



**Corso Luigi Einaudi, 55 - Torino**

**Appunti universitari**

**Tesi di laurea**

**Cartoleria e cancelleria**

**Stampa file e fotocopie**

**Print on demand**

**Rilegature**

NUMERO : 435

DATA : 10/12/2012

# A P P U N T I

STUDENTE : Rossi

MATERIA : Termodinamica Trasmissione del Calore

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.**

# TERTODINAMICA

VALTER GIARETTO

La Termodinamica si occupa di studiare i fenomeni che hanno rilevanza i concetti di calore e lavoro.



E analizziamo la conservazione dell'energia



e la conversione dell'energia da una forma ad un'altra.

Con Energia intendiamo la capacità di produrre cambiamento.

Esso può trasferirsi da un corpo ad un'altro quindi l'energia è associata all'interazione tra corpi. Quindi rappresenta l'effetto di tale interazione e avvenuta

lo studio delle Termodinamica si fonda quindi sul concetto macroscopico



adottando l'ipotesi DEL CONTINUO e DEL OMOGENEITÀ SPAZIALE

Il sistema termodinamico rappresenta una quantità di materia o porzione di spazio separata dal resto dell'universo mediante un determinato contorno costituito da una superficie reale o immaginaria, rigida o deformabile. Invece definisco corpo (componente) un generico oggetto costituito da una certa quantità di materia su cui si possono eseguire misure di grandezze fisiche

si definisce superficie di controllo quella superficie chiusa che racchiude al suo interno tutti i componenti del sistema. COSTITUISCE IL CONFINE DEL SISTEMA

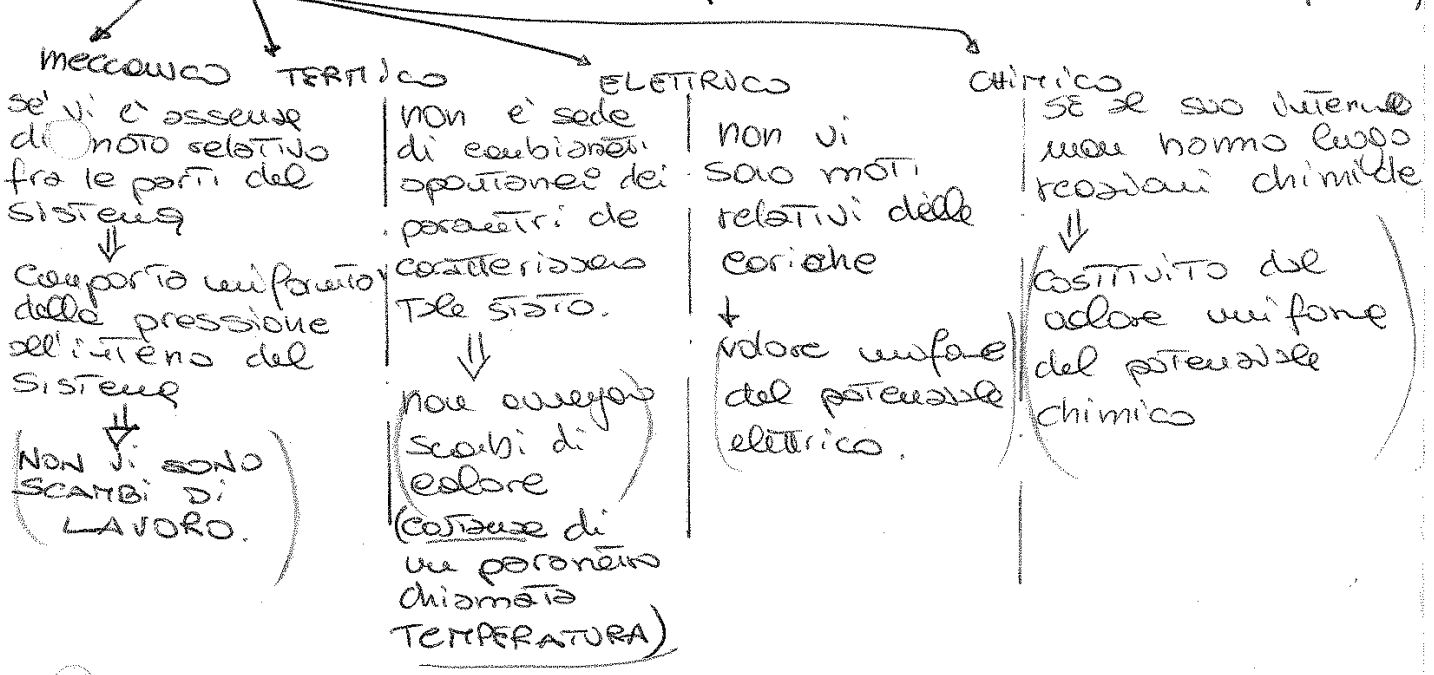
Lo spazio da esso racchiude si chiama Volume di controllo

Lo spazio fuori del sistema si chiama ambiente esterno. L'universo è l'insieme costituito da sistema + ambiente esterno.

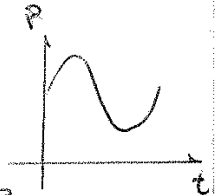


LA TERMODINAMICA È QUELLA BRANCA DELLA FISICA E DELLA CHIMICA che descrive le trasformazioni subite da un sistema in seguito a processi che coinvolgono la Trasf. di massa e energia.

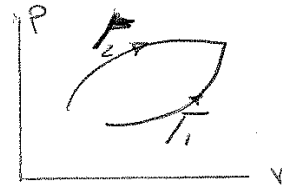
# EQUILIBRIO DI UN SISTEMA (= concetto di stabilità o assenza di tendenza a cambiamento spontaneo)



Si definisce **Processo** l'evoluzione nel TEMPO di un sistema, attraverso il valore assunto a ogni istante delle coordinate Termodinamiche

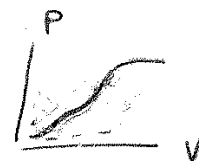


Si definisce **Trasformazione** e' la curva che descrive l'evoluzione del sistema nello spazio degli stati

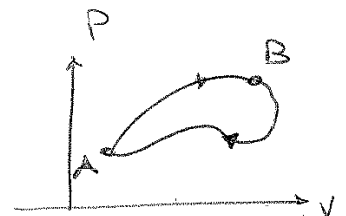


Si definisce **processo composto** la successione di più processi anche distinti nel tempo

la corrispondente trasformazione composta e' una linea continua.



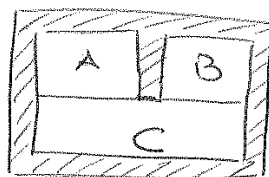
Si definisce **processo ciclico** e' la ripetizione identica dello stesso processo per un numero infinito di volte. La corrispondente trasformazione e' costituita da una linea chiusa (stato iniziale coincide con stato finale)



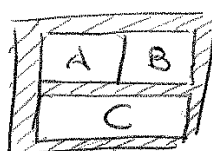
\* quello che accade riguarda le superfici di contatto  
 \* Se la superficie è diatermana i due sistemi modificano nel tempo il loro stato termodinamico  
 e i valori delle coordinate termodinamiche variano da modo NON INDIPENDENTE.

Dopo un certo tempo  $t$  i 2 sistemi A e B raggiungono lo stesso livello termico (equilibrio termico) HANNO QUINDI STESSA TEMPERATURA.

Considerando un sistema A e B sono in equilibrio termico con C.



Nel caso di un sistema A e B sono in equilibrio termico con C.



Nasce il "principio zero"

Due sistemi in equilibrio termico con un terzo sistema sono in equilibrio termico fra loro.

3 sistemi in equilibrio termico con qualche altro hanno una proprietà in comune "la temperatura"

La temperatura è misurata con il TERMOMETRO esso è definito come il sistema termodinamico in equilibrio termico con un altro sistema che consente di associare al livello termico raggiunto un numero corrispondente alla misura della temperatura.

(Esempio sistema accoppiato A e B  $\rightarrow$  B è il termometro fusione di A).

Per costruire tale strumento occorre fissare quali siano le 2 variabili indipendenti. Poi tenendo costante una di esse posso misurare le variazioni della seconda che prende il nome di variabile termometrica.

Per determinare la costante ci sono 2 metodi  
I° metodo.

Si pone il Termometro in ghiaccio di acqua  
più fondente alla Pressione di 1 atm.  $X_g$

$$T(X_g) = \alpha X_g$$

Si pone poi successivamente il Termometro in vapori  
di acqua pura di ebollizione alla pressione di 1 atm.  $X_v$

$$T(X_v) = \alpha X_v$$

combinando le 2 relazioni ottego

$$\alpha = \frac{T(X_v) - T(X_g)}{X_v - X_g} \Rightarrow T(X) = \frac{T(X_v) - T(X_g)}{X_v - X_g} X$$

però  $T(X_v) - T(X_g) = 100$

$$T(X) = \frac{100}{X_v - X_g} \cdot X$$

consideriamo ad esempio il Termometro a gas ( $V = \text{cost}$ )  
 Abbiamo detto che in tal caso la variabile Termometrica  
 è la pressione.

La temperatura normale di fusione dell'acqua pura si ottiene  
 facendo tendere a  $P_g$  (pressione del gas)

$$T_g = \frac{100}{\lim_{P_g \rightarrow 0} \left( \frac{P_v}{P_g} - 1 \right)} = 273,15 \text{ K}$$

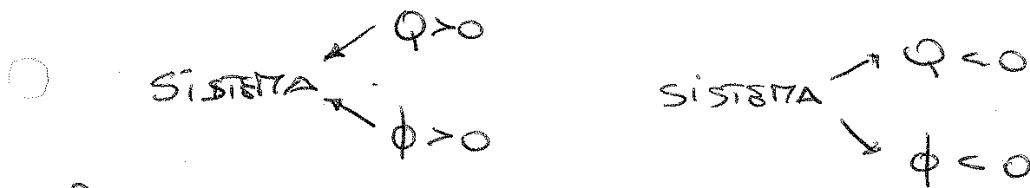
↳ in questo si introduce il concetto di idealità  
 del gas.

## II° METODO

La scala Termometrica è determinata ponendo il  
 Termometro a gas a contatto con una cella che  
 contiene acqua nello stato identificato dal punto triplo  
 dell'acqua.

Sfrutta la temperatura del punto triplo  $T_T = 273,16 \text{ K}$

Per un dato sistema, calore e flusso termico sono positivi quando acquisiti dal sistema



LAVORO

Il lavoro non è una proprietà dei sistemi materiali, ma un'azione esercitata su essi; si parla di lavoro quando tra 2 sistemi vi è scambio di energia e seguito da un'interazione causata da uno scambio mutuo di forze non equilibrate.

↳ lavoro è prodotto di scambio → funzione delle trasformazioni

In meccanica il lavoro si calcola misurando l'intensità e la direzione delle forze e dello spostamento facendo il prodotto scalare.

L'interazione tra sistemi avviene invece o per contatto diretto ossia forze applicate su un punto o una superficie o l'interazione può essere a distanza attraverso forze di campo (campo gravitazionale, campo elettrico).

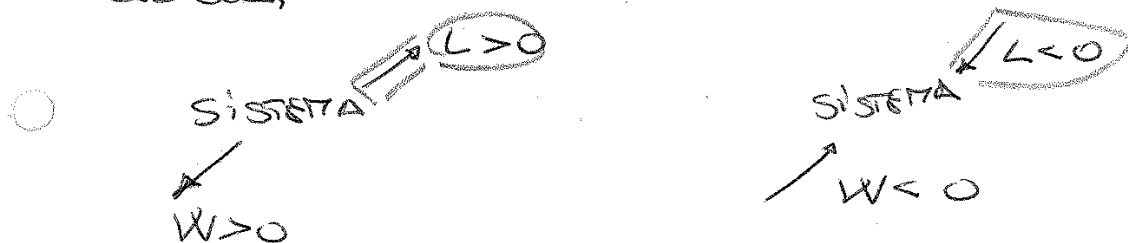
La potenza meccanica rappresenta la rapidità con cui ~~viene~~ lo ~~scambio~~ ~~di~~ ~~energia~~ ~~o~~ ~~di~~ ~~lavoro~~, È UNA GRANDEZZA Istantanea

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

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

$$L(T) = \int_T \delta L$$

lavoro e potenza sono positivi se ceduti dal sistema



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

lavoro scambiato

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

Variazione di volume esterno nel  $\Delta t$

Cambiato segno due perché noi siamo interessati al sistema e non all'ambiente esterno.

$$-\frac{dV(t)}{dt} = \frac{dV_e(t)}{dt} \Rightarrow -\Delta V = \Delta V_e$$

Se la pressione è costante su  $\Delta t$

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

$$L_{es}^s = -p_e(t) \Delta V$$

Quindi posso scrivere

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

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

### Forze a distanza

Si esercitano ~~senza contatto~~ il contatto fisico con la superficie del sistema, attraverso l'interazione con le masse da esso contenute.

$$W_{se}^d(t) = -W_{es}^d(t) \iff L_{se}^d(P) = -L_{es}^d(P)$$

ma è più facile il termine attrito visto che è assente di contatto.

