AD ESSO.

l'equazione di stato dei GAS IDEALI:

$$p\bar{V} = \bar{R}T$$

T = TEMPERATURA TERMODINAMICA (K)

p = PRESSIONE (Pa)

\bar{V} = VOLUME MOLARE ($\frac{m^3}{kmol}$)

\bar{R} = COSTANTE UNIVERSALE ($8,314,3 \frac{J}{kmol \cdot K}$)

ED È LA STESSA QUANTITÀ PER OGNI SOSTANZA CHE SI COMPORTA COME UN GAS IDEALE

\bar{M} = MASSA MOLARE DELLA SOSTANZA ($\frac{kg}{kmol}$)

v = VOLUME SPECIFICO ($\frac{\bar{V}}{\bar{M}}$) ($\frac{V}{M}$)

$$\frac{p\bar{V}}{\bar{M}} = pv = \frac{\bar{R}}{\bar{M}} T = RT \rightarrow pV = RT$$

R = COSTANTE DI ELASTICITÀ DEL GAS ($\frac{J}{kg \cdot K}$) $\rightarrow \frac{R}{\bar{R}} = \frac{n}{M}$
DIVERSA X OGNI SOSTANZA

n = QUANTITÀ DI SOSTANZA (kmol)

$$pV = MRT$$

$$pV = n\bar{R}T$$

IN FUNZIONE di (T, p)

$$\left\{ \begin{aligned} du &= \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_p dT + \left(\frac{\partial u}{\partial p} \right)_T dp \\ dh &= \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p dT + \left(\frac{\partial h}{\partial p} \right)_T dp \end{aligned} \right.$$

L'energia interna u e l'entalpia h sono funzioni dipendenti da 2 variabili: (T, v) o (T, p)

Sopra sono stati scritti i differenziali esatti di funzioni di 2 variabili.

Ma noi abbiamo un sistema rigido e dove la temperatura non è variata (nell'esperimento di Joule)

$$du = 0 + dT = 0 \rightarrow dv = 0 \text{ e poi}$$

$$\left(\frac{\partial u}{\partial p} \right)_T dp = 0 \quad \left(\frac{\partial u}{\partial p} \right)_T = \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T = 0$$

$$\left(\frac{\partial h}{\partial p} \right)_T dp = 0 \quad \left(\frac{\partial h}{\partial p} \right)_T = \left(\frac{\partial h}{\partial v} \right)_T = 0$$

Sperimentalmente dimostrato da Joule e Thomson

$T_2 - T_1 = 0 \rightarrow$ tutti i termini in dT spariscono

$du = 0 \rightarrow$ dal 1° principio x sistema rigido è adiabatico

dove eq in $du \rightarrow \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T = \left(\frac{\partial u}{\partial p} \right)_T = 0$

Quindi x un gas ideale non è necessario tener conto delle variazioni di volume o pressione x calcolare h e u .
L'energia interna e l'entalpia di una sostanza ideale dipendono solo dalla temperatura.

Per una sostanza ideale, i calori specifici a pressione e volume costanti, non sono più le derivate parziali, ma

$$du = c_v(T) dT$$

$$dh = c_p(T) dT$$

x calcolare u e h risolviamo queste equazioni differenziali

$$\Delta u = c_v \Delta T$$

$$\Delta h = c_p \Delta T$$

* SISTEMI APERTI (RIGIDI e STAZIONARI)

$$q - l_t^{(id)} = \Delta h$$

TRASFORMAZIONE ISOCORA

la linea di trasformazione segue la legge Γ : $V = \text{cost}$

* PER UN SISTEMA CHIUSO IL 1° PRINCIPIO È:

$$q - l_i = \Delta u$$

$$q - l_i = c_v \Delta T$$

$$\text{ma } l_i = \int_{\Gamma: V=\text{cost}} p dV = 0 \text{ PROPRIO PERCHÉ } V = \text{cost}$$

$$q = c_v \Delta T$$

$$q = c_v (T_2 - T_1) \quad \text{SE LA MASSA VA DALLO STATO 1 AL 2}$$

* PER UN SISTEMA APERTO IL 1° PRINCIPIO È:

$$q - l_t = \Delta h$$

$$q - l_t = c_p \Delta T$$

$$\text{ma } l_t = - \int_{\Gamma: V=\text{cost}} v dp = -v \int_1^2 dp = -v(p_2 - p_1)$$

$$q = -v(p_2 - p_1) + c_p(\Delta T)$$

$$\times \text{ GAS IDEALI } PV = RT \rightarrow p_1 = \frac{RT_1}{V}, p_2 = \frac{RT_2}{V}$$

$$q = -\frac{v}{V} R (T_2 - T_1) + c_p (T_2 - T_1)$$

$$q = (c_p - R)(T_2 - T_1)$$

$$q = c_v (T_2 - T_1) \quad \text{STESSA LEGGE x 12 TIPI DI SISTEMA}$$

TRASFORMAZIONE ISOBARA

la linea di trasformazione segue la legge Γ : $p = \text{cost}$

* PER UN SISTEMA CHIUSO

$$q - l_i = \Delta u$$

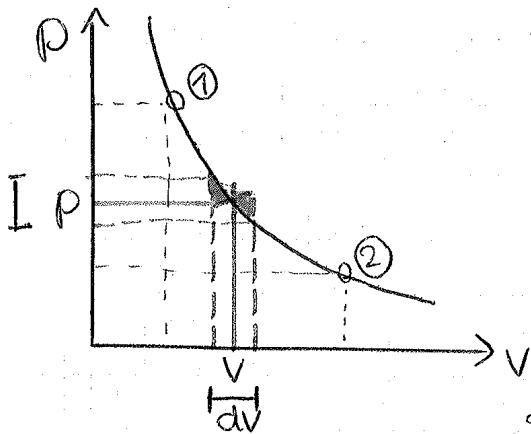
$$q - \int_{\Gamma: p=\text{cost}} p dV = c_v \Delta T$$

$$q - p(v_2 - v_1) = c_v \Delta T \quad \rightarrow \quad v_2 = \frac{RT_2}{p}, v_1 = \frac{RT_1}{p}$$

$$q = (c_v + R)(T_2 - T_1)$$

ascissa : V
 ordinata : p

una trasformazione isoterma ha la forma di una parabola equilatera



$$T = \text{cost}$$

$$pV = \text{cost}$$

$$p = \frac{RT}{V} = \frac{\text{cost}}{V}$$

① STATO INIZIALE
 ② STATO FINALE

L'area sottesa alla curva è un rettangolo di area $p \, dv$ oppure $v \, dp$

otteniamo quindi $l_i = \int_1^2 p \, dv$ e $l_t = - \int_1^2 v \, dp$

PROIEZIONE
PROIEZIONE
ASCISSE
ORDINATA

TRASFORMAZIONE ADIABATICA (REVERSIBILE)

cioè $q = 0$

* PER UN SISTEMA CHIUSO:

$$q - l_i = \Delta u$$

$$-l_i = \Delta u$$

$$-l_i = c_v \Delta T$$

$$l_i = -c_v (T_2 - T_1)$$

* PER UN SISTEMA APERTO

$$q - l_t = \Delta h$$

$$-l_t = \Delta h$$

$$-l_t = c_p \Delta T$$

$$l_t = -c_p (T_2 - T_1)$$

o meglio $\delta q - \delta l_t = dh$

$$\delta l_t = dh = -c_p dT$$

$$\delta l_t = -v \, dp$$

$$c_p dT = v \, dp$$

per i GAS IDEALI $pV = RT$, differenzio

$$dpV + p \, dV = R \, dT$$

$$dT = \frac{dpV + p \, dV}{R} = \frac{dpV + p \, dV}{c_p - c_v}$$

ORA SOSTITUISCO

$$c_v (dpV + p \, dV) = v \, dp (c_p - c_v)$$

dove

$$n = \frac{c_p - c}{c_v - c}$$

c è il calore specifico caratteristico della trasformazione politropica non è una proprietà e $(-\infty; \infty)$

al variare di n è possibile descrivere una qualsiasi trasformazione reversibile.

ci sono i 4 casi particolari di n :

$n=0$: $pV^n = k$ $pV^0 = k$ $[p = k]$ → ISOBARA
 $c_p - c = 0$ $[c_p = c]$

$n = \infty$: $p^{\frac{1}{n}} V = k$ $p^{\frac{1}{\infty}} V = k$ $[V = k]$ → ISOCORA
 $c_v - c = 0$ $[c_v = c]$

$n=1$ $pV^n = k$ $pV = k$ $[T = k]$ → ISOTERMA
 $c_v - c = c_p - c$ $[c_v = c_p]$ $[c \rightarrow \pm \infty]$

$n = \gamma$ $pV^n = k$ $[pV^\gamma = k]$ → ADIBATICA
 $\gamma = \frac{c_p}{c_v} = \frac{c_p - c}{c_v - c}$ $[c = 0]$

TABELLINA RIASSUNTIVA:

