



Corso Luigi Einaudi, 55 - Torino

Appunti universitari

Tesi di laurea

Cartoleria e cancelleria

Stampa file e fotocopie

Print on demand

Rilegature

NUMERO: 736

DATA: 20/10/2013

A P P U N T I

STUDENTE: Romeo

MATERIA: Termodinamica e Trasmissione del Calore +

Esercizi + Temi d'esame

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.**

* Introduzione

- **Scopi della termodinamica:** studiare i fenomeni che riguardano il calore (temperatura) e lavoro (forza); analizzare le problematiche di conversione dell'energia da una forma ad un'altra
- **Energia:** capacità di produrre cambiamento, forza, azione. Interscambio alla materia e può trasferirsi da un corpo ad un altro
L'energia causa l'interazione ed è l'effetto che questa si è avvertita.
- **Criterio classico:** non si fonda su metodi statistici di tipo microscopico ma sull'approccio macroscopico
Adotta l'ipotesi di continuo, introduce "regole comportamentali" per le sostanze coinvolte e impiega l'ipotesi di "omogeneità spaziale".
- **Proprietà termodinamiche:** grandezze fisiche utilizzate per descrivere il comportamento termodinamico di un sistema (temperatura, pressione ecc)
Sono dette indipendenti quelle appartenenti ad un sottosistema costituito da un numero minimo di parametri che descrivono in maniera

• Classificazione di un sistema

In base al tipo di interazione con l'ambiente esterno si hanno tre tipologie:

- + Aperto → scambia massa, calore e lavoro
- + Chiuso → calore e lavoro
- + Isolato → Non avvengono scambi

• Tipologie di superficie del sistema

- + Permeabile
- + Semi-permeabile
- + Impermeabile
- + Rigida (il volume del sistema non varia)
- + Mobile (consentono variazioni del volume)
- + Diatermana (consentono trasferimento del calore)
- + Adiabatiche (non consentono Trasl. del calore)

• Equilibri di un sistema

- + Meccanico → non ci sono scambi di lavoro
- + Termico → " " " " di calore
- + Elettrico → " " " moti relativi delle cariche
- + Chimico → " " " reazioni chimiche o fenomeni di diffusione

Si parla di "equilibrio termodinamico" quando si ha la presenza simultanea di tutte le forme di equilibrio.

Un processo si dice, invece, "reversibile" se

- esiste un processo inverso
- il processo diretto e quello inverso non lasciano tracce nell'universo.

Nel caso in cui le condizioni non siano verificate allora il processo si dice "irreversibile".

* Grandezze indipendenti dal processo

Si muovono dallo stato iniziale e finale della trasformazione. Vengono dette "grandezze di stato" e ammettono forme differenziali di tipo esatto, cioè

$$dY = Y(x + dx) - Y(x)$$

* Quelle che invece dipendono dal processo sono dette "grandezze di scambio"; esse sono desumibili solo dalla conoscenza dell'intero percorso compiuto durante la trasformazione. La loro forma differenziale non è di tipo esatto.

* Temperatura

Si differenzia dal livello termico poiché, quest'ultima, associa un valore quantitativo ed una sensazione sperimentale; invece la temperatura è un valore numerico stabilito da una scala graduata e limitata.

- Scala Termometrica

Detta X la variabile termometrica, è una funzione lineare del tipo: $T = f(x) = a \cdot X$

Per definire la scala termometrica è necessario ricavare la costante a .

- Metodo per ricavare a

Si misura la temp. del ghiaccio in acqua pura fondente a 1 atm (X_g), poi si fa lo stesso per i vapori di acqua pura (X_v) e si ottiene:

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

Con un termometro a gas:

$$\begin{cases} V = \text{costante} \\ P = X \end{cases}$$

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

* Calore

Non è una proprietà dei sistemi materiali (non è intrinseca in essi) ma è un'azione esercitata su essi. Si parla di calore quando avviene uno scambio di energia tra corpi o all'interno di un corpo. È causato da una diff. di temperatura. Lo scambio di calore è sempre associato ad un processo; il calore è quindi una grandezza di scambio!

In meccanica il lavoro si calcola misurando l'intensità e la direzione della forza e dello spostamento, facendone il prodotto scalare.