Noi consideriamo le forze a distanza conservative ossia quelle che ammettono potenziale

$$W_{se}^d(t) = \frac{dE_p}{dt} \quad \text{forma differenziale esatta}$$

facendo l'integrale definito tra  $t_2$  e  $t_1$

$$L_{se}^d(t) = E_p(t_2) - E_p(t_1) = \Delta E_p$$



## Conservazione delle quantità di moto e Teorema dell'energia cinetica.

"La risultante delle forze applicate dall'esterno ad un sistema è uguale alle variazioni di quantità di moto della sua quantità di moto"



"il lavoro compiuto da tutte le forze che agiscono sul sistema è uguale alle variazioni dell'energia cinetica del sistema stesso".

$$L_{es}(P) + L_i(P) = -L_{se}(P) - L_{oe}(P) + L_i(P) = \Delta \bar{E}_c$$

$$L_{es}^s(P) + L_{es}^d(P) + L_i(P) = \Delta \bar{E}_c$$

cioè:

$$-W_{se}^s(t) - W_{oe}(t) - \frac{d\bar{E}_p}{dt} + W_i^{id}(t) - W_{ei}(t) = \frac{d\bar{E}_c}{dt}$$

$$\underbrace{-L_{se}^s(P) - L_{oe}(P)}_{\text{superficiale}} - \underbrace{\cancel{\Delta \bar{E}_p}}_{\text{nel caso di distanza}} + \underbrace{W_i^{id}(P) - L_{ei}(P)}_{\text{interne}} = \Delta \bar{E}_c$$

inoltre si può definire la parte utile del lavoro e della potenza compiuta dal sistema sull'esterno.

$$W_{se}^s(t) = W_t(t) + W_o(t) \Leftrightarrow L_{so}^s(P) = L_t(P) + L_o(P)$$

↓  
 Parte utile (compressione) molla  
 ↓  
 parte dovuta alla deformazione dell'ambiente esterno

accoppiando le relazioni si ottiene il teorema completo.

$$W_i^{id}(t) = W_t(t) + W_o(t) + W_e(t) + \frac{d\bar{E}_p}{dt} + \frac{d\bar{E}_c}{dt}$$

$$L_i^{id}(P) = L_t(P) + L_o(P) + L_e(P) + \Delta \bar{E}_p + \Delta \bar{E}_c$$

# I° principio della Termodinamica.

"Da un processo ciclico compiuto da un sistema Termodinamico il lavoro netto scambiato con l'esterno è proporzionale al calore netto scambiato."

$$\oint dQ = \oint dL$$

meglio scritto come  $L_n(c) = j Q_n(c)$

dove  $j$  è l'equivalenza meccanica del calore; se calore e lavoro sono espresse con le medesime unità di misura  $j = 1$

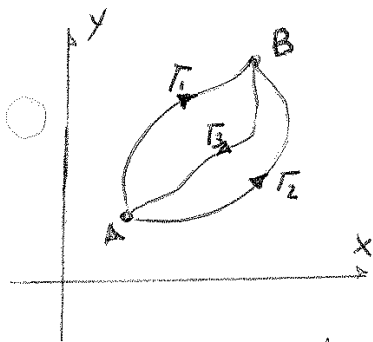
$$L_n(c) = Q_n(c) \Rightarrow \oint \delta L_{se} = \oint \delta Q$$

Il primo principio viene definito in forme equivalenti quindi non dimostrabile.

Quindi non posso dimostrare che calore e lavoro sono equivalenti. Cmp. in ogni processo sono sempre correlati.

E uno può essere convertito nell'altro.

La differenza sostanziale sta nel fatto che hanno un modo differente con cui l'energia è trasferita (TERMICA O MECCANICA)



Se considero il percorso chiuso  $\Gamma_1 + \Gamma_3$

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

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

secondo il I° principio

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

se considero il percorso chiuso  $\Gamma_2 + \Gamma_3$

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

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

Basso ancora parlare del 1° principio

$$\phi(t) - W_f(t) = \frac{d\bar{E}(t)}{dt} - \frac{d\bar{E}_c(t)}{dt} = \frac{dU(t)}{dt}$$

Termini specifici

$$q - l_i = \Delta e - \Delta e_c = \Delta u$$

Sistemi con deflusso.

Sono sistemi percorsi da flussi che attraversano la superficie di controllo, scambiando calore e lavoro con l'esterno.

Tra questi sistemi sono incluse le macchine termodinamiche e fluidiche i cui effetti sono produzione di lavoro e calore.

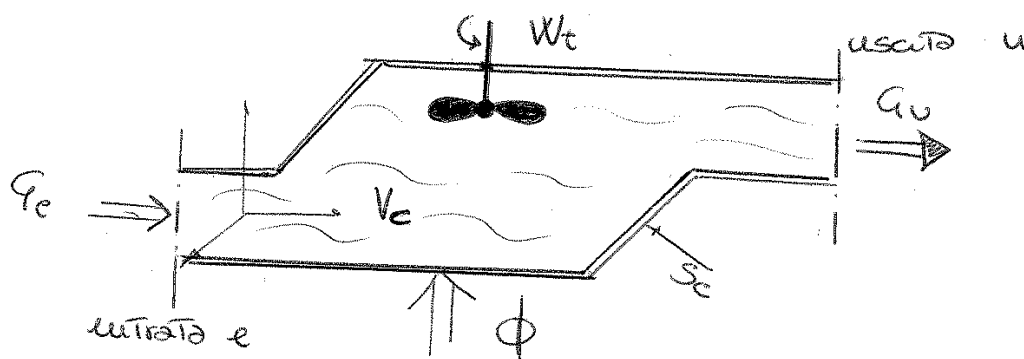
Rispetto ai sistemi che non scambiano massa

Qui occorre conoscere le condizioni di moto e lo stato termodinamico dei fluidi che attraversano la superficie di controllo

L'approccio a tali sistemi può essere del tipo lagrangiano o euleriano.

Se consideriamo un sistema di riferimento fisso (descrizione lagrangiana)

Se consideriamo un sistema di riferimento mobile (descrizione euleriana)



nel caso della massa, per la sua conservazione la derivata materiale rispetto al tempo deve essere nulla. In questo caso il valore specifico  $x$  è unitario

$$0 = \underbrace{\left[ \frac{d\pi(\tau)}{dt} \right]_{vc}}_0 + \underbrace{\left[ \sum_{j=1}^N \pm G_j \right]_{sc}}_{\text{massa costante}} \quad \begin{array}{l} \text{non nullo poiché la} \\ \text{portata non sono} \\ \text{nulle.} \end{array}$$

in condizioni stazionarie

Derivate materiale

$$\frac{d\bar{e}_p}{dt} = \left[ \frac{d\bar{e}_p}{dt} \right]_{vc} + \left[ \sum_{j=1}^N \pm G_j \bar{e}_{p,j} \right]_{sc}$$

$$\frac{d\bar{e}_c}{dt} = \left[ \frac{d\bar{e}_c}{dt} \right]_{vc} + \left[ \sum_{j=1}^N \pm G_j \bar{e}_{c,j} \right]_{sc}$$

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

Per i sistemi aperti il lavoro compiuto dalle forze di superficie è suddiviso in 3 contributi:

$L_t$  lavoro tecnico,  $L_o$  lavoro che deforma l'ambiente esterno e  $L_{sp}$  lavoro speso per far transitare i flussi di massa attraverso la superficie di controllo.

La potenza meccanica per lo spostamento del fluido è definita come

$$W_{sp} = \frac{d(pV)}{dt} = \left[ \sum_{j=1}^N \pm (pV)_j G_j \right]_{sp}$$

dove  $(pV)_j$  è uno spostamento di fluido defluito da una sezione di entrata e una sezione d'uscita

$$L_{sp} = (pV)_u - (pV)_e = (pV)_u \cdot \underbrace{\pi}_V - (pV)_e \cdot \underbrace{\pi}_V$$

nel caso in cui sistema sia rigido ( $l_0=0$ )  
 sia nullo  $\Delta \bar{e}_c = \Delta \bar{e}_p = 0$  e sia nullo ( $l_0=0$ )

ricavo il lavoro tecnico

$$l_r^{id} = - \int_r v dp$$

$$L_{rat} = - \int_r v dp$$

AP

L'idea lavoro della funzione è

$$L_i = \int_r p dv$$

$$l_i^{id} = \int_r p dv$$

Close

I° principio per sistemi aperti

$$\phi(t) - W_i(t) = \frac{dU(t)}{dt}$$

nell'espressione energia cinetica

$$\phi - \left[ W_t - \sum_{j=1}^N \dot{m}_j (p v)_j + W_0 + \frac{d\bar{e}_c}{dt} + \frac{d\bar{e}_p}{dt} \right] = \frac{dU(t)}{dt}$$

considerando le derivate materiali e ricordando che  $W_0 = p_0 \frac{dV}{dt}$  ottengo

$$\phi - W_t = \frac{d}{dt} [U + \bar{e}_c + \bar{e}_p + p_0 V]_{V_0} + \sum_{j=1}^N \dot{m}_j \underbrace{(u + p v + e_c + e_p)}_{h \text{ entalpia specifiche}}$$

$$h = u + p v$$

L'entalpia è un parametro di stato attribuito alle proprietà intrinseche di una sostanza.

Quindi  $\phi - W_t \rightarrow$  funzione di stato

nel caso il sistema sia rigido  $V(t) = \text{cost}$

$$\phi - W_t = \frac{d}{dt} [U + \bar{e}_c + \bar{e}_p]_{V_0} + \sum_{j=1}^N \dot{m}_j (h + e_c + e_p)_j$$

in caso stazionario

# EQUAZIONE DI STATO del gas ideale

Le equazioni di stato legano le grandezze Termodinamiche

assumo forme differenti in funzione delle sostanze e degli stati d'aggregazione e del tipo di interazione

↓  
sono del tipo

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

Il modello più semplice per una sostanza, è lo stato ideale.

↳ il gas ideale ha comportamenti estremi.

↳ a esso sono riferiti tutti i fluidi in fase gassosa

pressione (Pa) →  $p\bar{v} = RT$  → Temperatura (K)

↓  
Volume molare  $\left(\frac{m^3}{kmol}\right)$

↓  
Costante universale  $8314,3 \frac{J}{kmol \cdot K}$

Se si fa riferimento alla massa di 1 kg e quindi uso il volume specifico la relazione diventa

$$p v = \frac{\bar{R}}{M} T = R T$$

○  $pV = nRT \equiv pV = n \bar{R} T \quad n = \frac{m}{M}$

la legge è tanto più verificata dai gas reali quanto più è bassa la pressione, quanto più piccola è la massa molecolare e quanto più alta è la T.

Per una generica sostanza è possibile esprimere le variazioni di energia interna ed entalpia attraverso le loro forme differenziali esatte

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

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

oppure

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

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

$$C_p dT = C_v dT + R dT \quad \text{dividendo tutto per } dT$$

ottergo:

$$C_p = C_v + R$$

osservo il rapporto

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v}$$

$$C_v = \frac{R}{\gamma - 1}$$

$$C_p = \frac{\gamma}{\gamma - 1} R$$

$$\text{dove } R = \frac{R_u}{M}$$

dalla teoria cinetica dei gas ricavo che per una molecola monatomica  $\gamma = \frac{5}{3}$ , biatomica  $\frac{7}{5}$ , triatomica  $\frac{4}{3}$

Noi vogliamo calcolare calore e lavoro scambiati da un gas ideale quando è nota la trasformazione compiuta

Poniamo che  $\Delta e_c = 0 = \Delta e_p = l_o = l_q$  e siamo in trasformazione reversibile

e considero che per sist. chiusi  $q - l_i = \Delta u$

" per sist. aperti  $q - l_t = \Delta h$

e la trasformazione sarà regita da  $V, P, T$

TRASFORMAZIONE ISOCORA ( $\Gamma: V = \text{cost}$ )

sistema chiuso

$$q - \int_r p dV = \Delta u \quad \text{volume costante quindi } dV = 0$$

$$q = C_v \Delta T$$

$$\text{in fatti } q - l_i = u_2 - u_1 = C_v (T_2 - T_1)$$

$$l_i = l_i^{\text{id}} = \int_r p dV = 0$$

$$q = C_v \Delta T$$

sistema aperto:

$$q + \int_r v dp = \Delta h = C_p \Delta T \quad \text{in fatti } q - l_t = h_2 - h_1 = C_p (T_2 - T_1)$$

$$l_t = l_t^{\text{id}} = - \int_r v dp = -v (P_2 - P_1)$$

$$q + v (P_2 - P_1) = C_p (T_2 - T_1)$$

$$\text{da } pV = RT$$

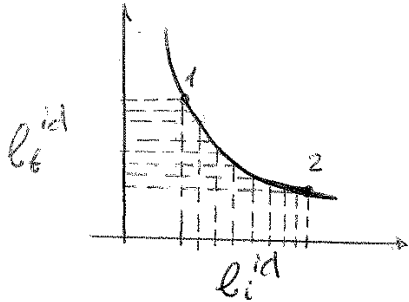
$$\frac{P}{T} = \text{cost} \quad \frac{R}{v} = \frac{P_1}{T_1} = \frac{P_2}{T_2}$$

$$C_p (T_2 - T_1) - v \left( \frac{R}{v} T_2 - \frac{R}{v} T_1 \right) = (C_p - R) (T_2 - T_1) = C_v \Delta T$$

lavoro scambiato lungo un'isocora di un sistema chiuso è uguale al lavoro scambiato lungo un'isocora di un sistema aperto.