$n=0$	$C=c_p$	$p=k$
$n=\infty$	$C=c_v$	$V=k$
$n=1$	$C \rightarrow \pm \infty$	$T=k$
$n=\gamma$	$C=0$	$pV^\gamma = k$

Dimostrare che x un gas ideale con $\gamma = \text{cost}$, undergo una qualsiasi trasformazione politropica, anche c è costante!
 Se il calore scambiato undergo una generica trasformazione che evolve tra gli stati 1 e 2 risulta:

$$q = C(T_2 - T_1)$$

x la dimo:
 [vedo su de 103]
 BLOCCO 1

DAL PRIMO PRINCIPIO

PRIMO PRINCIPIO SANCISSIMO:

- L'EQUIVALENZA QUALITATIVA TRA LE DIVERSE FORME DI ENERGIA (TERMICA E MECCANICA) SCAMBIATE DA UN SISTEMA CON L'ESTERNO (CALORE = LAVORO)
- L'UGUAGLIANZA QUANTITATIVA TRA LE DIVERSE FORME DI ENERGIA ATTRAVERSO RELAZIONI ANALITICHE DI BILANCIO (L'ENERGIA SI CONSERVA)

LIMITI DEL PRIMO PRINCIPIO SONO:

- L'IMPOSSIBILITÀ DI TRASFORMARE COMPLETAMENTE UNA FORMA DI ENERGIA IN QUALSIASI ALTRA (NON POSSO CREARE O DISTRUGGERE L'ENERGIA)
- una regola generale che stabilisca il criterio di [↑] EVOLUZIONE DELLE TRASFORMAZIONI CHE SI SVOLGONO SPONTANEAMENTE NEI SISTEMI ISOLATI (PROCESSI SPONTANEI)

DEFINIZIONI

SERBATOI DI ENERGIA TERMICA = SONO PARTICOLARI SISTEMI IN GRADO DI SCAMBIARE ENERGIA TERMICA SENZA MODIFICARE IL PROPRIO LIVELLO TERMICO (SI COMPORTANO COME TERMOSTATI). SI DISTINGUONO IN:

- SORGENTI: SE FORNISCONO AD UN SISTEMA ENERGIA TERMICA SOTTO FORMA DI CALORE (ex: COMBUSTIONE DI SOSTANZE ORGANICHE, COME LA BENZINA IN UN MOTORE DI UN'AUTOMOBILE)
- POZZI: SE RICEVONO ENERGIA TERMICA DA UN SISTEMA SOTTO FORMA DI CALORE (ex: AMBIENTE ESTERNO)

MOTORI TERMICI = SONO DISPOSITIVI TERMODINAMICI COSTRUITI E COSTRUITI APPPOSITAMENTE PER TRASFORMARE ENERGIA TERMICA IN ENERGIA MECCANICA. HANNO UN INZICAMAMENTO DI TIPO CICLICO SCHEMATIZZATO IN:

- RICEVERE CALORE DA UNA SORGENTE AD ALTA TEMPERATURA (BRUCIO BENZINA)

SECONDO PRINCIPIO della TERMODINAMICA

ci sono diversi enunciati (Quasi 12...)

ENUNCIATO DI CLAUSIUS (1850)

È impossibile realizzare un sistema termodinamico che operi secondo un processo ciclico il cui unico effetto sia il **TRASFERIMENTO** di calore da una sorgente termica a $T_{A\tilde{u}}$ bassa ad una sorgente termica a $T_{A\tilde{u}}$ elevata

- ci vuole un'azione dall'esterno \times riportarlo all'inizio dopo un processo spontaneo

- ex: Pentola lasciata a raffreddare, non torna calda se non faccio niente

- ex: frigo succhia calore e da dietro lo rimanda, ma \times questo c'è bisogno della spina

ENUNCIATO DI KELVIN-PLANCK (1897)

È impossibile realizzare un sistema termodinamico che per secondo un processo ciclico il cui unico effetto sia trasformare **completamente** in lavoro tutto il calore fornito da una sorgente termica a temperatura uniforme e costante nel tempo.

- sempre $\eta < 1$

- sempre $Q^- \neq 0$

REVERSIBILITÀ ED IRREVERSIBILITÀ

TRASFORMAZIONE REVERSIBILI = TRASFORMAZIONI che ripercorse in senso inverso riportano l'universo a $S + \Delta E$ nelle medesime condizioni iniziali.

fenomeni spontanei =

- un processo spontaneo diminuisce la possibilità di ottenere lavoro (passo da un potenziale ad un altro)
- Dopo un processo spontaneo, per ristabilire le condizioni iniziali e fare avvenire il processo inverso, occorre un'azione dall'esterno (si è prodotto qlcs di non reversibile)
- il compimento del processo ^{\Rightarrow apportare energia} diretto e di quello inverso lascia una traccia nell'universo

I RENDIMENTI DI TUTTI I MOTORI TERMICI REVERSIBILI che operino tra le medesime sorgenti termiche sono tra loro uguali

RENDIMENTO η DEL MOTORE DI CARNOT:

- è il più elevato di qualsiasi altro ciclo
- è indipendente dalla sostanza utilizzata
- dipende solo dalle temperature estreme
- è quello massimo ottenibile tra le stesse temperature estreme

(vale non realizzabile nella pratica!)

$$\eta = 1 - \frac{|Q^-|}{Q^+} = 1 - \frac{T^-}{T^+} \quad \text{dipende solo dalle } T \text{ estreme!}$$

$$\text{indi } \left[\frac{|Q^+|}{|Q^-|} = \frac{T^+}{T^-} \right]$$

RAPPORTO TRA 2 TEMPERATURE TERMODINAMICHE COINCIDE
 IL RAPPORTO TRA LE QUANTITÀ DI CALORE SCAMBIATE DA
 MOTORE DI CARNOT CHE OPERA TRA 2 SORGENTI TERMICHE
 QUELLE TEMPERATURE.

MACCHINA DI CARNOT DIVENTA UN SOSTANZIALE TERMOMETRO,
 SE IL CALORE SCAMBIATO GIU' IL RUOLO DI PROPRIETÀ
 SIMMETRICA

A DISUGUAGLIANZA di CLAUSIUS

DPO PROVE ED ESPERIMENTI, CLAUSIUS VERIFICA CHE, SE SI
 SOMMANO TUTTE LE QUANTITÀ DI CALORE SCAMBIATE AD UNA
 STESSA TEMPERATURA E SI DIVIDONO PER LA TEMPERATURA STESSA
 SI CALCOLA L'INTEGRALE DI QUESTO RAPPORTO, ALLORA È
 SEMPRE MINORE DI ZERO.

PER LE TRASFORMAZIONI
 cicliche

$$\oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0$$

IL SECONDO PRINCIPIO per i SISTEMI APERTI

- essendo l'entropia totale S una grandezza di tipo estensivo, possiamo scriverne la derivata materiale:

$$\frac{dS}{dt} = \left[\frac{dS}{dt} \right]_{vc} + \left[\sum_{j=1}^N \pm G_j S_j \right]_{sc}$$

poiché S è influenzata dalla massa del sistema

il secondo principio, per i sistemi aperti, diventa:

$$\frac{dS}{dt} = \frac{\Phi(+)}{T(+)} + \sum irr$$

- $$\left[\frac{dS}{dt} \right]_{vc} + \left[\sum_{j=1}^N \pm G_j S_j \right]_{sc} = \frac{\Phi(+)}{T(+)} + \sum irr$$

ora passo qua funzione istantanea nel tempo, integrando nel tempo e facendo attenzione a cosa è costante e cosa no:

$$S(t_2) - S(t_1) + \int_{t_1}^{t_2} \left[\sum_{j=1}^N \pm G_j S_j \right]_{sc} dt = \int_{t_1}^{t_2} \frac{\Phi(+)}{T(+)} dt + \sum irr$$

in condizioni stazionarie invece:

- $$\sum_{j=1}^N \pm G_j S_j = \frac{\Phi}{T} + \sum irr$$

e in termini specifici (divido per la portata in massa)

$$\Delta s = s_u - s_e = \frac{q}{T} + s_{irr}$$

$$s_{irr} = \frac{\sum irr}{G}$$

dimensionalmente:

- $$\Delta s = \frac{J}{kg \cdot K}$$

$$S = \frac{J}{K}$$

$$\sum = \frac{W}{K}$$

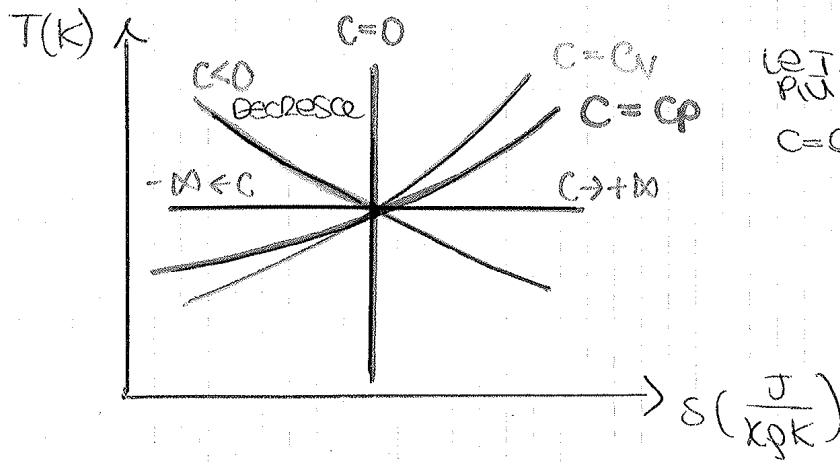
$$ds = \frac{\delta q}{T}$$

$$\delta q = \delta s T$$

$$\int \delta q = \int \delta s T \quad \text{INTEGRANDO OTTENGO}$$

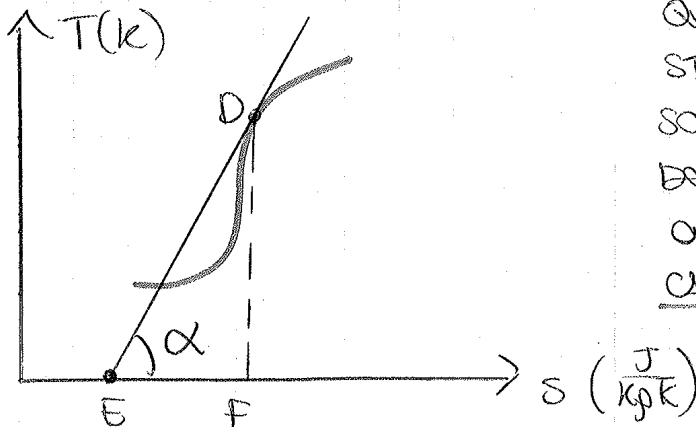
- IL CALORE SCAMBIATO q È L'AREA E' APERTA: $q = \int_{P:A \rightarrow B} T ds$
- IL CALORE NETTO SCAMBIATO UGUALE AL LAVORO NETTO SCAMBIATO $q(c) = l(c)$ SE L'AREA È CHIUSA

IN BASE AL TIPO DI TRASFORMAZIONE:



LE T. ISOCORE SONO PIÙ RIPIDE DELLE ISOBARE
 $C=0 \rightarrow$ TRASFORMAZIONE A ENTROPIA COSTANTE = ADIABATICA E REVERSIBILE $q=0$

DAI DIAGRAMMI ENTROPICI DI GIBBS, RICIAMAMO IL CALORE SPECIFICO CARATTERISTICO COME:



QUALUNQUE SIA LA TRASFORMAZIONE, LA SOTTOTANGENTE SULL'ASSE DELLE ENTROPIE È UGUALE AL CALORE SPECIFICO CARATTERISTICO LOCALE IN D

$$\bar{c}_p = \frac{\delta q}{\delta T}$$

INTRODUCIAMO 2 POTENZIALI:

ENERGIA LIBERA di HELMHOLTZ

● indicata con f, F , a intermini specifici, definita come

$$f = u - Ts$$

stabilisce la capacità massima di compiere lavoro di un sistema che evolve a T e P costanti

● grazie ai 2 principi in termini infinitesimali

$$\delta q - dli = du$$

$$Tds - pdv = du$$

$u \rightarrow u(s, v)$ dipende da entropia e volume

il differenziale di f è

$$df = du - Tds - sdt$$

$$df = Tds - pdv - Tds - sdt$$

$$df = -pdv - sdt$$

$f \rightarrow f(v, T)$ dipende da volume e temperatura

ENTALPIA/ENERGIA LIBERA di GIBBS

indicata con g, G in termini specifici, definita come

$$g = h - Ts$$

stabilisce la capacità massima di compiere lavoro di un sistema che evolve a T e V costanti

grazie ai 2 principi in termini infinitesimali

$$\delta q - dli = dh$$

$$Tds + vdp = dh$$

$h \rightarrow h(s, p)$ dipende da entropia e pressione

il differenziale di g è

$$dg = dh - Tds - sdt$$

$$dg = Tds + vdp - Tds - sdt$$

$$dg = vdp - sdt$$

$g \rightarrow g(p, T)$ dipende da pressione e temperatura

le forme differenziali trovate sono:

$$\begin{array}{l} du = Tds - pdv \rightarrow u = u(s, v) \\ dh = Tds + vdp \rightarrow h = h(s, p) \\ df = -sdt - pdv \rightarrow f = f(v, T) \\ dg = -sdt + vdp \rightarrow g = g(p, T) \end{array}$$

} portano alle equazioni di Maxwell

cioè sono del tipo: $dz = a(x, y)dx + b(x, y)dy$

un differenziale esatto di una grandezza di stato è visto come somma di 2 contributi x un coefficiente

essendo du e dh 2 forme differenziali esatte, si ha:

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial s}\right)_v ds + \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_s dv$$

poiché $u = u(s, v)$

ma $du = Tds - pdv$
e uguagliando

$$dh = \left(\frac{\partial h}{\partial s}\right)_p ds + \left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_s dp$$

poiché $h = h(s, p)$

ma $dh = Tds + vdp$
e uguagliando

$$T = \left(\frac{\partial u}{\partial s}\right)_v = \left(\frac{\partial h}{\partial s}\right)_p$$

TERMINI che in certi sistemi di coordinate individuano pendenze di rette identificabili con le temperature

posso dare un significato alla temperatura come se fosse una variazione parziale di entalpia o di energia interna

● OTTIENIAMO BENE NUOVE ESPRESSIONI PER C_v E C_p :

● $C_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v$ artificio: moltiplico e divido per ∂s

$$C_v = \left(\frac{\partial}{\partial s}\right)_v \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_v = T \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_v = C_v$$

● $C_p = \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_p$ stesso artificio

$$C_p = \left(\frac{\partial h}{\partial s}\right)_p \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_p = T \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_p = C_p$$

● OTTIENIAMO NUOVE ESPRESSIONI PER L'ENTROPIA (prima e seconda):

● $S = S(T, v)$

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_v dT + \left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T dv$$

ma $C_v = T \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_v$ e (III) $\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v = \left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T$

quindi $ds = C_v \frac{dT}{T} + \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v dv$ prima espressione per l'entalpia generale

x i GAS IDEALI

● $pV = RT$, $\frac{R}{V} = \frac{p}{T}$, $\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v = \frac{p}{V}$

e OTTENGO DI NUOVO $ds = C_v \frac{dT}{T} + R \frac{dv}{V}$

ma $ds = c_p \frac{dT}{T} - \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p dp$ e sostituisco

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

$$\boxed{dh = c_p dT - dp \left[T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p - v \right]} \quad \text{ESPRESSIONE GENERALE DELL'ENTALPIA}$$

x i GAS IDEALI:

$$pV = RT, \quad \frac{v}{T} = \frac{R}{p}, \quad \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = \frac{R}{p}, \quad T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = \frac{RT}{p} = v$$

e otteniamo di nuovo $dh = c_p dT$

questa relazione è valida non solo x i GAS IDEALI, ma anche x qualsiasi trasformazione ISOBARA ($dp=0$)

invece, se non varia il volume ($dv=0$), nemmeno per effetto della temperatura (sostanza scarsamente influenzata dall'effetto termico), abbiamo:

$$dh = c_p dT + v dp$$

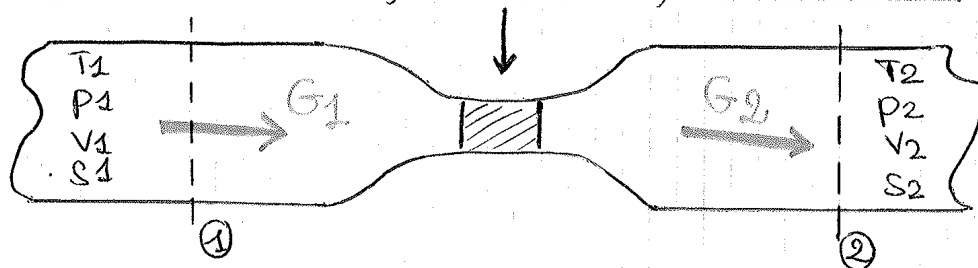
notiamo quindi che per un FLUIDO INCOMPRESSIBILE valgono le seguenti relazioni:

$$\boxed{\begin{aligned} du(s,v) &\approx du(T) = c_v dT \\ dh(s,p) &\approx dh(T,p) = c_p dT + v dp \\ ds(T,v) &\approx ds(T) = c_v \frac{dT}{T} \end{aligned}}$$

CONSIDERIAMO COSÌ TUTTE LE SOSTANZE IN FASE LIQUIDA.