L'interazione tra due sistemi può avvenire per:

- + contatto diretto (forze applicate in un punto)
- + contatto indiretto o a distanza (gravitazione, magneti)

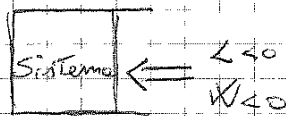
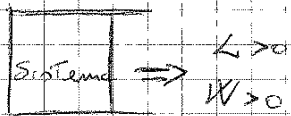
• Lavoro (L) e potenza meccanica (W)

La potenza meccanica misura la rapidità con la quale un sistema scambia lavoro; è una grandezza istantanea.

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

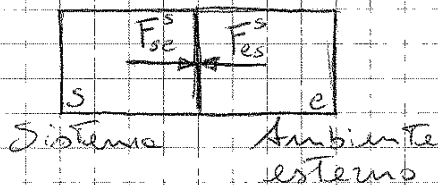
$$L(t) = \int_{t_1}^{t_2} W(t) dt$$

$$L(t) = \int F \cdot ds$$



* Principio di Azione e Reazione

"Per ogni forza di superficie esercitata dall'ambiente esterno su un sistema, esiste una forza di uguale intensità e direzione ma opposta in verso, esercitata dal sistema sull'ambiente esterno"



$$\begin{cases} F^s_{se} = -F^e_{es} \\ L^s_{se} = -L^e_{es} \end{cases}$$

indica superficie cioè forza di contatto

Lavoro scambiato in Δt :

$$L_{es}^s(P) = \int_{t_1}^{t_2} p_e(t) \cdot \frac{dV(t)}{dt} \cdot dt$$

variazione volume del sistema

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

variazione volume ambiente esterno

Se la pressione esterna rimane costante

$$W_{es}^s(t) = -p_e \frac{dV(t)}{dt}, \quad L_{es}^s(P) = -p_e \cdot \Delta V$$

Per cui:

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

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

• Forze a distanza

Si esercitano senza contatto fisico con la superficie, quindi il lavoro e la potenza saranno

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

L'attrito è assente!

Questo tipo di forze ammette il potenziale, per cui:

$$W_{se}^d(t) = \frac{dE_P}{dt}, \quad L_{se}^d(P) = E_P(t_2) - E_P(t_1) = \Delta E_P$$

• Forze gravitazionali

$$W_{se}^d(t) = M(t) \cdot g \cdot \frac{dz(t)}{dt}$$

massa

$$L_{se}^d(P) = g \cdot [M(t_2)z(t_2) - M(t_1)z(t_1)]$$

Se la massa è costante nel tempo:

posizione del sistema

$$W_{se}^d(t) = M \cdot g \cdot \frac{dz(t)}{dt}$$

$$L_{se}^d(P) = M \cdot g \cdot [z(t_2) - z(t_1)] = M \cdot g \cdot \Delta z$$

In formula, l' enunciato viene tradotto come:

$$\begin{cases} L_{es}(P) + L_i(P) = -L_{se}(P) - L_{oe}(P) + L_i(P) = \Delta E_c \\ L_{es}^s + L_{es}^d(P) + L_i(P) = \Delta E_c \end{cases}$$

Da qui si ricava

$$\bullet \underbrace{-W_{se}^s(t) - W_{oe}(t)}_{\text{superficie}} - \underbrace{\frac{dEP}{dt}}_{\text{a distanza}} + \underbrace{W_i^d(t) - W_{ai}(t)}_{\text{interne}} = \frac{dE_c}{dt}$$

$$\bullet -L_{se}^s(P) - L_{oe}(P) - \Delta EP + L_i^d(P) - L_{ai}(P) = \Delta E_c$$

Parte utile del lavoro e della potenza compiuta dal sistema sull'esterno:

$$\begin{aligned} W_{se}^s(t) &= W_t(t) + W_o(t) \\ L_{se}^s(P) &= L_t(P) + L_o(P) \end{aligned} \quad \left\{ t: \text{tecnico, utile} \right\}$$

\downarrow Quota utile Sistema \downarrow Quota non utile Ambiente esterno

Introducendo questi nuovi valori nelle equazioni dell'energia cinetica si ottiene:

$$\begin{cases} * W_i^d(t) = W_o(t) + W_a(t) + W_e(t) + \frac{dEP}{dt} + \frac{dE_c}{dt} \\ L_i^d(P) = L_o(P) + L_a(P) + L_e(P) + \Delta EP + \Delta E_c \end{cases}$$