## Diagramma meccanico di Clapeyron

Nel diagramma (P,V) una trasformazione isoterma ha la forma di una iperbole equilatera:  $p = \frac{RT}{V} = \frac{\text{cost}}{V}$



$$\text{dove } l_i^{id} = -RT \ln \frac{P_2}{P_1} = \int_1^2 p dv$$

$$l_t^{id} = -RT \ln \frac{P_2}{P_1} = \int_1^2 -v dp$$

Trasformazione adiabatica ( $\Gamma = q = 0$ ) REVERSIBILE  
 Considerando per un sistema chiuso tra 1 e 2

$$\bigcirc -l_i^{id} = -\int_1^2 p dv = \Delta u = c_v \Delta T$$

in infinitesime  $-p dv = c_v dT$  \*

$$p dv + v dp = R dT \quad \text{ricordo } dT$$

$$dT = \frac{p}{R} dv + v \frac{dp}{R} = \frac{p dv + v dp}{R} = \text{considero } R = c_p - c_v$$

$$dT = \frac{p dv + v dp}{c_p - c_v} \quad \text{e esendo da * de } dT = -\frac{p dv}{c_v}$$

$$\bigcirc -\frac{p dv}{c_v} = \frac{p dv + v dp}{c_p - c_v} \Rightarrow -p dv = \frac{c_v}{c_p - c_v} \cdot (p dv + v dp)$$

$$-c_p p dv + c_v p dv = c_v v dp + c_v p dv$$

$$-c_p p dv = c_v v dp \Rightarrow \frac{dp}{p} = -\frac{c_p}{c_v} \cdot \frac{dv}{v} = -\gamma \frac{dv}{v}$$

l'integrale è ottenuto:  $\ln(p) = -\gamma \ln(v) + \text{cost}$

$$\ln p + \gamma \ln v = \text{cost} \Rightarrow \ln(p v^\gamma) = \text{cost}$$

ottenuto  $p v^\gamma = \text{cost}$

○



### Trasformazione politropica.

Sono definite politropiche quelle trasformazioni quasi statiche reversibili durante le quali  $p$  e  $v$  sono legati dalla relazione

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

$$n = \frac{C_p - C}{C_v - C} \rightarrow \text{calore specifico caratteristico}$$

con	$n = 0$	$(C = C_p)$	$p = \text{cost}$	isobara
"	$n = 1$	$(C = C_v)$	$T = \text{cost}$	isoterma
"	$n = \infty$	$(C = 0)$	$v = \text{cost}$	isocora
"	$n = \gamma$	$(C = 0)$	$p v^\gamma = \text{cost}$	adiabatica

$$n = \frac{C_p - C}{C_v - C}$$

$$n C_v - n C = C_p - C$$

$$-C + n C = n C_v - C_p$$

$$C(n-1) = n C_v - C_p \Rightarrow C = \frac{n C_v - C_p}{n-1}$$

nel caso trattiamo un fluido ideale

$$T v^{n-1} = \text{cost}$$

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

È dimostrabile che per un gas ideale con  $\gamma = \text{cost}$  il calore specifico caratteristico "e" è costante.

### Sistema aperto

$$q - l_r^{\text{id}} = C_p \Delta T \Rightarrow l_r^{\text{id}} = - \int_r v dp \Rightarrow q + \int_r v dp = C_p (T_2 - T_1)$$

$$p v^n = p_1 v_1^n = \text{cost}$$

↳ stato iniziale noto

$$v = p_1^{\frac{1}{n}} v_1 p^{-\frac{1}{n}}$$

$$\int_r v dp = p_1^{\frac{1}{n}} v_1 \int_1^2 p^{-\frac{1}{n}} dp = p_1^{\frac{1}{n}} v_1 \left[ \frac{1}{1 - \frac{1}{n}} \cdot p^{1 - \frac{1}{n}} \right]_1^2$$

$$\int_r v dp = p_1^{\frac{1}{n}} v_1 \cdot \frac{n}{n-1} \left[ p_2^{\frac{n-1}{n}} - p_1^{\frac{n-1}{n}} \right] = l$$

## II° PRINCIPIO DELLA TERMODINAMICA

Il primo principio della Termodinamica è il principio della conservazione dell'energia

SANCI SCÉ:  
=> \* ~~equivalenza~~ qualitativa  
Tra le diverse forme di energia scambiate da un sistema con l'esterno  
\* ~~ipotesi~~ quantitativa  
Tra le diverse forme di energia attraverso relazioni analitiche di bilancio...

↓  
dal 1° principio non si deduce  
\* l'impossibilità di trasformare completamente una forma di energia in qualsiasi altra

\* una regola generale che stabilisce il criterio di evoluzione delle trasformazioni che si svolgono spontaneamente nei sistemi isolati.

I serbatoi di energia termica sono particolari sistemi in grado di scambiare energia termica senza modificare il proprio livello termico; in pratica si comporta come: termosifoni.

Sorgenti

Se forniscono ad un sistema energia termica sotto forma di calore

Riserve se ricevono energia termica da un sistema sotto forma di calore.

I motori termici sono dispositivi progettati e costruiti appositamente per trasformare energia termica in energia meccanica.

hanno un funzionamento ciclico:

- 1 ricevano calore da una sorgente ad alta temperatura
- 2 convertano parte del calore in lavoro
- 3 cedano la restante parte di calore ad un pozzo a bassa temperatura.

Le Trasformazioni reversibili sono quelle che ripercorse in senso inverso riportano l'universo nelle medesime condizioni iniziali.

Ni fenomeni spontanei si rileva che:

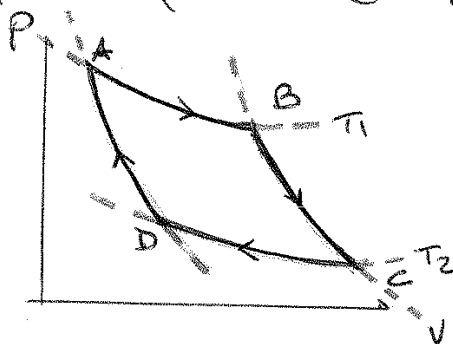
- \* Un processo spontaneo diminuisce la possibilità di ottenere lavoro
- \* A seguito di un processo spontaneo, per ristabilire le condizioni iniziali occorre azione esterna.
- \* Il compimento del processo diretto e del suo roverso lascia un traccia nell'universo.

Le cause dell'irreversibilità sono:

- 1) Attrito
  - 2) Scambio termico con differenze finite di temperatura
  - 3) Espansione libera di un gas.
  - 4) Trasporto di elettricità con differenze finite di potenziale elettrico.
  - 5) miscelazione e diffusione di sostanze chimiche.
  - 6) reazioni chimiche con formazione di nuove sostanze
- $\rightarrow$  2 parte  $\left\{ \begin{array}{l} \text{Squilibrio termico} \\ \text{effetti dissipativi} \end{array} \right.$
- $\downarrow$  Combustione

### CARNOT

Il ciclo di Carnot è reversibile secondo il quale funziona il motore di Carnot



Composto da 4 Trasp. reversibili.

Da AB il sistema assorbe calore  $Q^+$  dalla sorgente  $T^+$ . Tale trasformazione è isoterma. Successivamente nel tratto BC

si ha un'espansione ADIBATICA passando da  $T^+$  a  $T^-$ . Poi da CD si ha un comprimimento  $Q^-$  di calore alla sorgente  $T^-$  e un raffreddamento adibatico con un aumento

Applico il 1° principio

$$\delta Q_s - \delta L_{carb} = dE_{carb} \quad \frac{|Q^+|}{|Q^-|} = \frac{T^+}{T^-} \Rightarrow \frac{|Q^-|}{T^+} = \frac{|Q^+|}{T^-}$$

$$\frac{\delta Q_s}{T_s} = \frac{\delta Q}{T} ; \quad \delta Q_s = \frac{\delta Q}{T} T_s$$

$$\delta L_{carb} = \frac{\delta Q}{T} T_s - dE_{carb}$$

$$L_{carb} = T_s \oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0 \quad \begin{matrix} \text{L} \rightarrow 0 \\ T_s \text{ e' costante} \end{matrix}$$

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

Quindi per una trasformazione reversibile e possibile affermare che

si ha un differenziale

$$\oint \left( \frac{\delta Q}{T} \right)_{rev} = 0$$

esatto detto entropia totale S

$$dS = \left( \frac{\delta Q}{T} \right)_{rev} \Rightarrow \Delta S = \int_{t_1}^{t_2} \left( \frac{\phi(t)}{T(t)} \right)_{rev} dt$$

Togliendo l'integrale

si può scrivere in un ciclo di processo irreversibile

$$\oint \phi ds = \oint \phi \frac{dQ}{T} + \Delta S_{irr} = 0$$

In un sistema isolato (Q=0) l'entropia non può mai diminuire

$$\Delta S \geq \int \frac{\delta Q}{T}$$

$$\Delta S_{isolato} \geq 0 \Rightarrow \Delta S_{isolato} = S_{irr}$$

che e' l'entropia generata o irreversibile  $(\geq 0)$

ottergo:  $(S_{irr} \geq 0)$   $\Delta S = \int_{t_1}^{t_2} \frac{\phi(t)}{T(t)} dt + S_{irr}$

$(\Sigma_{irr} \geq 0)$   $\frac{dS(t)}{dt} = \frac{\phi(t)}{T(t)} + \Sigma_{irr} \rightarrow \text{stazionario}$

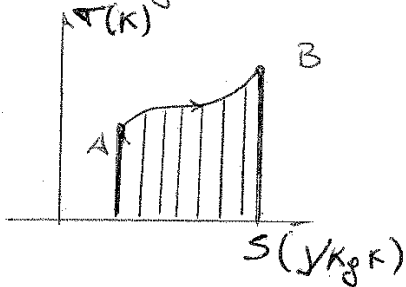
$$S = C_p \ln T - R \ln P + \text{cost}$$

Integro con le condizioni di riferimento  $(T_0, P_0) \Rightarrow S_0$

$$S = S_0 + C_p \ln \frac{T}{T_0} - R \ln \frac{P}{P_0}$$

DIAGRAMMA ENTROPICO di GIBBS

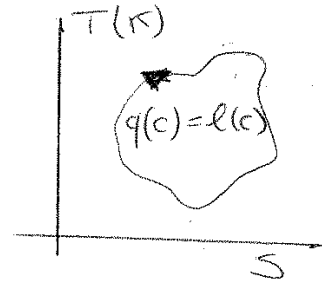
↳ diagramma di reversibilità



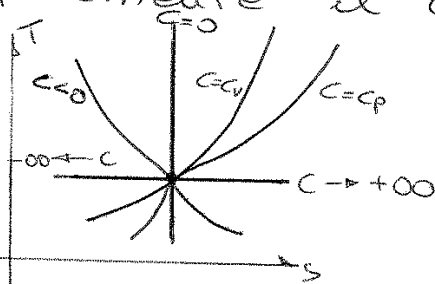
l'area sottesa alla curva rappresenta la quantità di calore scambiata in modo internamente reversibile col sistema.

Se si tratta di un processo ciclico l'area racchiusa

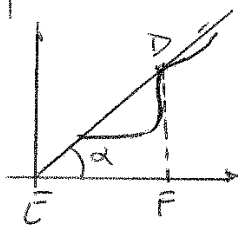
○ rappresenta l'effettiva quantità di calore scambiata dal sistema.



Questo diagramma T-s offre modo di misurare graficamente il calore specifico lungo il processo.



le linee verticali rappresentano le adiabatiche reversibili  $c=0$   
 le orizzontali sono le isoterme  $c=\infty$   
 Le linee isocore sono più veloci delle isobore ( $c_v < c_p$ )



$$\tan \alpha = \frac{DF}{EF} \rightarrow \text{calore specifico locale in D}$$

$$DF/EF = \left( \frac{dT}{ds} \right)_D$$

## Potenziali Termodinamici

Occorre trovare una regola per descrivere qualche sostanza pura.

↳ Intervengono le espressioni di Maxwell  
 Sono relazioni generali valide per ogni fluido  
 Consentono di esprimere i potenziali Termodinamici

Le 4 relazioni di Maxwell sono:

1)  $\left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_s = -\left(\frac{\partial p}{\partial s}\right)_v$  ottenuta da  $du = Tds - pdv$

2)  $\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_s = \left(\frac{\partial v}{\partial s}\right)_p$  " "  $Tds + vdp = dh$

3)  $\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v = \left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T$  " "  $-pdv - sdt = df$

4)  $\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = -\left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T$  " "  $vdp - sdt = dg$

confrontando le relazioni si ha:

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

risulta:

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

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

$$v = \left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_s = \left(\frac{\partial g}{\partial p}\right)_T$$

$$-s = \left(\frac{\partial f}{\partial T}\right)_v = \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_p$$

Usando queste relazioni Tra i calori specifici

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

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

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

Espressione dell'entropia

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

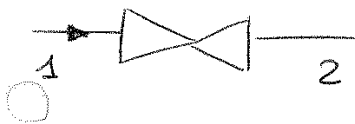
$C_v = \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_v T$

dalla terza eq. di Maxwell si ha:

$ds = C_v \frac{dT}{T} + \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v dv$

secondo eq. gas ideale  $\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v = \frac{R}{v}$        $ds = C_v \frac{dT}{T} + R \frac{dv}{v}$

VALVOLA



- \* superficie di controllo adiabatica, e rapida ( $\phi = 0; W_0 = 0$ )
- \* funzionamento stazionario ( $G_1 = G_2$ )
- \*  $\Delta e_c = \Delta e_p = 0$

da tali ipotesi si ha che la trasformazione subita dal fluido avviene ad entalpia costante (isentalpia)

$$\phi - W_k = \frac{d}{dt} [U + E_c + E_p + p_0 V]_{vc} + \sum_{j=1}^N \pm G_j (h + e_c + e_p)$$

$\Downarrow$   
 $h_1 = h_2$

Cambia p  
 non cambia h

Da termini specifici

$$\frac{dh_c}{dt} + \frac{dh_p}{dt} + \Delta e_c + \Delta e_p + h_0 + \int_r v dp = 0 \Rightarrow h_0 = - \int_r v dp$$

le attriti attraverso la struttura p cambia

$$S_{rr} > 0 \Rightarrow S_2 > S_1$$

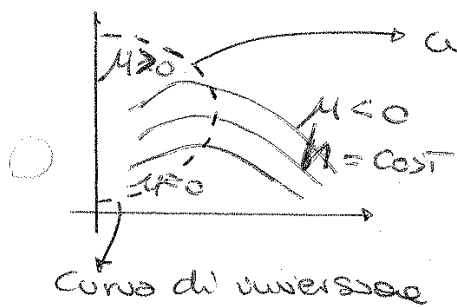
fenomeno irreversibile

Se il fluido è ideale la sua trasformazione è entalpia costante comporta anche la costanza della temperatura, qualunque sia la variazione di pressione subita:

ideale:  $h_2 = h_1 \quad \forall P_2 \neq P_1 \Rightarrow T_2 = T_1$

una trasformazione reale ma segue il rapporto detto dall'eq. di stato di un fluido ideale

reale:  $h_2 = h_1 \quad \forall P_2 \neq P_1 \Rightarrow T_2 \neq T_1 \Rightarrow \mu_{st} = \left( \frac{\partial T}{\partial P} \right)_h$



coefficiente di Joule-Thoussou

le perdite positive a T e p sono dirette e proporzionali.