ESEMPIO di UTILIZZO delle equazioni di Maxwell (applicazione tecnica molto frequente)

SI HA UN SISTEMA APERTO COSTITUITO DA UN TUBO CON UNA STROZZATURA, OSTRUZIONE, SETTO POROSO



QUINDI $\sum_{j=1}^N \pm G_j h_j = 0$ e $h_1 = h_2$, $h = \text{cost}$
 (VALORI DI TRAFILAZIONE O LAMINAZIONE DEL FUSO)

L'equazione dell'energia cinetica:

$$\cancel{dt} + \cancel{lo} + \cancel{\Delta e_c} + \cancel{\Delta e_p} + la + \int_r v dp = 0$$

$$la = - \int_r v dp \quad \begin{array}{l} \text{IL LAVORO DI DISSIPAZIONE} \\ \text{COINCIDE CON LA QUOTA DI LAVORO} \\ \text{TECNICO IDEALE} \end{array}$$

$$(\cancel{dt}^{id} = - \int_r v dp)$$

Abbiamo adattato le equazioni al nostro sistema!
 Poiché $la \neq 0 \rightarrow$ siamo in presenza di un fenomeno
 IRREVERSIBILE!

$$S_{irr} > 0 \rightarrow S_2 > S_1$$

DAL SECONDO PRINCIPIO:

$$ds = \frac{\delta q}{T} + ds_{irr}$$

$$\delta q = 0 \quad \text{X} \quad \text{ADIABATICA}$$

$$ds = ds_{irr} \quad \text{INTEGRO}$$

$$S_2 - S_1 = S_{irr}$$

ma $S_{irr} > 0$, $S_2 - S_1 > 0$, $S_2 > S_1$ L'ENTROPIA
è aumentata!

QUESTO FATTO È SEMPRE VERO NELLE TRASFORMAZIONI
DOVE NON È SCAMBIATO CALORE \rightarrow VIENE PRODOTTA
IRREVERSIBILITÀ

SE IL CALORE VIENE SCAMBIATO \rightarrow NON SI PUÒ AFFERMARE
 CERTAMENTE L'IRREVERSIBILITÀ

NEL CASO IL FUSO SIA PENSATO A COMPORTAMENTO
 IDEALE, LA SUA TRASFORMAZIONE AD ENTA LPIA COSTANTE
 COMPORTA ANCHE LA COSTANZA DELLA TEMPERATURA,
 QUALUNQUE SIA LA VARIAZIONE DI PRESSIONE SUBITA.
X UNA SOSTANZA A COMPORTAMENTO IDEALE:

$$h_2 = h_1, \quad \forall p_2 \neq p_1 \rightarrow T_2 = T_1$$

Riprendiamo la definizione di entalpia

$$dh = c_p dT - \left[T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - v \right] dp \quad \text{DIVIDO PER } dp$$

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

ma $\frac{dh}{dp} = 0$ per una trasformazione a $h = \text{cost}$

$$0 = c_p \frac{dT}{dp} - \left[T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - v \right]_h$$

$$\mu_{JT} = \frac{1}{c_p} \left[T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - v \right]_h \quad \text{SI RICAVA IL COEFFICIENTE DI JOULE - THOMPSON}$$

- x un gas ideale $\mu_{JT} = 0 \rightarrow$ IDENTIFICA LA LINEA DI INVERSIONE

LE SOSTANZE PURE

Sono sostanze caratterizzate da un'unica specie chimica

FASE = Dal punto di vista macroscopico, la fase identifica una porzione di materia in cui siano omogenee la composizione e le caratteristiche fisiche (elettroprietà)

- Ci sono 3 fasi principali: SOLIDO, LIQUIDO, GAS (ma all'interno di una fase principale può variare la struttura molecolare)

STATO DI AGGREGAZIONE = la materia che costituisce ogni fase si trova sempre in un solo stato di aggregazione

Fase unica \iff unico stato di aggregazione

- (anche nel caso di sostanze non pure, è possibile identificare fasi omogenee)

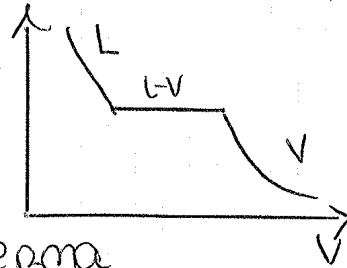
abbiamo $V_L > V_S$. Lo stesso avviene per la transizione LIQUIDO-VAPORE. Dopo il vapore ci sono altre TRANSIZIONI DI FASE, che però non ci interessano.

una TRANSIZIONE DI FASE ISOBARA e' ISOTERMA, e con una GRANDE VARIAZIONE DI VOLUME ($P \rightleftharpoons T$)

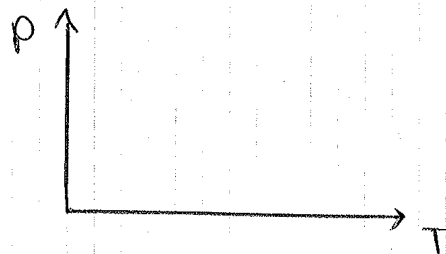
② curva isoterma ($T = \text{cost}$) p
andamento a sedia.

nel liquido e nel vapore e' una PSEUDO-VERTICALE

la TRANSIZIONE DI FASE ISOTERMA e' anche ISOBARA ($P \rightleftharpoons T$)



③ curva isocora ($V = \text{cost}$) p



IL PUNTO CRITICO (C) e' il vertice della campana. al di sopra del livello termico del punto critico non puo' esistere la fase LIQUIDA (FASE SUPER-CRITICA)

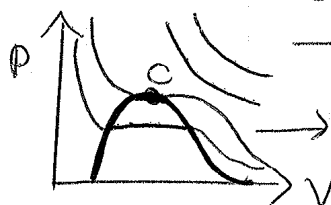
IL PUNTO TRIPLO (P) e' caratterizzato dalla compresenza delle 3 fasi (S, L, V)

La LINEA DEL PUNTO TRIPLO e' l'ISOTERMA DEL PUNTO CRITICO.

La curva a campana e' la CURVA LIMITE (nella TRANSIZIONE DI FASE L-V) ed e' divisa in 2 RAMI:

(PC) = CURVA LIMITE INFERIORE (o anche detta CURVA DI SATURAZIONE LIQUIDO-VAPORE)
(CL) = CURVA LIMITE SUPERIORE

L'ISOTERMA che passa x il punto critico e' l'ISOTERMA CRITICA con in (C) un flesso a tangente ORIZZONTALE:



→ ideale (iperbole equilatera)

→ deviazione dovuta al cambiamento di fase

TEMPERATURA di SATURAZIONE = ad una data pressione, la temperatura a cui una sostanza inizia a evaporare e detto T_s di saturazione (T_s)

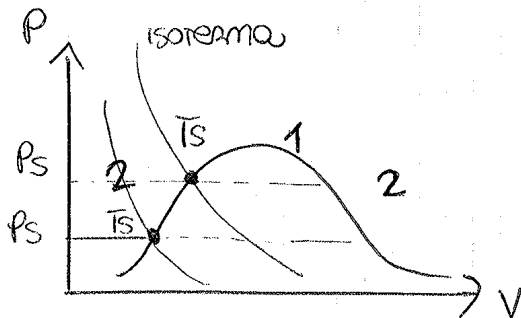
(Quasi sempre isoterma che involucra la curva limite inf)
PRESSIONE di SATURAZIONE = ad una data temperatura, la pressione a cui una sostanza inizia ad evaporare e detta P_s di saturazione (P_s)

$$T_s = f(p_s) ; p_s = f(T_s)$$

(Quasi sempre isobara che involucra la curva limite inferiore)

Relazione di univocità ($p \rightleftharpoons T$)

- la curva LIMITE INFERIORE → LIQUIDO SATURO
- la curva LIMITE SUPERIORE → VAPORE SATURO SECCO
- DENTRO la curva LIMITE → VAPORE SATURO UMIDO
- a SX della curva L. INFERIORE → LIQUIDO SOTTO RAFFREDDATO
- a DX della curva L. SUPERIORE → VAPORE SURRISCALDATO



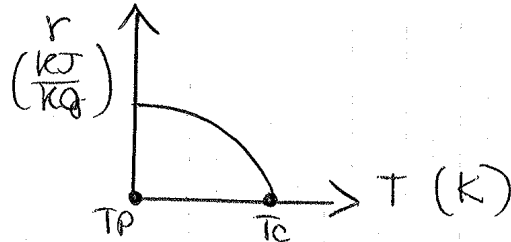
nelle diverse regioni della superficie di stato, applicando la regola delle fasi, è possibile ottenere il numero minimo di GdL necessario a definire completamente lo stato termodinamico

- LIQUIDO SOTTO-RAFFREDDATO : $GL = 2$ (ex. (p, T) ; (h, s) ; (p, v) ; ...)
abbiamo $T < T_s$
- VAPORE SURRISCALDATO : $GL > 2$ (ex. " " ")
abbiamo $T > T_s$
- SATURAZIONE (sulla curva limite) : $GL = 1$ (ex. (T) ; (p) ; (h))

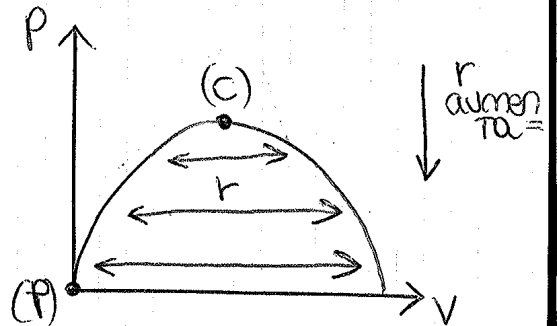
le TABELLE di SATURAZIONE sono delle tabelle che forniscono, al variare di p_{sat} ($p_{sat} \rightarrow T_{sat}$) o T_{sat}

- ($T_{sat} \rightarrow p_{sat}$), alcuni valori delle proprietà come volume specifico, entalpia, entropia (specifici) solo per gli stati presenti nella curva limite (LIQUIDO e VAPORE).

IL CALORE DI VAPORIZZAZIONE (CONDENSAZIONE) O CALORE LATENTE (poiché $T = \text{cost}$) è la quantità di energia termica r (kJ/kg) fornita (sottratta) per vaporizzare (condensare) l'unità di massa di liquido (vapore) che si trova nella condizione iniziale e finale di saturazione.



- r è massimo in corrispondenza del punto triplo (perché è massima la differenza tra i volumi) mentre è minimo in corrispondenza del punto critico.

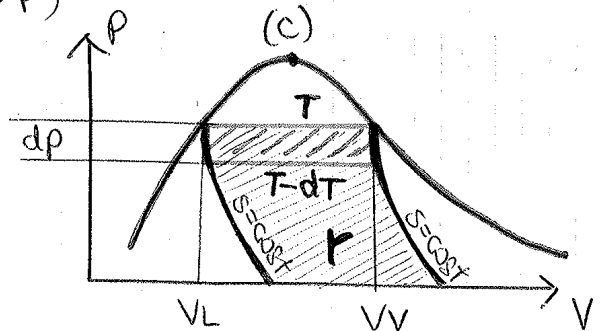


EQUAZIONE DI CLAPEYRON PER IL CAMBIAMENTO DI FASE

Prendiamo un ciclo di Carnot infinitesimo, dove $dp \rightarrow 0$ e $dT \rightarrow 0$ (poiché $T \leftrightarrow p$)

e calcoliamo il rendimento:

$$\eta = 1 - \frac{T}{T+dT} = 1 - \frac{T-dT}{T} = \cancel{1} - \cancel{\frac{T}{T}} + \frac{dT}{T} = \frac{dT}{T}$$



oppure

$$\eta = \frac{\text{LAVORO NETTO SCAMBIATO}}{\text{CALORE NETTO}} = \frac{\text{AREOLA: RETTANGOLO}}{\text{CALORE LATENTE DI VAPORIZZAZIONE}} = \frac{\delta l \approx dp (v_V - v_L)}{r}$$

ora uguaglio

$$\frac{dT}{T} = \frac{dp (v_V - v_L)}{r} \rightarrow \boxed{r = \frac{dp}{dT} T (v_V - v_L)}$$

non importa sia una trasformazione ideale o no!

RIGUARDA QUINDI IL CAMPO APPLICATIVO:

- $\left\{ \begin{array}{l} - \text{climatizzazione } (p_v < 10 \text{ kPa}) \rightarrow \text{gas ideale} \\ - \text{impianti a vapore } (p_v > 10 \text{ kPa}) \rightarrow \text{diagrammi e tabelle} \end{array} \right.$

→ esempio: benessere ambientale, umidità dell'aria...

MODELLO CONCLUSIVO = MODELLO PER LE SOSTANZE A COMPORTAMENTO REALE

I GAS REALI IN PROSSIMITÀ DEGLI STATI DI SATURAZIONE E DEL PUNTO CRITICO SI SCOSTANO FORTEMENTE DAL COMPORTAMENTO

- IDEALE. IL LORO COMPORTAMENTO DEVIA DA QUELLO IDEALE AL CRESCERE DELLA PRESSIONE: A STRETTO RIGORE SOLO PER VALORI DI PRESSIONI CHE TENDONO A ZERO IL COMPORTAMENTO DI UN GAS PUÒ ESSERE AVUNTO COME IDEALE.

IN GENERALE LA RELAZIONE TRA LE GRANDENZE TERMODINAMICHE p, v, T È DEFINITA ATTRAVERSO UNA PARTICOLARE RELAZIONE DETTA EQUAZIONE VIRIALE:

$$pV = RT \left(1 + \frac{A}{V} + \frac{B}{V^2} + \frac{C}{V^3} + \dots \right) = RT(Z)$$

- EQUAZIONE CHE CERCA DI CORREGGERE L'EQUAZIONE DI STATO DEI GAS IDEALI

A, B, C, ... SONO COEFFICIENTI

Z = FATTORE DI COMPRESSIBILITÀ, CHE METTE IN EVIDENZA LO SCOSTAMENTO DAI GAS IDEALI

× UN GAS IDEALE $Z = 1$ E $A = B = C = \dots = 0$

IL FATTORE DI COMPRESSIBILITÀ Z PER UN GAS REALE, È FATTORE DELLA P E DELLA T, E INDICA DIRETTAMENTE

- L'ENTITÀ DELLA DEVIAZIONE DAL COMPORTAMENTO IDEALE.

$$Z = \frac{pV}{RT}$$

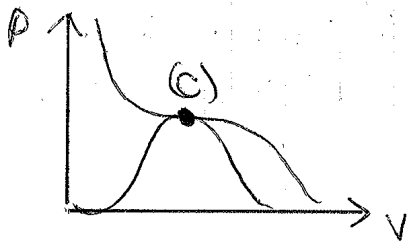
ideale $pV = RT$
 $v = \frac{RT}{p}$ se $p \rightarrow \infty$ allora $v \rightarrow 0$ } impossibile nella realtà

● CORREZIONI:

- Se per le molecole è considerato un volume proprio aumenta la frequenza degli urti alle pareti
- Le forze di coesione molecolare hanno risultante nulla all'interno della massa gassosa, mentre in prossimità delle pareti, la risultante non è nulla ed è diretta verso l'interno della massa gassosa. In quest modo diminuisce la velocità d'urto e in conseguenza la pressione esercitata dal gas

●
$$p = \frac{RT}{v-b} - \frac{a}{v^2} \rightarrow \boxed{\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v-b) = RT}$$
 Eq. di VAN DER WAALS

- $b =$ covolume (in particolare $v \geq b$)
- $a =$ è legato alle forze di coesione



L'isoterma in corrispondenza del punto critico presenta un flesso con tangente orizzontale, per cui nell'intorno di (c) derivata prima e seconda sono nulle.

●
$$\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_{T=T_c} = -\frac{RcT_c}{(v_c-b)^2} + \frac{2a}{v_c^3} = 0$$

$$\left(\frac{\partial^2 p}{\partial v^2}\right)_{T=T_c} = \frac{2RcT_c}{(v_c-b)^3} - \frac{6a}{v_c^4} = 0$$
 da $p_c = \frac{RcT_c}{v_c-b} - \frac{a}{v_c^2}$

T_c, p_c e v_c sono i valori misurati nel punto critico. 3 equazioni x ricavare a, b e R_c , con R_c valore della costante di elasticità nel punto critico e non si può ottenere tramite la molla molare.

$$\boxed{R_c = \frac{8}{3} \frac{p_c v_c}{T_c}}$$

$$\boxed{a = 3 v_c^2 p_c}$$

$$\boxed{b = \frac{v_c}{3}}$$

● ma v_c è una misura critica

POTENZIALI TERMODINAMICI per il GAS di VAN DER WAALS

ENERGIA INTERNA
avevamo

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

da $p = \frac{RT}{v-b} - \frac{a}{v^2}$ DERIVO RISPETTO ∂T

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v = \frac{R}{v-b} \quad \text{SOSTITUISCO}$$

$$\bullet \quad du = c_v dT + \left[\frac{TR}{v-b} - p \right] dv = c_v dT \left[\cancel{p} + \frac{a}{v^2} - \cancel{p} \right] dv$$

$$du = c_v dT + \frac{a}{v^2} dv \quad \text{ORA INTEGRO}$$

$$u - u_0 = c_v (T - T_0) - a \left(\frac{1}{v} - \frac{1}{v_0} \right)$$

L'ENERGIA INTERNA non dipende PIU' SOLO DALLA TEMPERAT. ma anche DAL VOLUME OCCUPATO DAL GAS

ENTALPIA

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

• ora si fanno delle approssimazioni x cui:

$$p = \frac{RT}{v-b} - \frac{a}{v^2} \rightarrow v = b + \frac{RT}{p + \frac{a}{v^2}}$$

$$v = b + \frac{RT}{p \left(1 + \frac{a}{pv^2} \right)} \frac{\left(1 - \frac{a}{pv^2} \right)}{\left(1 - \frac{a}{pv^2} \right)}, \quad v = b + \frac{RT \left(1 - \frac{a}{pv^2} \right)}{p \left(1 - \frac{a^2}{p^2 v^4} \right)}$$

ma $\frac{a^2}{p^2 v^4} \ll 1$, QUINDI $v \cong b + \frac{RT}{p} - \frac{RT}{v^2 p^2} a$

se $p^2 v^2 \cong R^2 T^2$

$$\bullet \quad v \cong b + \frac{RT}{p} - \frac{RTa}{R^2 T^2} = b + \frac{RT}{p} - \frac{a}{RT}$$