## SOSTANZE PURE

dal punto di vista fisico macroscopico la fase identifica una porzione di materia in cui sono omogenee la composizione e le caratteristiche fisiche. Principalmente le fasi della materia sono 3  
 all'interno di una fase può variare la struttura molecolare. La materia che costituisce ogni fase è sempre in un solo stato di aggregazione.  
 Anche nel caso di sostanze non pure è possibile identificare fasi omogenee, esempio una sostanza solida in un'altra

costituiscono due fasi distinte

costituiscono una sola fase.

- \* due solidi
- \* un liquido e un solido
- \* un liquido e un gas non solubili l'uno nell'altro
- \* un solido ed un gas.

- \* un liquido e un solido in esso disciolto
- \* un liquido e un gas solubili l'uno nell'altro
- \* la miscela di gas

il cambiamento di fase sono

VAPORE	→	Liquido	→	condensazione
Liquido	→	SOLIDO	→	solidificazione
SOLIDO	→	Liquido	→	liquefazione
Liquido	→	VAPORE	→	evaporazione

il salto da VAPORE a SOLIDO e DA SOLIDO a VAPORE senza passare dalla fase liquido si chiama sublimazione

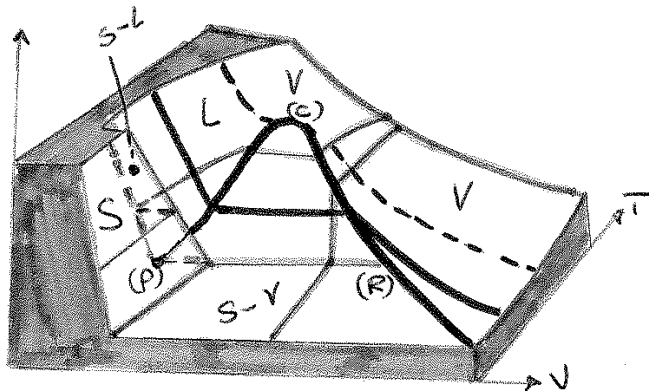
La relazione tra pressione, volume specifico e Temperatura per una sostanza pura può essere rappresentata su un piano spaziale in 3 dimensioni. È definita una superficie, ciascun punto della quale rappresenta una triade di valori  $p, v, T$  che la sostanza può assumere.

La superficie è suddivisa in più zone:

- |                           |                           |
|---------------------------|---------------------------|
| (S) zona del solido       | (S-L) zona solido-liquido |
| (L) zona del liquido      | (L-V) zona liquido-vapore |
| (V) zona del gas o vapore | (S-V) " solido-vapore     |



che durante la fusione il volume aumenta.  
 Un eccezione è data dall'acqua, infatti durante la fusione il volume diminuisce. Quindi il passaggio solido liquido avviene a pressione tanto più elevata quanto più bassa è la temperatura. Il diagramma  $p, v, T$  è:



Punto Triplo (C)  
 $p = 221 \text{ bar}$   
 $T = 647 \text{ K } (374^\circ\text{C})$   
 Punto Triplo (P)  
 $p = 0,00611 \text{ bar}$   
 $T = 273,16 \text{ K } (0,01^\circ\text{C})$

### Regole delle fasi di Gibbs

Per determinare il numero di coordinate termodinamiche indipendenti  $GL$  si ricorre alla regola delle fasi:

$$GL = NC - NF + 2$$

$NC =$  numero di componenti  $\Rightarrow NC = 3$  per sostanze pure  
 $NF =$  " fasi presenti

Esempio  $GL$  del punto Triplo è  $GL = 0$  quindi conoscendo il punto Triplo conosco tutte le proprietà di una sostanza.

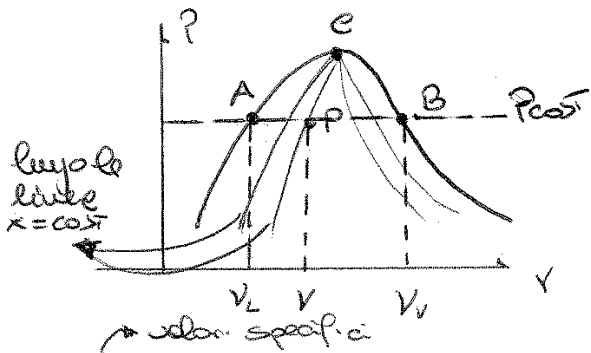
Ad una data <sup>pressione</sup> temperatura a cui una sostanza inizia ad evaporare è detta saturazione. Ad una data temperatura la pressione a cui una sostanza inizia ad evaporare è detta di saturazione:  $T_{sf}(p_s)$   $p_s = f(T_s)$

La curva (P)-(C)-(R) sulla superficie di stato è detta curva di saturazione liquido vapore o semplicemente curva limite.

P-C curva limite inferiore (liquido saturo)  
 C-R curva limite superiore (vapore saturo)

nel diagramma (P,v) di Clapeyron il titolo di un punto generico P si può leggere dal rapporto dei segmenti AP e AB

$$x = \frac{\overline{AP}}{\overline{AB}}$$



Se P la miscela è composta da  $(1-x)$  kg di liquido e da  $x$  kg di vapore

$$x = \frac{v - v_L}{v_v - v_L} = \frac{h - h_L}{h_v - h_L} = \frac{s - s_L}{s_v - s_L}$$

$$v = (1-x)v_L + xv_v$$

$$h = (1-x)h_L + xh_v$$

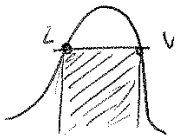
$$s = (1-x)s_L + xs_v$$

$$v_L = v_L$$

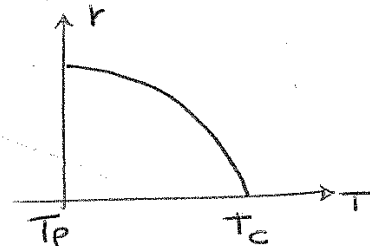
Calore latente di vaporizzazione o condensazione

È il calore di vaporizzazione e la quantità di energia termica  $r$  ( $\frac{kJ}{kg}$ ) fornita o sottratta per vaporizzare l'unità di massa di liquido che si trova nelle condizioni iniziali e finali di saturazione.

Trova nelle condizioni iniziali e finali di saturazione.

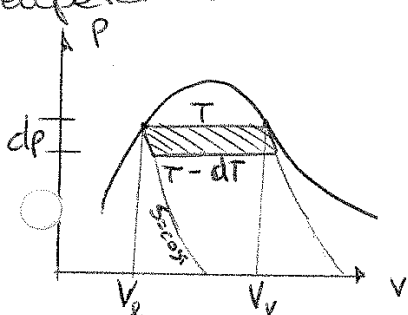


differenza di entalpia di v e L rappresenta il calore latente



Equazione di Clausius Clapeyron per il cambiamento di fase

Si consideri sul piano (P,v) un ciclo di Carnot infinitesimo, nella zona del vapore saturo, tra le temperature  $T$  e  $T-dT$ . Per un ciclo di Carnot si ha:

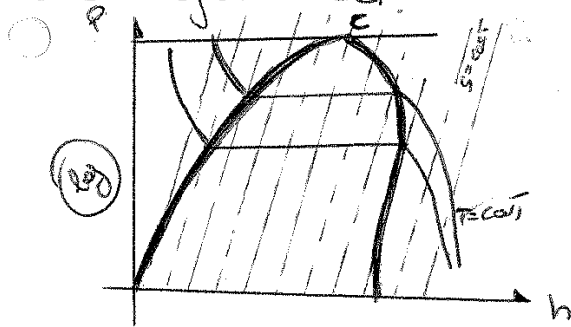


$$\eta = 1 - \frac{T-dT}{T} = \frac{dT}{T}$$

$$\eta = \frac{\delta q}{q} = \frac{dp(v_v - v_L)}{r} \quad \frac{dT}{T} = \frac{dp(v_v - v_L)}{r}$$

calore latente  $\eta = \frac{dp}{dT} T (v_v - v_L)$

di liquido, del vapore saturo e del vapore surriscaldato.  
 Nel diagramma p-h sovente i valori dell'ordinata sono di scala logaritmica.



Le equazioni reali in genere non seguono il comportamento dettato dall'equazione di stato del gas ideale. Nello stato vapore, per pressioni inferiori a 10 kPa (0,1 bar) l'assunzione di comportamento ideale induce errori inferiori a 0,1% per pressioni superiori l'errore aumenta in modo considerevole.

La determinazione delle proprietà dell'acqua riguarda quindi il campo applicativo:

- \* climatizzazione ( $p_v < 10 \text{ kPa}$ )  $\rightarrow$  ipotesi di gas ideale
- \* impianti a vapore ( $p_v > 10 \text{ bar}$ )  $\rightarrow$  diagrammi e tabelle.

## COMPORTAMENTO REALE

I gas reali in prossimità degli stati di saturazione e il punto critico si scostano fortemente dal comportamento ideale. Il loro comportamento devia da quello ideale al crescere della pressione: a stretto riporre solo per valori di pressione che tendono a zero il comportamento di un gas può essere assunto come ideale. In genere la relazione tra le grandezze

termodinamiche  $p, v, T$  è definita attraverso una particolare relazione detta equazione virale:

$$pv = RT \left( 1 + \frac{A}{v} + \frac{B}{v^2} + \frac{C}{v^3} \right) = RT \cdot Z$$

Tale equazione approssima bene il gas reale dove  $Z$  è una serie, dove  $A, B, C$  sono delle costanti, e  $Z$  è il fattore di compressione. Per un gas reale  $Z \approx 1$  es.

delle molecole rispetto quello occupato da tutta la massa gassosa, sono introdotte correzioni per tener conto del volume occupato dalle molecole di  $f_s$  (co-volume)


- \* 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 questo modo diminuisce la velocità d'urto e in conseguenza la pressione esercitata dal gas.

$$p = \frac{RT}{v-b} - \frac{a}{v^2} \Rightarrow \left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v-b) = RT$$

$b$  rappresenta il co-volume

$a$  è legato alle forze di coesione

per tutte le forze le molecole tendono a stare unite

ES una goccia  cade sulle superficie non si divide proprio per queste forze.

GAS IDEALE

$$v = \frac{RT}{p} \quad p \rightarrow \infty \quad v \rightarrow 0$$

cio' risulta impossibile

In questo la materia non può spingere

GAS VAN DER WAALS

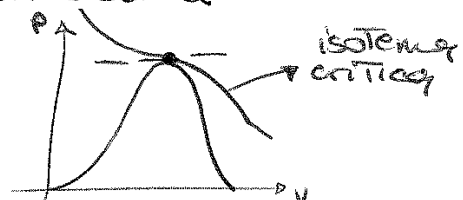
se  $p \rightarrow \infty$

$$v = b$$

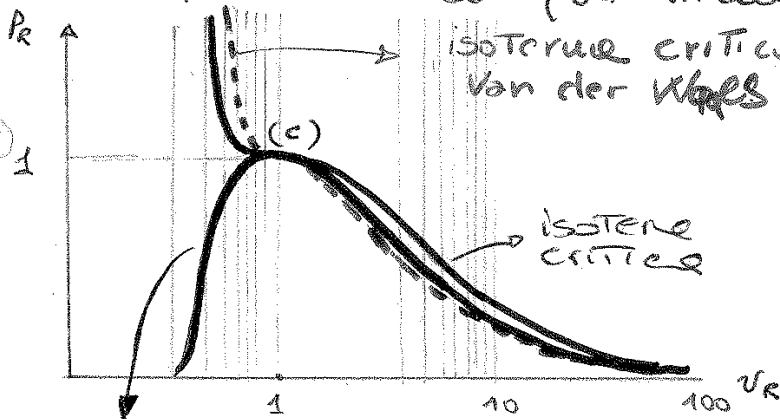
cio non accade in questo

La determinazione delle costanti  $a$ , e  $b$  può essere effettuato facendo riferimento al punto critico ove la isoterma  $T = T_c$  presenta un punto di flesso con tangente orizzontale

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



isoterme critiche dell'acqua in coordinate ridotte



$$T_R = 1$$

$$P_R = 1$$

$$P_R = \frac{8}{3v_R - 1} - \frac{3}{v_R^2}$$

nel punto critico  
 $P_R$  funzione di  $v_R$

CURVA saturazione

Von der Waals si discosta dalle isoterme critiche all'allontanarsi dal punto critico.

Potenziali termodinamici per Von der Waals

ENERGIA INTERNA

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

conoscendo  $p = \frac{RT}{v-b} - \frac{a}{v^2} \Rightarrow \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_v = \frac{R}{v-b}$

$$du = c_v dT + \frac{a}{v^2} dv \quad \text{integro imponendo } u = u_0 \text{ per } T = T_0 \text{ e } v = v_0$$

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

non coincide con quella ideale

ma con  $a=0 \Rightarrow$  comportamento ideale  $u - u_0 = c_v (T - T_0)$

ENTALPIA

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

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

$$v = \frac{RT}{p} \frac{1}{1 + \frac{a}{p v^2}} + b \Rightarrow v = \frac{RT}{p} \frac{1}{1 + \frac{a}{p v^2}} \cdot \frac{1 - \frac{a}{p v^2}}{1 - \frac{a}{p v^2}} + b$$

## ESPANSIONE DI JOULE-THOMSON

$$v = \frac{RT}{p} - \frac{a}{RT} + b \quad \text{e' il valore specifico per Van der Waals}$$

ricordando

$$\mu_{JT} = \frac{1}{c_p} \cdot \left[ T \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - v \right]_h$$

derivando il valore specifico

$$\left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_p = \frac{R}{T} + \frac{a}{RT^2} \Rightarrow \mu_{JT} = \frac{1}{c_p} \left[ \frac{2a}{RT} - b \right]$$

## TEMPERATURA MASSIMA D'INVERSIONE

In base ad  $a$  e  $b$  ricavati.

$$a = \frac{27}{64} \frac{R^2 T_c^2}{p_c} \quad \text{e} \quad b = \frac{1}{8} \frac{R T_c}{p_c}$$

Affinche' si possa realizzare  $\mu_{JT} > 0$  in base all'equazione di stato introdotta da Van der Waals e' necessario che la temperatura del gas rispetti la seguente condizione

$$\frac{2a}{RT} > b \Rightarrow T < \frac{2a}{Rb} \Rightarrow T < \frac{27}{4} T_c$$

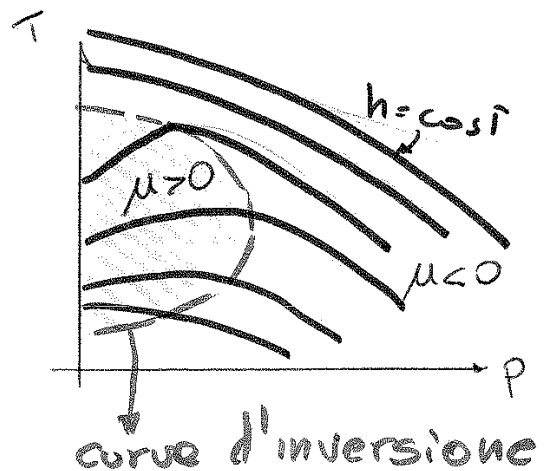
↳ Temperatura inversa massima.

$$T_{H_2O} = 4100 \text{ K}$$

$$T_{O_2} = 1080 \text{ K}$$

Il luogo dei punti delle linee isentropiche per cui  $\mu = 0$  costituisce le curve di inversione e separa la zona ove  $\mu < 0$  dalla zona ove  $\mu > 0$ . La zona sottesa per cui  $\mu > 0$  si

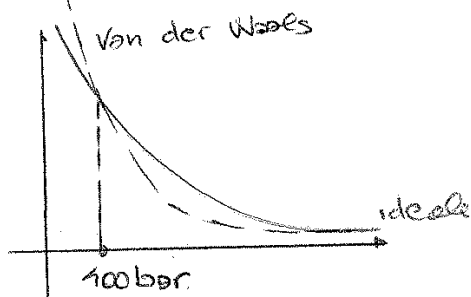
dice zona del raffreddamento. Si vede che per  $T$  elevate, qualunque sia  $p$ , il gas si espande isentropicamente non si abbassa di temperatura.



## MISCELE DI GAS - TERMODINAMICA DELL'ARIA UMIDA

Se noi confrontiamo il modello di gas ideale e quello di Van der Waals possiamo notare i

divers. evidenti



l'evidente delle curve secondo Van der Waals le noto dall'equazione

↓  
de inoltre posso scrivere

$$\left(p + \frac{n^2 a}{V^2}\right) (V - bn) = nRT$$

dove  $n$  è il numero di moli poiché  $a, b$  sono funzioni di  $n$ .

In molti casi i sistemi Termodinamici sono costituiti dalle miscele di 2 o più sostanze distinte.

Ci occupiamo di miscele che non portano reazioni chimiche ossia miscele che mantengono la composizione chimica invariata.

Pertanto il ~~comportamento~~ comportamento di una miscela sarà determinato in base alla natura e alle proprietà dei componenti.

$n$  kmol le quantità di  
 sostanze che contiene  
 $6,0225 \cdot 10^{26}$  particelle  
 elementari  
 $M$  massa molare  $\frac{kg}{kmol}$

$n$  numero di moli  $n = \frac{M}{M}$

$y_j$  frazione molare del  $j$ -esimo costituente  $y_j = \frac{n_j}{n}$

$x_j$  frazione di massa del  $j$ -esimo costituente  $x_j = \frac{m_j}{M}$

Per lo studio delle proprietà di una miscela, si usano 2 modelli fondati sull'ipotesi che quello dei gas della miscela di  $N$  componenti segue il comportamento indicato dall'equazione di stato dei gas ideali:

### Modello Amagat-Leduc (o dei volumi additivi)

"Il volume totale di una miscela ideale di gas ideali è la somma dei volumi che ciascuno componente occuperebbe quando considerato solo alla pressione  $p$  e alla temperatura  $T$  della miscela."

$$V_j = \frac{n_j \bar{R} T}{p} \quad V = \frac{n \bar{R} T}{p} = \sum_{j=1}^N V_j$$

la frazione molare = frazione volumetrica

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

$$x_j = y_j \frac{\bar{\pi}_j}{\bar{\pi}} \quad \frac{\bar{\pi}_j}{\bar{\pi}} = \frac{n_j \bar{\pi}_j}{\sum_{j=1}^N n_j \bar{\pi}_j} = \frac{n_j \bar{\pi}_j}{\sum_{j=1}^N n_j \bar{\pi}_j} \cdot \frac{n}{n} = \frac{y_j \bar{\pi}_j}{\sum_{j=1}^N y_j \bar{\pi}_j} =$$

$$= \frac{(V_j/V) \bar{\pi}_j}{\sum_{j=1}^N [(V_j/V) \cdot \bar{\pi}_j]}$$

masse molare e costante di elasticità dell'aria secca (standard)

Componente	$\bar{\pi}$	$\bar{x}$	$y$
Azoto	28,016	0,7553	0,7809
Ossigeno	32,000	0,2314	0,2095
Argon (Ar)	39,994	0,0128	0,0093
CO <sub>2</sub>	44,010	0,0005	0,0003

$$\bar{\pi} = 28,967 \frac{\text{kg}}{\text{kmol}} \approx 29$$

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

In base al dispositivo di mescolamento delle specie gassose di tipo reversibile di Plank e alle legge di Gibbs-Dalton:

Si ha che:

Entropia totale di una miscela si può calcolare come somma delle entropie parziali:

$$S = \sum_{j=1}^N S_j = \sum_{j=1}^N \bar{\pi}_j s_j \quad S = \frac{S}{\bar{\pi}} = \sum_{j=1}^N \frac{\bar{\pi}_j s_j}{\bar{\pi}} = \sum_{j=1}^N x_j S_j$$



Per calcolare i valori di calori specifici di una miscela gassosa si usa la definizione

$$C_v = \left( \frac{\partial u}{\partial T} \right)_v = \frac{\partial}{\partial T} \left( \sum_{j=1}^N x_j u_j \right)_v = \sum_{j=1}^N x_j C_{v,j}$$

$$C_p = \left( \frac{\partial h}{\partial T} \right)_p = \frac{\partial}{\partial T} \left( \sum_{j=1}^N x_j h_j \right)_p = \sum_{j=1}^N x_j C_{p,j}$$

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{\sum_{j=1}^N M_j C_{p,j}}{\sum_{j=1}^N M_j C_{v,j}} \quad \text{quasi} \quad \gamma \approx \sum_{j=1}^N x_j \gamma_j$$

Miscela ideale di gas e vapore condensabile

È una miscela di gas tra i cui componenti è presente una specie che durante le trasformazioni della miscela si separa dalla fase gassosa in forma condensata.

La massima quantità del componente vapore <sup>che</sup> può essere contenuta in fase gassosa è corrispondente al valore di pressione parziale coincidente col valore delle pressioni di saturazione alla temperatura della miscela. Se la pressione parziale del vapore è inferiore a quella di saturazione è presente nella miscela nelle condizioni di vapore surriscaldato, in condizioni di vapore saturo secco in presenza di fase condensata separata.

Lo studio delle proprietà dell'aria umida viene chiamato "psicometria".

Riparlando lo studio delle proprietà e delle trasformazioni subite da una miscela, supposta ideale, costituita da aria secca e vapore d'acqua, denominata aria umida.

Ambito applicativo è vario, riguarda il condizionamento dell'aria negli ambienti confinati, l'essiccaamento,

temperatura nello stesso volume  $V$  di aria umida

(fusione della temperatura)

$$\varphi = \frac{M_v}{M_s T} = \frac{P_v V / R_v T}{P_s V / R_s T} = \frac{P_v}{P_s} = \varphi$$

in base a tale definizione

$$(\varphi P_s = P_v)$$

$$X = 0,622 \frac{\varphi P_s}{P - \varphi P_s}$$

Titolo in Japote

\* Grado di saturazione  $\varphi$  è il rapporto tra l'umidità specifica attuale e quella a saturazione alle stesse temperatura e pressione totale

oppure  
 titolo in Japote ←  
 generalmente  
 quello  
 ambiente  
 101300 Pa

$$\varphi = \frac{X}{X_s} = \frac{0,622 \frac{P_v}{P - P_v}}{0,622 \frac{P_s}{P - P_s}} = \frac{P_v}{P_s} \left( \frac{P - P_s}{P - P_v} \right) \approx \frac{P_v}{P_s}$$

\* Entalpia specifica dell'aria umida  $h_{a+u}$   
 Nell'ipotesi di miscela ideale, l'entalpia totale  $H$  della miscela umida è data dalla somma dell'entalpia dell'aria secca e del vapor d'acqua.  
 Per motivi pratici, l'entalpia specifica è riferita alle sole masse dell'aria secca, in quanto nelle trasformazioni il contenuto di aria secca non varia.

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

" $h_a$ " entalpia specifica dell'aria secca

assumendo per 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:

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

↳ eccesso di temperatura

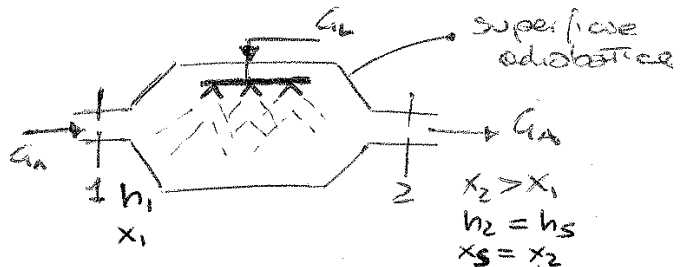
Temperatura di rugiada è partire da un determinato stato termodinamico, e la temperatura a cui si porta la miscela, una volta raggiunta la condizione di saturazione attraverso un percorso isobaro, ed umidità specifica costante

Temperatura di saturazione adiabatica è quel particolare valore di temperatura allo quale l'acqua, evaporando nell'aria in modo adiabatico, porta l'aria stessa a saturazione allo stesso valore di temperatura; si dimostra come tale valore di temperatura è univocamente determinato dallo stato termodinamico iniziale dell'aria.