ORA DERIVO RISPETTO A T

$$S - S_0 = c_v \ln\left(\frac{T}{T_0}\right) + R \ln\left(\frac{v-b}{v_0-b}\right) = c_v \ln\left(\frac{T}{T_0}\right) + R \ln\left(\frac{\frac{RT}{P} - \frac{a}{RT}}{\frac{RT_0}{P_0} - \frac{a}{RT_0}}\right)$$

COEFFICIENTE DI JAVLE - THOMSON

RICORDO L'APPROSSIMAZIONE

$$v \approx \frac{RT}{P} - \frac{a}{RT} + b$$

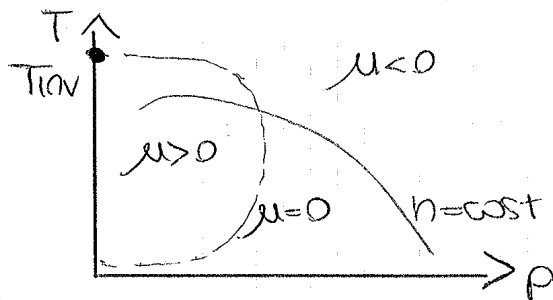
DALLA RELAZIONE

$$\mu_{JT} = \frac{1}{C_p} \left[T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P - v \right] h$$

abbiamo $\left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P = \frac{R}{P} + \frac{a}{RT^2}$

QUINDI $\mu_{JT} = \frac{1}{C_p} \left[\frac{2a}{RT} - b \right]$ DIPENDE STRETTAMENTE DA A E b

x quale valore della temperatura, $\mu_{JT} \geq 0$?



T_{inv} = TEMPERATURA MASSIMA D'INVERSIONE

avevamo $a = \frac{27}{64} \frac{R^2 T_c^2}{P_c}$ e $b = \frac{1}{8} \frac{R T_c}{P_c}$

SOSTITUISCO $\mu_{JT} = \frac{1}{C_p} \left[\frac{2}{RT} \frac{27}{64} \frac{R^2 T_c^2}{P_c} - \frac{1}{8} \frac{R T_c}{P_c} \right]$

$$\mu_{JT} = \frac{1}{C_p} \left[\frac{27}{32} \frac{R T_c^2}{T P_c} - \frac{1}{8} \frac{R T_c}{P_c} \right]$$

PER AVERE $\mu_{JT} \geq 0 \rightarrow \frac{2a}{RT} - b \geq 0$, $\frac{2a}{RT} \geq b$

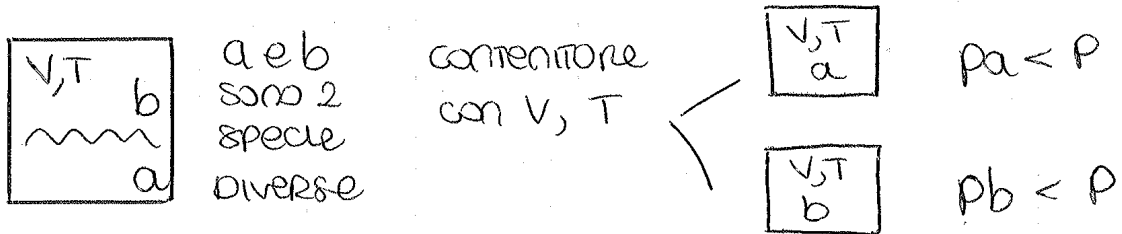
$$T < \frac{2a}{Rb} \quad \text{o} \quad T < \frac{27}{4} T_c$$

LA TEMPERATURA DEL GAS DEVE RISPETTARE QUESTA CONDIZIONE

e T_c si ottiene dalle tabelle.

MODELLO di GIBBS - DALTON

ognuno dei componenti è trattato come se occupasse da solo tutto il volume V della miscela alla sua stessa temperatura T .



la somma delle pressioni parziali $p_a + p_b = P$ è uguale alla pressione totale. p_a e p_b sono calcolate con il modello dei gas ideali.

la pressione e l'energia interna totali di una miscela di gas sono uguali rispettivamente alla somma delle pressioni e delle energie interne parziali dei singoli componenti

$$P = \sum_j P_j, \quad U = \sum_j U_j \quad (\forall j = 1, 2, \dots, n)$$

con l'ipotesi di gas ideale, per la j -esima specie chimica costituita da n_j kmol la sua pressione parziale è

$$P_j V = n_j \bar{R} T$$

$$P_j = \frac{n_j \bar{R} T}{V}$$

$$P_j = \frac{M_j R_j T}{V}$$

con $n = \sum_j n_j$

$$P_j V = M_j R_j T$$

$$n = \sum_j \frac{M_j}{\bar{M}_j}$$

e $y_j = \frac{P_j}{P} = \frac{n_j}{n}$ FRAZIONE molare $\left(\sum_j y_j = 1\right)$

confrontando le 2 P_j abbiamo

$$M_j R_j = n_j \bar{R}$$

$$R_j = \frac{n_j \bar{R}}{M_j} = \frac{\bar{R}}{\bar{M}_j}$$

poiché

$$M_j = n_j \bar{M}_j, \quad \bar{M}_j = \frac{M_j}{n_j}$$

$$M = n \bar{M}, \quad \bar{M} = \frac{M}{n}$$

$$V_j = \frac{n_j \bar{R} T}{p}$$

volume parziale

$$V = \frac{n \bar{R} T}{p} = \sum_j V_j$$

volume totale

$$y_j = \frac{n_j}{n} = \frac{V_j}{V}$$

FRAZIONI volumetriche

PER L'ARIA SECCA

aria = miscela di

N_2	: 28,016	0,7809	0,7553
O_2	: 32,00	0,2095	0,2314
Ar	: 39,994	0,0093	0,0128
CO_2	: 44,010	0,0003	0,0005
	\bar{M}	y	x

Dati calcoli:

$$\bar{M} \approx 29 \frac{\text{kg}}{\text{kmol}} \quad \text{per l'aria secca}$$

$$R = 287 \frac{\text{J}}{\text{kg K}}$$

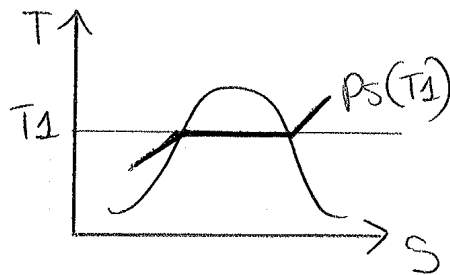
ENTROPIA, ENTALPIA, ENERGIA INTERNA
 con l'ipotesi di validità delle leggi di DALTON
 (pressioni additive) e GIBBS-DALTON, abbiamo:

$$S = \sum_j S_j = \sum_j M_j s_j$$

$$s = \frac{S}{M} = \sum_j \frac{M_j s_j}{M} = \sum_j x_j s_j$$

$$H = \sum_j H_j = \sum_j M_j h_j$$

$$h = \frac{H}{M} = \sum_j \frac{M_j h_j}{M} = \sum_j x_j h_j$$



Fissata una certa $T(T_1)$ trovo p_s corrispondente sulle tabelle

Se la pressione parziale è inferiore a quella di saturazione, il vapore è presente nella miscela in condizioni surriscaldate. Se la pressione parziale è uguale a quella di saturazione, il vapore si trova in condizioni saturate secche, in presenza di fase condensata separata.

PSICOMETRIA MISURA DELL'UMIDO

STUDIO DELLE PROPRIETÀ E DELLE TRASFORMAZIONI SUBITE DA UNA MISCELA, SUPPOSTA IDEALE, COSTITUITA DA ARIA SECCA E VAPORE D'ACQUA, = ARIA UMIDA

(In questa situazione l'idealità è un' approssimazione accettabile)

AMBITO APPLICATIVO:

- condizionamento dell'aria negli ambienti confinati
- essiccamento
- torri di raffreddamento ad umido delle centrali termoelettriche
- liofilizzazione di composti organici
- fisiologia della respirazione degli organismi viventi

GRANDEZZE PSICOMETRICHE

UMIDITÀ SPECIFICA x

RAPPORTO TRA LA MASSA DI VAPORE M_v E LA MASSA DI ARIA SECCA M_a CONTENUTE NEL VOLUME DI ARIA UMIDA CONSIDERATO (non è più una frazione in massa, non è vero $0 \leq x \leq 1$)

QUINDI $p_v = \phi p_s(T)$

$$X = 0,622 \frac{p_v}{p - p_v} = 0,622 \frac{\phi p_s}{p - \phi p_s}$$

ENTALPIA SPECIFICA dell'ARIA UMIDA h_{1+x}
 nell'ipotesi di miscela ideale, l'entalpia totale H della miscela umida è data dalla somma dell'entalpia dell'aria secca e del vapore d'acqua. Per motivi pratici, ($H = H_a + H_v$) l'entalpia specifica è riferita alla sola massa dell'aria secca, in quanto nelle trasformazioni il contenuto di aria secca non varia.