DETERMINAZIONE

Una portata di aria umida, espresso come corrispondente portata di aria secca  $G_a$ , viene portata a condizione di saturazione per ignizione, attraverso opportuni ugelli nebulizzatori, della portata d'acqua  $G_L$ . Il processo a regime permanente è adiabatico e isobaro e l'apparecchiatura è chiamata SATURATORE ADIABATICO

Si impara per l'acqua di alimentazione lo stesso valore di  $T$  dell'aria umida saturata in uscita dall'apparecchio:



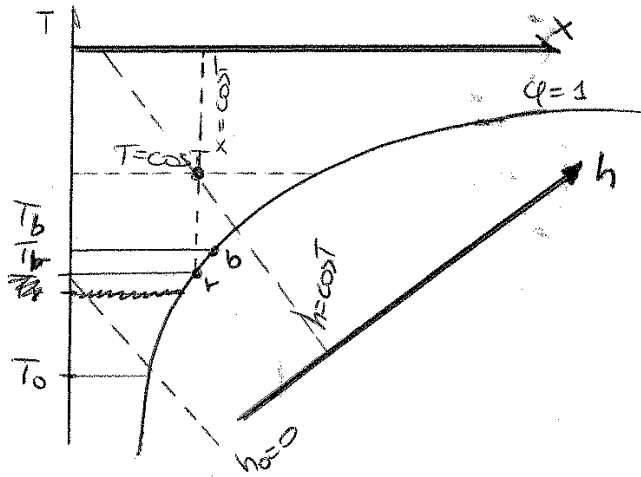
Questo valore è la temperatura di saturazione adiabatica  $T_s$  dell'aria nell'ingresso 1. Trattandosi di un processo con deflusso a regime permanente, il primo principio della Termodinamica ci dà

$$G_a h_1 + G_L h_L = G_a h_2$$

dove  $h_L$  è entalpia specifica del liquido nelle condizioni d'ingresso: con la convenzione posta per gli stati di riferimento ad entalpia nulla si può porre:  $h_L = c_{pL}(T_s - T_0)$

Il bilancio di massa ci dice  $G_L = G_a(x_2 - x_1)$

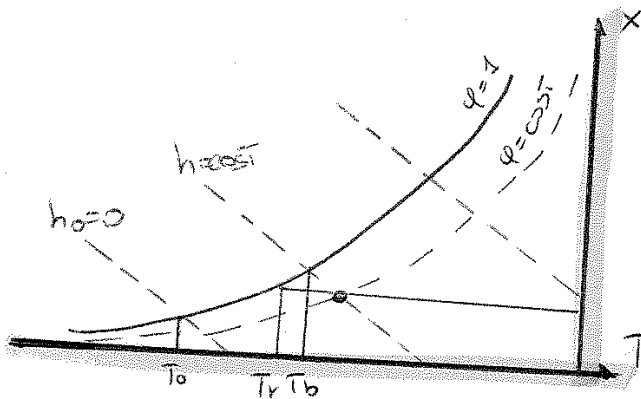
Curve psicrometriche di saturazione ( $\phi=1$ )



$T_b$  bulbo umido  
 $T_r$  bulbo secco

Diagramma psicrometrico di ASHRAE ( $T, x$ )

È nord Americano, in apparenza simile a quello di Mollier. È un diagramma cartesiano ad asse ortogonali, Temperatura a bulbo secco ed umidità specifica. Le curve parametriche sono le isentropiche e quelle ad umidità relativa costante.

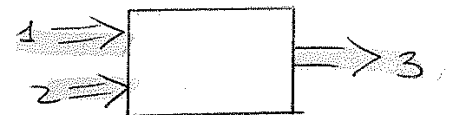
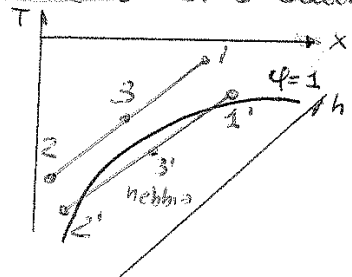


Trasformazioni dell'aria umida

\* mescolamento adiabatico di 2 portate di aria umida il processo è reversibile per quanto è schematizzato nel seguente modo. Il primo principio ed il principio di conservazione di massa ci dicono:

$$G_{A1} h_1 + G_{A2} h_2 = G_{A3} h_3 \quad \text{bilancio energetico}$$

$$\left. \begin{aligned} G_{A1} + G_{A2} &= G_{A3} \\ G_{A1} x_1 + G_{A2} x_2 &= G_{A3} x_3 \end{aligned} \right\} \text{bilancio masse}$$



\* Raffreddamento con deumidificazione

nello stesso condizionamento del caso precedente avendo la superficie dell'apparecchio scambiatore lubrificata dall'aria e la temperatura inferiore delle temperatura di rugiada dell'aria stessa, si ha separazione per condensazione di acqua sulle superficie stessa che verrà scaricata con continuità.

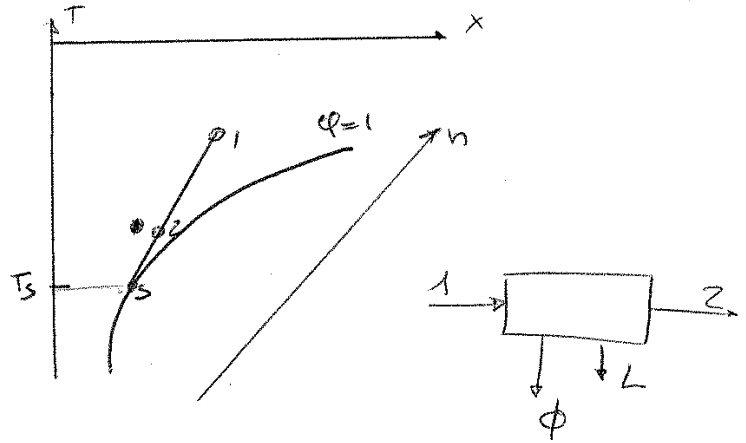
Scrivo il bilancio energia  $\left\{ \begin{aligned} \phi &= G_A (h_2 - h_1) + G_L h_L < 0 \\ \phi &\cong G_A (h_2 - h_1) < 0 \quad (T_L = T_2) \end{aligned} \right.$

Scrivo il bilancio massa  $\left\{ \begin{aligned} G_{A1} &= G_{A2} = G_{A3} \\ G_A (x_1 - x_2) &= G_L \end{aligned} \right.$

Si definisce il fattore di bypass delle batterie stivate

$$f_{bp} = \frac{h_2 - h_s}{h_1 - h_2}$$

Il fattore di bypass trae origine dal fatto di poter considerare



ritornamente lo stato 2 come ottenuto per miscelazione obliqua di 2 frazioni della portata globale d'aria.

\* Umidificazione dell'aria per iniezione d'acqua. L'umidità specifica di una portata  $G_A$  di aria umida può essere aumentata per mescolamento adiabatico con vapor d'acqua iniettato a mezzo di ugelli o si può iniettare acqua liquida con ricircolazione dell'acqua per mezzo di una pompa.

CASO VAPORE

$$\begin{aligned} G_A h_1 + G_V h_V &= G_A h_2 \\ G_A x_1 + G_V &= G_A x_2 \end{aligned}$$

Cicli di riferimento per motori termici a gas  
 I motori termici a gas sono classificati in due categorie

```

    graph TD
      A[Categorie] --> B[combustione esterna]
      A --> C[combustione interna]
    
```

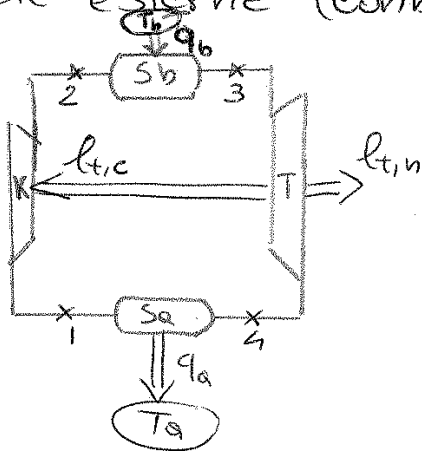
Nei motori a Combustione esterna, il fluido che percorre il ciclo riceve calore da una serpente termica esterna ad alta temperatura e ne cede ad un'altra esterna a  $T$  più bassa. Il fluido motore evolve secondo un ciclo Termodinamico, le cui trasformazioni individuano una linea chiusa. I singoli componenti del motore costituiscono ognuno un sistema aperto. Per motori alternativi: le singole trasformazioni subite dal fluido si succedono temporalmente all'interno dello unico componente (cilindro-pistone) che caratterizza questo tipo di macchina.

Nei motori a combustione interna il calore è fornito dal processo di combustione. In seguito alla combustione, al termine del processo il fluido deve essere scaricato all'esterno e rimosso con nuovo combustibile e comburente. Si può quindi affermare che il motore a combustione interna non realizza un vero e proprio ciclo Termodinamico ma per la loro analisi si può fare riferimento ai corrispondenti cicli dei motori a combustione esterna sulla base delle seguenti ipotesi:

1) Il fluido motore ha comportamento di gas ideale e calori specifici caratteristici costanti. 36

nelle valutazioni Termodinamiche si fa riferimento all'impulso a ciclo chiuso con sorgenti

Termiche esterne (comb. esterne):



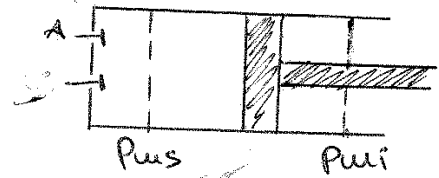
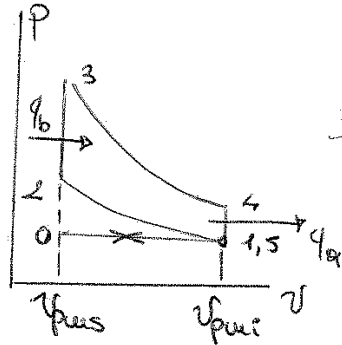
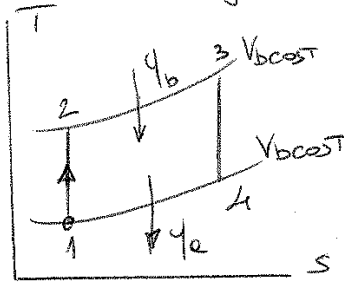
Nell'impulso a ciclo chiuso la camera di combustione è sostituita dallo scambiatore  $S_b$ , attraverso il quale il fluido che percorre il ciclo riceve calore ad alta temperatura; la quantità

di calore non convertita in lavoro è ceduta all'esterno tramite lo scambiatore  $S_a$ . Con il processo di combustione trasferito all'esterno, il fluido è a composizione chimica costante, non richiede il rinnovo ~~del~~ ad ogni ciclo.

Con riferimento ai diagrammi Termodinamici ( $p, v$ ) e ( $T, s$ ) riportati, le trasformazioni che caratterizzano questo ciclo ideale di riferimento sono due a due opposti: due isobore e due isocritiche (adiabatiche reversibili).

- 1-2 Compressione isocritica della pressione minima  $p_a$  a quella  $p_b$  (massima)
- 2-3 fornitura al fluido della quantità di calore  $q_b$  in condizioni isobore sino al raggiungimento della massima temperatura  $T_3$  del ciclo
- 3-4 espansione isocritica del fluido in Turbina della pressione massima  $p_b$  a quella minima  $p_a$
- 4-1 cessione all'ambiente esterno della quantità di calore  $q_a$  in condizioni isobore sino

Ciclo Otto ideale costituisce il riferimento per i motori a quattro tempi ed accensione comandata. Anch'esso è costituito da quattro poliprotiche due a due opposti: due isentroiche, dove avvengono gli scambi di lavoro utile, e due isocore, attraverso le quali avvengono gli scambi di calore.



A valvola di aspirazione  
S valvola di scarico

pus punto morto sup  
pui " " inferiore

0-1 VALVOLA A aperta: aspirazione dello miscela aria-combustibile, il pistone si muove da pus a pui

1-2 valvole chiuse: compressione della miscela aria-combustibile, il pistone si muove da pui a pus

2-3 valvole chiuse: combustione della miscela aria-combustibile, il pistone è portato fermo al pus

3-4 valvole chiuse: espansione dei gas combusti, il pistone si muove da pus a pui

4-5 valvola S aperta, scarico dei gas combusti sino all'equilibrio con la pressione esterna, il pistone è portato fermo

5-0 valvola S aperta espulsione completa dei gas combusti, il pistone si muove da pui a pus

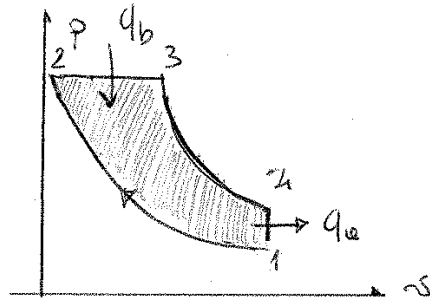
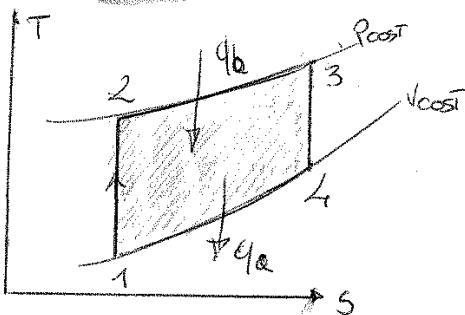
In condizioni ideali, il lavoro scambiato lungo le trasformazioni 0-1 e 5-0, spostamento del fluido, è opposto in segno e uguale in modulo

Data l'idealità del ciclo, queste trasformazioni possono essere trascurate.



CICLO DIESEL ideale costituisce il riferimento per i motori a pistone tempi ed accensione spaziale.

È costituito da 4 politropiche → zisentroplidie dove avviene gli scambi di lavoro utile, un'isobara, lungo la quale avviene la fornitura di calore al ciclo, e un'isocora, lungo la quale avviene la cessione di calore all'esterno.



Nel ciclo diesel le fasi di aspirazione e compressione coinvolgono unicamente l'aria comburente; il combustibile è introdotto lungo la trasformazione isobara 2-3, brucia progressivamente mentre il pistone si muove verso pmi.

I parametri per il calcolo del rendimento sono rapporto volumetrico di compressione  $r_v = \frac{v_1}{v_2}$  e il rapporto volumetrico di combustione  $r_c = \frac{v_3}{v_2}$ .

$$\eta = 1 - \frac{|q_a|}{q_b} = 1 - \frac{C_v(T_4 - T_1)}{C_p(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{(T_4 - T_1)}{\gamma(T_3 - T_2)}$$

Si può vedere che  $T_1 = T_2 \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\gamma-1} = T_2 r_v^{1-\gamma}$  per l'isentroplidico 1-2 mentre per l'isobara 2-3  $T_3 = T_2 \frac{v_3}{v_2} = T_2 r_c$  e per isentroplidico 3-4

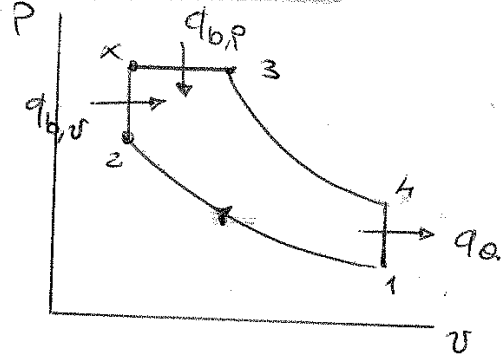
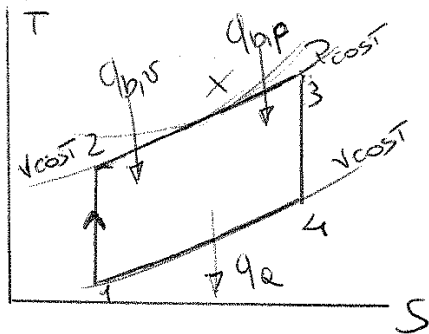
$$T_4 = T_3 \left(\frac{v_3}{v_4}\right)^{\gamma-1} = T_3 \left(\frac{v_3}{v_1}\right)^{\gamma-1} = T_3 \left(\frac{v_3}{v_2} \frac{v_2}{v_1}\right)^{\gamma-1} = T_3 \left(\frac{r_c}{r_v}\right)^{\gamma-1}$$

che posso allora scrivere come  $T_4 = T_2 r_c \left(\frac{r_c}{r_v}\right)^{\gamma-1} = T_2 r_c^\gamma r_v^{1-\gamma}$

### CICLO di SABATHI

Il ciclo misto di sabathi è una combinazione dei cicli OTTO e DIESEL allo scopo di simulare meglio il funzionamento dei motori alternativi. Questo ciclo è costituito da 3 politropiche. Tre delle fasi coincidono con quelle del ciclo otto e diesel.

La sostanziale differenza riguarda la trasformazione nella quale avviene la fornitura di calore al ciclo, suddiviso in due fasi, la prima a volume costante come nel ciclo otto e la seconda a pressione costante come nel ciclo diesel.



I parametri che influenzano il rendimento sono:

- rapporto volumetrico di compressione
- " " di combustione
- " barometrico " "

$$r_v = v_1/v_2$$

$$r_{c,v} = v_3/v_x$$

$$r_{cp} = P_x/P_2$$

Tenuto conto che  $q_b = q_{bv} + q_{bp}$  ho:

$$\eta = 1 - \frac{|q_e|}{q_b} = 1 - \frac{c_v (T_4 - T_1)}{c_v (T_x - T_2) + c_p (T_3 - T_x)} = 1 - \frac{(T_4 - T_1)}{(T_x - T_2) + \gamma (T_3 - T_x)}$$

Le T dei capisaldi sono:

$$T_1 = T_2 r_v^{1-\gamma} ; T_x = T_2 r_{cp} ; T_3 = T_x r_{c,v} \text{ e } T_4 = T_3 r_{c,v}^{\gamma-1} r_v^{1-\gamma}$$

Sostituisco e ottengo

$$\eta = 1 - \frac{T_2 r_{cp} r_{c,v}^{\gamma} r_v^{1-\gamma} - T_2 r_v^{1-\gamma}}{(T_2 r_{cp} - T_2) + \gamma (T_2 r_{cp} r_{c,v} - T_2 r_{cp})}$$

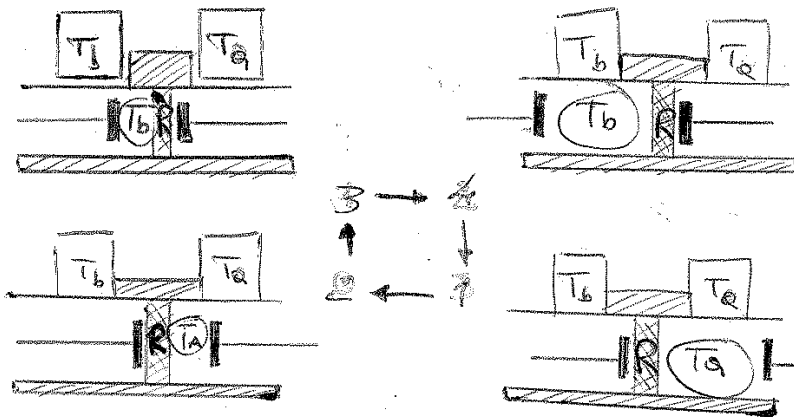
$$\eta = 1 - r_v^{1-\gamma} \frac{r_{cp} r_{c,v}^{\gamma} - 1}{(r_{cp} - 1) + \gamma (r_{cp} r_{c,v} - r_{cp})}$$

ponendo  $r_{c,v} = 1$   $\eta = 1 - r_v^{1-\gamma}$  OTTO  
 $r_{cp} = 1$   $\eta = 1 - r_v^{1-\gamma} \frac{r_{c,v}^{\gamma} - 1}{\gamma (r_{c,v} - 1)}$  DIESEL

e a parità di lavoro netto prodotto è sempre superiore a quella del ciclo Stirling. Le difficoltà nella realizzazione del ciclo Stirling sono sostanzialmente attribuibili alla costruzione di adeguati dispositivi per la rigenerazione, di contenute dimensioni ed elevata efficienza, in grado di resistere agli elevati gradienti di temperatura e cui sono sottoposti.

Una rappresentazione schematica di un motore di questo tipo è la seguente

Il fluido è compresso fra i due pistoni nel cilindro isolato termicamente con l'esterno e può scambiare calore con le due serpenti a temperature  $T_b$  e  $T_a$ .

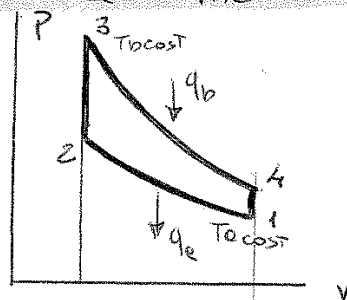
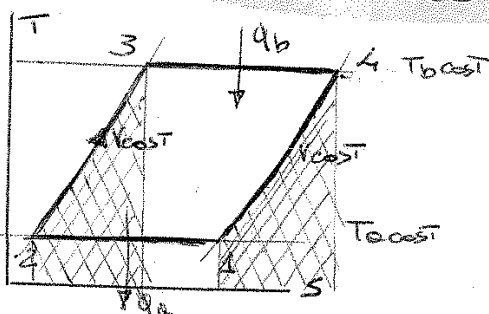


Durante la trasformazione 3-4 il fluido si espande isentropicamente assorbendo calore dalla serpente a temperatura  $T_b$ .

Nella trasformazione 4-1 il fluido si sposta attraversando, a volume costante, la matrice

metallica a cui cede calore. Nella trasformazione 1-2 viene compresso isentropicamente cedendo calore alla serpente a temperatura  $T_a$  e infine nella trasformazione 2-3 si sposta, a volume costante, assorbendo calore dalla matrice metallica.

Rigeneratore



La maggior parte degli impianti (anche quelli che producono en. elettrica) di grosse tappe ha un ciclo di VAPORE.

Uno dei parametri dei cicli a vapore è il:

CSV = consumo specifico di vapore

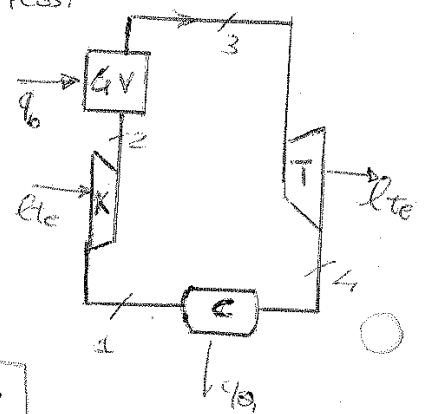
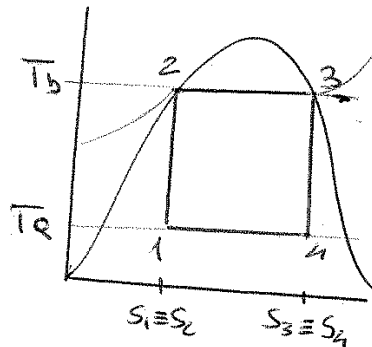
$$CSV = \frac{3600}{L_n} \left[ \frac{\frac{KJ}{KWh}}{\frac{KJ}{kg}} \right] = \frac{K_p}{\rho_{vap}} \text{ kWh}$$

Tale proprietà definisce le dimensioni dello impianto.

Esso assume valori compresi  $1 < CSV < 4$  imp. di poche unità

Ciclo DIRETTO di CARNOT per impianto a vapore  
 Come illustrato nel diagramma T-S il ciclo è composto dalle seguenti trasformazioni termodinamiche reversibili:

(2-3) Nel generatore di vapore il fluido motore riceve calore a pressione e temperatura  $T_b$  costanti vaporizzando completamente  $\rightarrow$

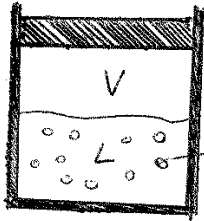


(3-4) Nelle turbine il fluido si espande isentropicamente dalla pressione  $P_b$  a  $P_c$  con contemporaneo abbassamento della temperatura da  $T_b$  a  $T_c$  cedendo il lavoro positivo di alca all'esterno

$$-l_{te} = h_4 - h_3$$

$\hookrightarrow$  positivo

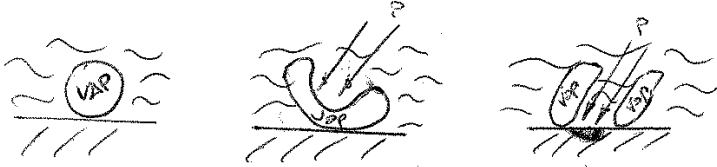
(4-1) Il fluido cede calore condensando parallelamente a pressione  $P_c$  e temperatura  $T_c$  costanti, e diminuendo il proprio titolo da  $x_4$  a  $x_1$  la trasformazione ha luogo in uno scambiatore di calore detto condensatore  $q_c = h_1 - h_4$



bolle di vapore

Tali bolle tendono a muoversi.

↳ se il recipiente è chiuso tali bolle tendono ad espandersi



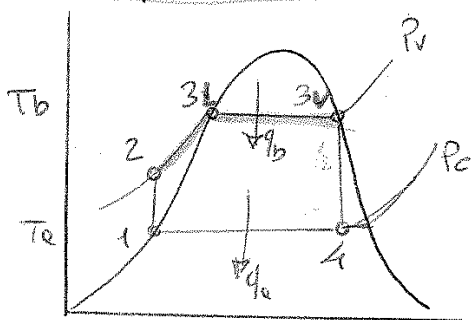
↳ DAMMI irreversibili al materiale e perdita ovviera la frattura si sente un rumore come un'esplosione → punto alla CAVITAZIONE.

La cavitazione si usa su corpo dentistico (pulizia denti con getto d'acqua) ma è anche usata per l'estetica con

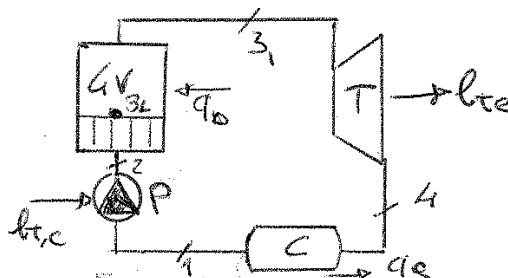
CICLO RANKINE a vapore saturo

Le modifiche del ciclo di Carnot sono

- \* nel condensatore si procede alla completa del fluido motore, fino allo stato di liquido saturo 1
- \* l'organo di compressione che segue al condensatore è allora una pompa, e la trasformazione di compressione fino alla pressione superiore di ciclo avviene quindi un fluido monofase sottoraffreddato
- \* contemporaneamente nel successivo pannello di vapore la trasformazione isbara è adesso costituita dapprima dal riscaldamento del liquido da 2 a 3<sub>L</sub>, e successivamente dalla sua vaporizzazione completa fino allo stato 3<sub>v</sub>.



lo schema impiantato è:



la stessa area  $\rightarrow q_b = T_U (S_3 - S_2) = T_U (S_4 - S_1)$

quindi  $\eta = 1 - \frac{T_e (S_1 - S_4)}{T_U (S_4 - S_1)} \rightarrow$  valore assoluto

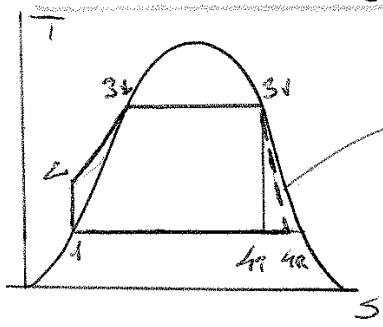
$$= 1 - \frac{T_e (S_4 - S_1)}{T_U (S_4 - S_1)}$$

$\eta_{\text{CARNOT}} > \eta_{\text{RANKINE}}$

il problema è sempre la cavitazione poiché il passaggio 3-4 avviene in vapore umido.