$$h_{1+x} = \frac{H}{M_a} = \frac{H_a + H_v}{M_a} = \frac{M_a h_a}{M_a} + \frac{M_v h_v}{M_a} = h_a + X h_v$$

↑
 RIFERITA ALLA
 SOLA MASSA
 DELL'ARIA SECCA

ENTALPIA SPECIFICA dell'ARIA SECCA h_a

OGGIUNTO X LO STATO DI RIFERIMENTO LA TEMPERATURA DEL PUNTO TRIPLO DELL'ACQUA ($T_0 = 273,16 \text{ K}$) DALLA DEFINIZIONE DI ENTALPIA DI UNA SOSTANZA IDEALE RISULTA:

$$h_a = h_0 + c_{p,a} (T - T_0)$$

$$h_a = h_0 + c_{p,a} \Theta$$

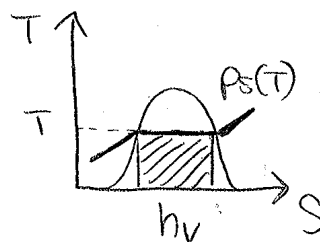
con $h_0 = 0$

$\cdot c_{p,a} \approx 1 \frac{\text{kJ}}{\text{kg K}}$ da $\gamma = 1,4$

poiché l'aria è un gas biatomico

la differenza di temperatura (Θ o eccesso di T) coincide in pratica con la T della miscela in gradi centigradi

$$h_a = 1000 (T^\circ\text{C})$$



IN CORRISPONDENZA
 DEL PUNTO TRIPLO
 ($T = 0,01^\circ\text{C}$)
 L'ENTALPIA VALE
 $h_L = 0$

TEMPERATURA di RUGIADA

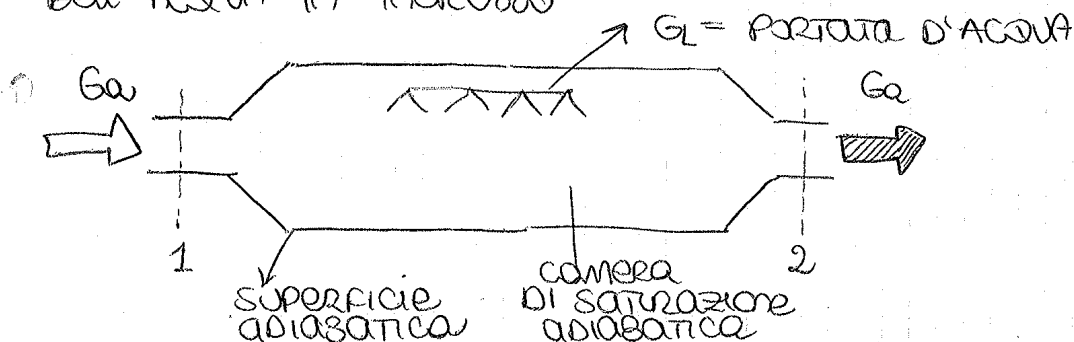
a PARTIRE DA UN DETERMINATO STATO TERMODINAMICO, È LA TEMPERATURA A CUI SI PORTA LA MISCELA, UNA VOLTA RAFFRESCATA LA CONDIZIONE DI SATURAZIONE ATTRAVERSO UN PROCESSO ISOBARO, AD UMIDITÀ SPECIFICA $x = \text{costante}$ (FORMARE CONDENSA \times RIDURRE IL CONTENUTO DI SATURAZIONE)

TEMPERATURA di SATURAZIONE ADIABATICA

È LA TEMPERATURA DELL'ACQUA CHE, EVAPORANDO IN UNA CORRENTE D'ARIA UMIDA, PORTA LA MISCELA IN CONDIZIONI DI SATURAZIONE ALLA STESSA TEMPERATURA. QUESTO VALORE DI TEMPERATURA È DETERMINATO DALLO STATO INIZIALE DELL'ARIA.

SI IDENTIFICA QUANDO È NECESSARIO UMIDIFICARE QUALCOSA (EX: NON BISOGNA INALARE O_2 , PERCHÉ SECCO, MA PRIMA SI DEVE UMIDIFICARLO \times NON CREPARE LE MUSOLE)

SI PORTA IN SATURAZIONE UNA CERTA PORTATA DI ARIA UMIDA E L'ARIA IN USCITA SARÀ SATURA ALLA TEMPERATURA DELL'ACQUA IN INGRESSO



PORTATA DI VAPORE IN INGRESSO : $G_{v,1} = G_a x_1$

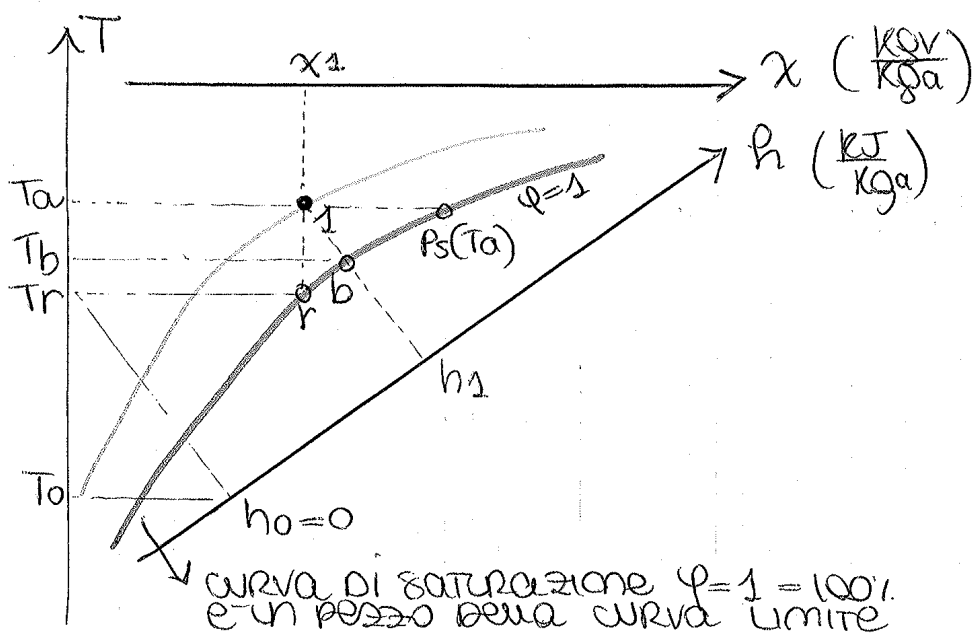
PORTATA DI VAPORE IN USCITA : $G_{v,2} = G_a x_2$

RIFERITA
ALL'ARIA
SECCA
" "

BILANCIO DI MASSA :

$$G_L + G_{v,1} = G_{v,2} \rightarrow G_L = G_a \left(\frac{G_{v,2}}{G_a} - \frac{G_{v,1}}{G_a} \right) \rightarrow$$

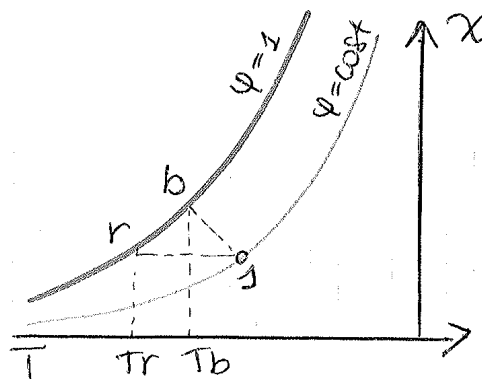
$$G_L = G_a x_2 - G_a x_1 = G_a (x_2 - x_1)$$



- STATO TERMODINAMICO
- TRACCIO $x = \text{cost}$ e $h = \text{cost}$ (PROIEZIONI SUGLI ASSI)
- x TROVARE x_1 e h_1 e b (INTERSEZIONE CON $\phi=1$)
- TRACCIANDO LE ISOTERME DA b TROVO T_b , DA r TROVO T_r
- $T_b = \text{TEMP. A BULBO UMIDO}$
- $T_r = \text{TEMP. DI RUGIADA}$
- T_a

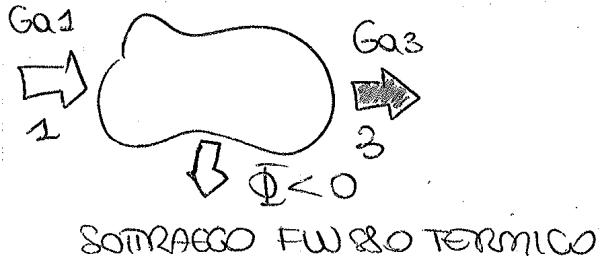
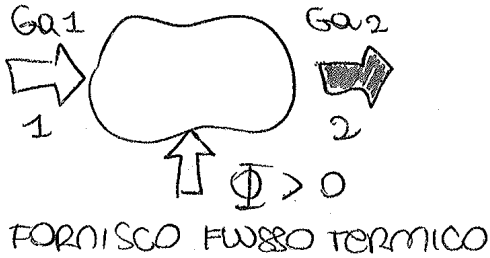
DIAGRAMMA PSICROMETRICO ASHRAE (T, x) AMERICANO.