Si pone che  $x_4 \geq 0,88$  che è il valore limite (reale)

La reversibilità verso destra



Per evitare ciò dovrei ridurre l'efficienza della turbina

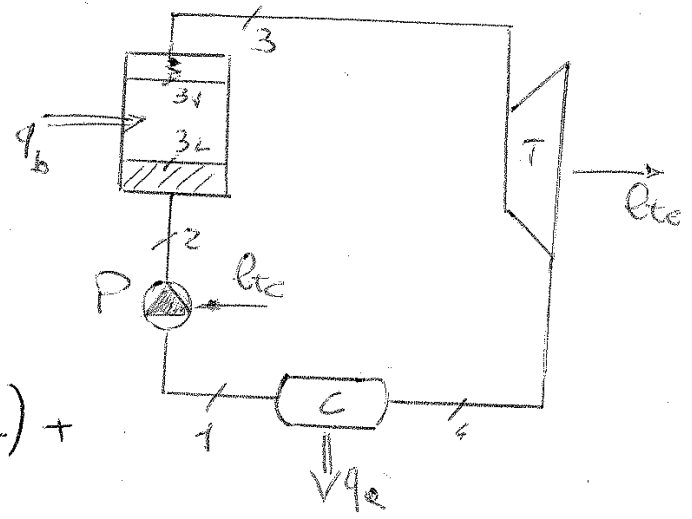
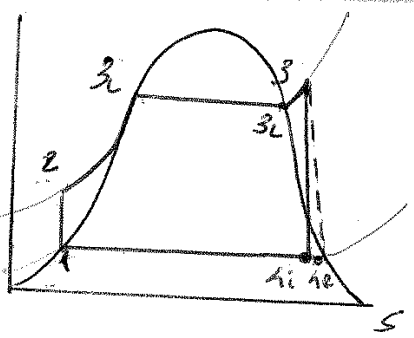
↳ ma non è consigliabile ridurre l'efficienza di una turbina

↳ sarebbe contraddittorio

$\eta_{is} \leq 1$   
Isentropico

$$\eta_{is} = \frac{h_3 - h_4}{h_3 - h_{4id}}$$

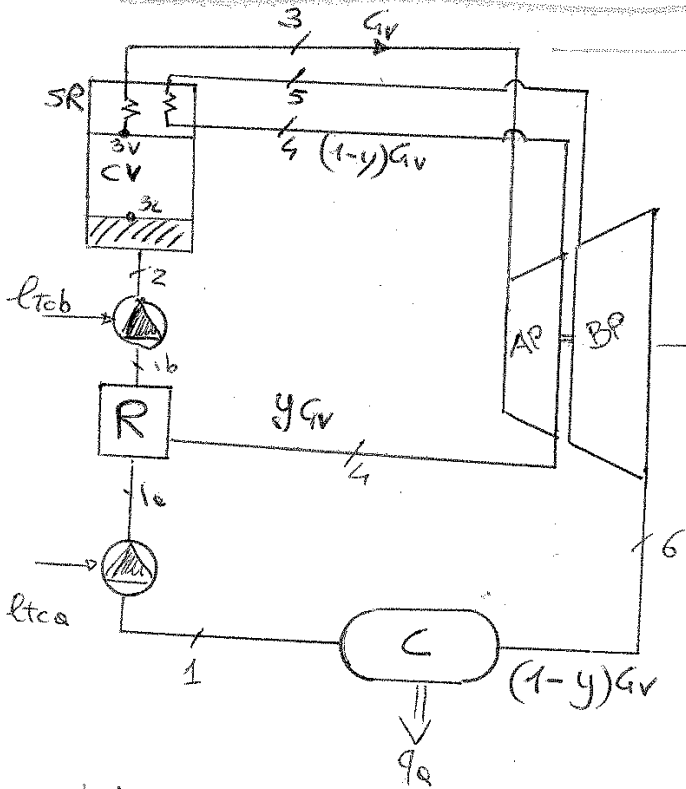
Nella pratica succede che da 3 non mi fermo e vado nella zona surriscaldata (ciclo termodinamico)



$$q_b = (h_{3L} - h_2) + (h_{3V} - h_{3L}) + (h_3 - h_{3V})$$

RIGENERAZIONE FRAZIONATA

La rigenerazione frazionata usa il seguente impianto:



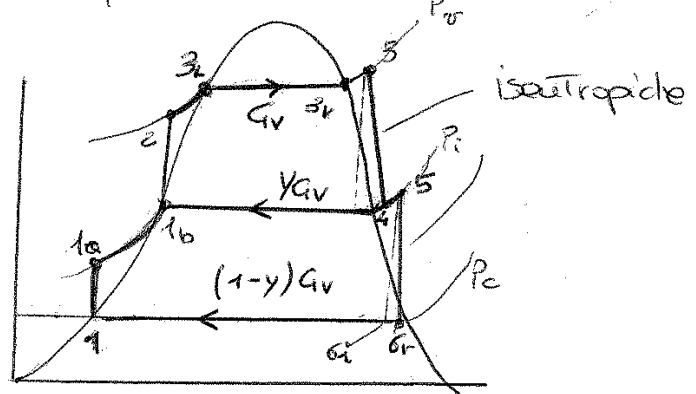
la turbina è divisa in due parti

AP alta pressione

BP bassa pressione

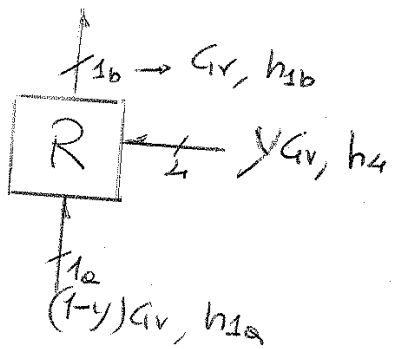
R rigeneratore a miscela

Trasferire energia termica miscelando insieme fluidi in condizioni diverse quindi in stati differenti.



UNICOM sono:

- \* ho  $P_i$  pressione intermedia
- \* stato  $1_b$  dopo r



R deve essere adiabatico, rapido,  $\Delta ec$ ,  $\Delta ep$

applico **TIP**

$$\phi = \sum \pm G_i h_i$$

$$\phi = -y G_v h_4 - (1-y) G_v h_{1a} + G_v h_{1b}$$

da poi ricavare la frazione  $y = \frac{h_{1b} - h_{1a}}{h_4 - h_{1a}}$

$h_4$  lo legge dalle Tabelle o dal grafico

Valore energie:

$$q_a = \frac{\phi_a}{G_v} = \frac{(h_1 - h_0)(1-y)G_v}{G_v} \text{ (riferiti a } G_v) - l_{te} = -\frac{W_{te}}{G_v} = \frac{G_v(h_1 - h_3) + G_v(1-y)(h_5 - h_4)}{G_v}$$

$$q_b = \frac{\phi_b}{G_v} = \frac{G_v(h_3 - h_2) + (1+y)G_v(h_5 - h_4)}{G_v}$$

importante possedere  $\phi$  e  $W$

$$dh = c_p dT + v dp$$

$$h_7 - h_{1,a} = c_p (T_7 - T_{1,a}) + v (P_7 - P_{1,a}) = 0$$

$$T_7 - T_{1,a} = \frac{v}{c_p} (P_{1,a} - P_7) = \frac{v}{c_p} (P_5 - P_1)$$

$> 0$

$$T_7 > T_{1,a}$$

$$\phi_a = \frac{\phi_e}{\phi_w} = (h_1 - h_2) + y (h_6 - h_8) \quad \phi_a < 0 \quad \eta = 1 - \frac{\phi_e}{\phi_b}$$

### GENERAZIONE del freddo

\* Tramite la compressione di un gas

Es. quando si esce dall'acqua sotto il sole si sente freddo perché il calore vaporizza l'acqua sulla pelle, il cambiamento di fase richiede molta energia e parte di questa viene sottratta al corpo.

\* L'acqua può essere un fluido frigorifero ma a 0° si solidifica

### FLUIDI FRIGORIFERI

\* fluido ottimale (minor spese, massimo beneficio)

-  $P_c$  non troppo elevata

-  $P_e$  non troppo bassa

⇒ possibilmente  $>$  pressione ambiente  
↓  
problemi di tipo meccanico

-  $\Delta h$  in evaporazione elevata  
(lati della curva distanti)

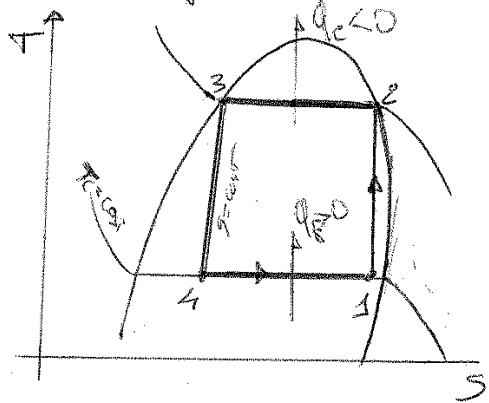
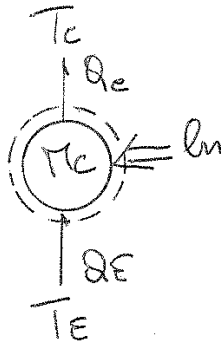
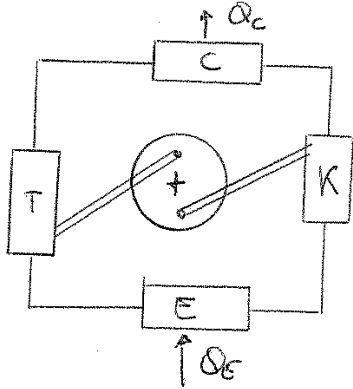
-  $v$  inizio compressione basso

+ il  $v$  di campo è basso

- lavoro di compressione deve rimpiegare per ottenere lo stesso risultato



isotermicamente la quantità di calore  $q_c$  ad un pozzo a una temperatura superiore  $T_c$  (2-3), e, infine, si espande isentropicamente fino allo stato 4 (con diminuzione della temperatura  $T_E$ )



COEFFICIENTE DI PRESTAZIONE (COP)

$$E_f = \frac{\text{BENEFICIO}}{\text{SPESA}} = \frac{q_E}{|l_w|}$$

1° principio  $q_E - q_c - l_w = 0$

$$q_E - |q_c| + |l_w| = 0$$

2° principio

$$\frac{q_E}{T_E} + \frac{q_c}{T_c} = 0 \Rightarrow \frac{q_E}{T_E} - \frac{|q_c|}{T_c} = 0$$

$$\frac{q_E}{|q_c|} = \frac{T_E}{T_c}$$

$$E_f = \frac{q_E}{|q_c| - q_E} = \frac{q_E/|q_c|}{1 - q_E/|q_c|} = \frac{T_E/T_c}{1 - T_E/T_c}$$

$$= \frac{T_E}{T_c - T_E}$$

Supponiamo che  $T_E = 0^\circ\text{C}$  e  $T_c = 27^\circ\text{C}$

$\neq 0$  perché va fatto in K

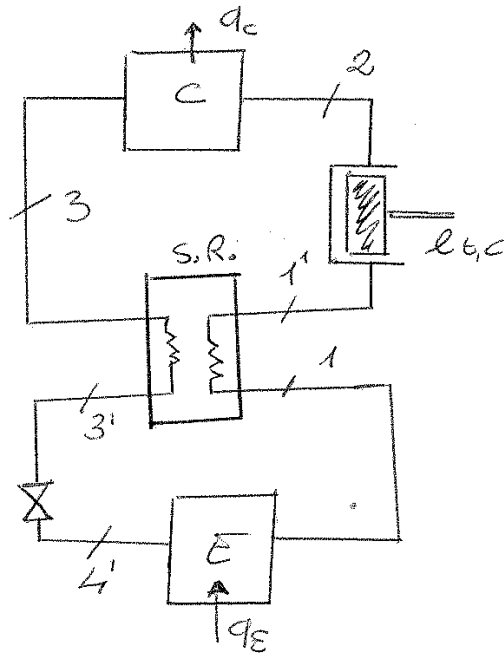
rendimento di un ciclo di Carnot

$$E_f = \frac{1 - \eta_{\text{CAR-DIR}}}{\eta_{\text{CAR-DIR}}} = \frac{1}{\eta_{\text{CAR-DIR}}} - 1$$

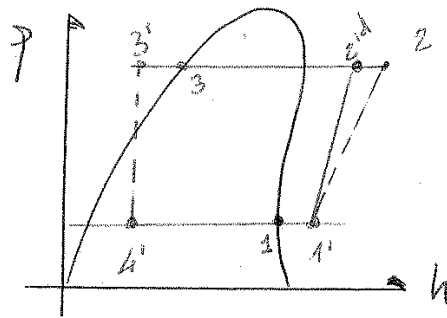
rapporto di calore

$$E_p = \frac{|q_c|}{|l_w|} = 1 + E_f$$

## CONDIZIONE RAFFREDDAMENTO CON RIGENERAZIONE



Traccia il funzionamento sul grafico p-h



spazio 3 verso sinistra  
spazio 4 verso destra

l'area sottesa a 3-3' deve essere uguale all'area sottesa della zona 2-2'

$$\epsilon_f = \frac{h_1 - h_{1'}}{h_2 - h_1}$$

Ai fini del coefficiente di effetto utile la cosa può essere vantaggiosa o meno a seconda del tipo di fluido frigorifero e delle condizioni operative; peraltro la presenza dello scambiatore rigenerativo cautele del pericolo di aspirare liquido nel compressore.

## CICLI FRIGORIFERI A DOPPIA COMPRESSIONE E DOPPIA LATINAZIONE DI VAPORE

Il fluido frigorifero uscente dal condensatore subisce una prima laminazione fino alla pressione intermedia  $p_i$  del separatore del liquido vapore. Il liquido subisce una seconda laminazione fino alla pressione  $p_e$ , produce l'effetto frigorifero nell'evaporatore ed il vapore sviluppato viene aspirato dal primo stadio di compressione che lo inietta nel separatore. Qui il vapore si deumidifica e spese di una frazione di liquido che evapora. Il secondo stadio di compressione aspira