DIAGRAMMA CARTESIANO AD ASSI ORTOGONALI, CON T_b TEMPERATURA A BULBO SECCO E x UMIDITÀ SPECIFICA. LE CURVE PARAMETRICHE SONO LE ISOENTALPICHE E QUELLE AD UMIDITÀ RELATIVA COSTANTE.



② RAFFREDDAMENTO O RISCALDAMENTO SENSIBILE

↑ SCALDO / RAFFREDDO L'ARIA UMIDA SENZA CAMBIARNE IL CONTRIBUTO DI UMIDITÀ

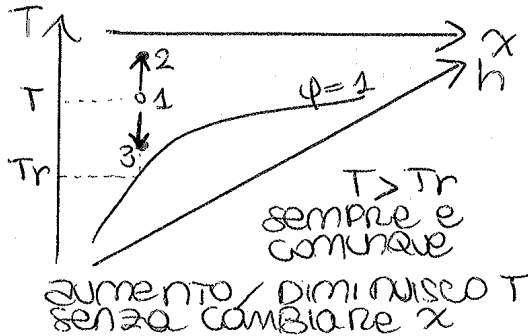


$$Ga_1 = Ga_2 = Ga$$

• BILANCI DI ENERGIA :

RISC: $\Phi = Ga_2 h_2 - Ga_1 h_1 = Ga (h_2 - h_1) > 0$

RAFF: $\Phi = Ga_3 h_3 - Ga_1 h_1 = Ga (h_3 - h_1) < 0$



LA PARTE SENSIBILE:
 $h_{1+x} = c_{pa} t + x(c_{ro} + c_{pvt})$
 ↳ contributo latente
 ↳ contributo sensibili si percepiscono direttamente

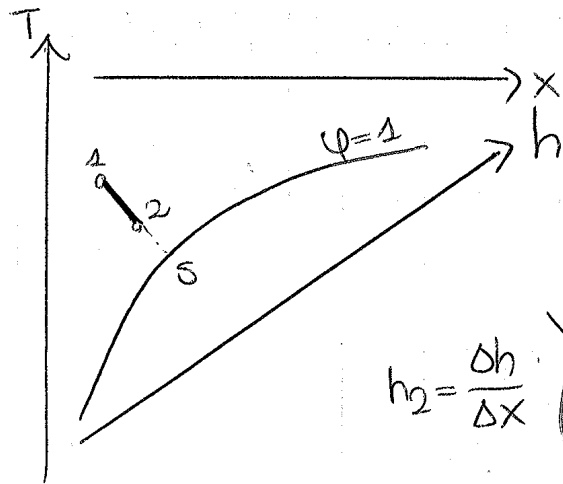
③ UMIDIFICAZIONE

● INIEZIONE DI H₂O LIQUIDA (GL)

LO STATO 1 TENEDE COME MASSIMO ALLO STATO S DI SATURAZIONE (MA SENZA ARRIVARCI)

$$\epsilon_s = \frac{x_1 - x_2}{x_1 - x_s}$$

(O INVERTITI...?)



Scala Goniometrica

IPOTESI FONDAMENTALE: TUTTO O NIENTE

UNA QUOTA DI G_1 , CHIAMATA G_s , RAGGIUNGE LE CONDIZIONI DI SATURAZIONE, MENTRE UN'ALTRA QUANTITÀ NON TOCCA LE ALLETTE ED È G_{BP} , CHE BY-PASSA LE ALLETTE.

G_s = PORTATA D'ARIA A SATURAZIONE

G_{BP} = PORTATA D'ARIA DI BY-PASS

BILANCI:

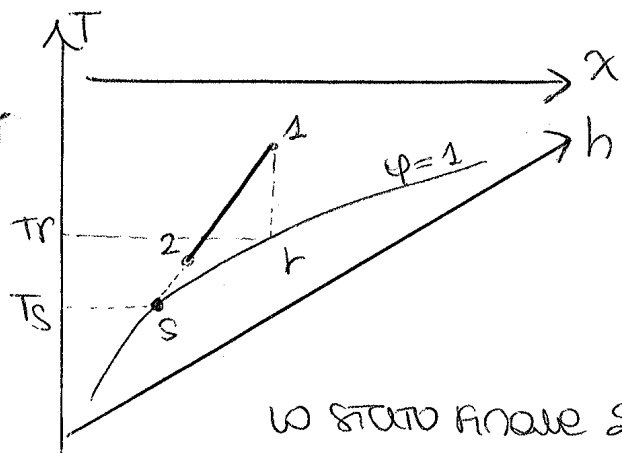
$$\left. \begin{aligned} G_{a1} &= G_{a2} = G_a \\ G_2 &= G_1 = G_s + G_{BP} \\ G_a (x_1 - x_2) &= G_2 \end{aligned} \right\} \text{MATERIA}$$

$$\left. \begin{aligned} G_s h_s + G_{BP} h_1 &= G_1 h_2 \\ G_s h_s + G_{BP} h_1 &= G_s h_2 + G_{BP} h_2 \end{aligned} \right\} \text{ENERGIA}$$

$$\frac{G_{BP}}{G_s} = \frac{h_2 - h_s}{h_1 - h_2} = f_{BP} = \text{FATTORE DI BY-PASS}$$

se $f_{BP} \rightarrow 0$, allora h_2 è molto vicina a h_s

$$\left. \begin{aligned} \Phi &= G_a (h_2 - h_1) + G_L h_L < 0 \\ \Phi &\cong G_a (h_2 - h_1) < 0 \quad (T_L \cong T_2) \end{aligned} \right\} \text{ENERGIA}$$



DEVO AVERE $T_s < T_r$
(CON T_s = TEMPERATURA DELLE SUPERFICI FREDE)
ALTRIMENTI NON ABBIAMO UN RAFFREDDAMENTO CON DEUMIDIFICAZIONE

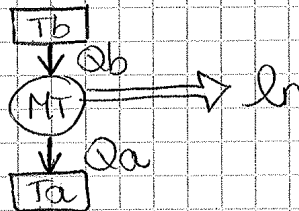
LO STATO FINALE 2 È INTERMEDIO TRA 1S, CON S SULLA CURVA DI SATURAZIONE

Si può immaginare che il combustibile sia trascurabile (prima approssimazione) → posso immaginare il fluido motore sia aria secca (seconda approssimazione) → il fluido non necessita più di essere rinnovato se non c'è combustibile!

non sono considerati gli scambi di materia x rinnovare il fluido

ipotizzo la combustione esterna anche x est macchine!
 essa trasferisce al fluido (aria) solo calore!
 (che verrà poi trasformato in lavoro)

Le macchine sono degli oggetti che funzionano tra 2 termostati, dove il sistema è il fluido motore, cioè l'aria



ipotizzo sia un gas ideale con proprietà costanti

MOTORI ALTERNATIVI

abbiamo 2 cicli di riferimento:

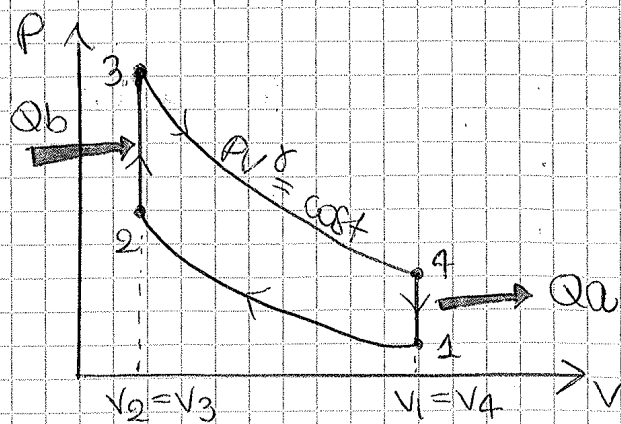
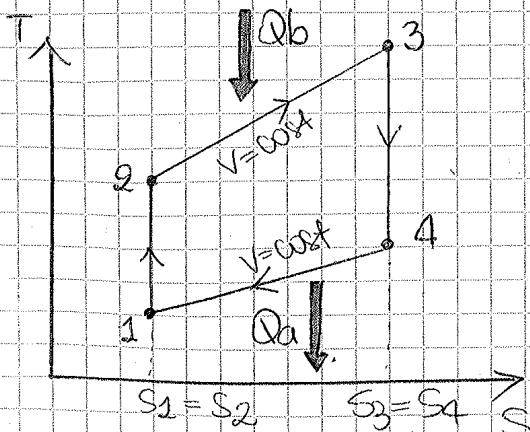
- ① ciclo OTTO
- ② ciclo DIESEL

("motori a benzina") ad accensione comandata
 ad accensione spontanea

① ciclo OTTO ideale

caratterizzato da 4 trasformazioni che compongono insieme 1 linea chiusa

2 isocore (q_a, q_b)
 2 adiabatiche REVERSIBILI (LAVORO) } cosa viene scambiato



1/2 compressione adiabatica (isentropiche)
 3/4 espansione adiabatica