Oppure

\hookrightarrow non può mai essere negativa

$$\begin{cases} W_i^d(t) = W_o(t) + W_a(t) + \frac{dEP}{dt} + \frac{dE_c}{dt} \\ L_i^d(P) = L_o(P) + L_a(P) + \Delta EP + \Delta E_c \end{cases}$$

poiché: $W_e = W_{oe} + W_{ai}$ e $L_e = L_{oe} + L_{ai}$



Analogamente, per Γ_2 e Γ_3 si ha:

$$\begin{cases} \int \delta L_{sc} = \int_{\Gamma_2} \delta L_{sc} + \int_{\Gamma_3} \delta L_{sc} \\ \int \delta Q = \int_{\Gamma_2} \delta Q + \int_{\Gamma_3} \delta Q \end{cases} \Rightarrow \int_{\Gamma_2} \delta Q + \int_{\Gamma_3} \delta Q = \int_{\Gamma_2} \delta L_{sc} + \int_{\Gamma_3} \delta L_{sc}$$

Sottraendo membro a membro i valori ricavati si ottiene

$$\int_{\Gamma_2} (\delta Q - \delta L_{sc}) = \int_{\Gamma_2} (\delta Q - \delta L_{sc}) = \Delta E$$

Notiamo come questa sia l'equazione tipica della forza conservativa; sono forme diff. esatte nonostante Q e L siano funzioni dipendenti dal percorso!

osservazione

Per qualunque trasformazione Γ tra due stati non coincidenti si ha: $\int_{\Gamma} (\delta Q - \delta L_{sc}) = \Delta E = E_B - E_A$
 $Q - L_{sc} = \Delta E$

E individua un potenziale che in termodinamica prende il nome di "Energia Totale del sistema".

* Energia interna U

Quando si hanno valori nulli degli attriti e di ΔE_p l'eq. del teorema dell'energia cinetica diventa:

$$-L_{sc}(P) + L_i(P) = \Delta E_c$$

Combinando questa con la precedente si ottiene

$$Q - L_{sc} = \Delta E \Rightarrow Q - L_i(P) = \Delta E - \Delta E_c = \Delta U$$

"La differenza tra l'energia totale (E) e l'energia cinetica (E_c) del sistema prende il nome di energia interna (U)!"

L'approccio per lo studio di questi sistemi può essere di due tipi:

- 1) Approccio Lagrangiano: si basa sullo studio del moto dei fluidi osservandoli da un sistema di riferimento fisso.
- 2) Approccio Euleroiano: studia il moto dei fluidi all'interno del sistema stesso, con un sistema di riferimento mobile.

In Termodyn. è preferita la descrizione euleroiana, poiché più adatta a descrivere il comportamento delle macchine. Al fine della descrizione euleroiana è importante fornire una "derivata materiale" delle grandezze estensive.

* Derivata materiale

$$\frac{dX(t)}{dt} = \left[\frac{dX(t)}{dt} \right]_V + \left[\sum_{j=1}^N \pm G_j x_j \right]_{S_c}$$

Portata di massa
↳ $= \frac{X}{m}$

$X(t)$: grandezza estensiva

$\left[\frac{dX(t)}{dt} \right]_V$: velocità di variazione di X nel volume di controllo; in condizioni stazionarie esso si annulla.

$\left[\sum_{j=1}^N \pm G_j x_j \right]_{S_c}$: Contributo delle N portate che attraversano la superficie di controllo.
 x_j è il valore specifico della grandezza estensiva riferita alla massa.
 G_j è positivo se la massa è uscente, negativo se entrante.

• Portata di massa

$G(t)$ è definita come la massa M che attraversa la sezione trasversale in un intervallo di tempo infinitesimo.

senza: $G(t) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left[\frac{M(\Delta t)}{\Delta t} \right] = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left[\frac{M(\Delta t)}{\Delta x} \cdot \frac{\Delta x}{\Delta t} \right]$

Siccome la densità è: $\rho = \frac{M}{V} = \frac{M}{A \cdot \Delta x}$

Possiamo scrivere: $G(t) = [\rho(t) \cdot A(t) \cdot v] \cdot W(t) = \rho(t) \cdot A(t) \cdot |W(t)|$

Ricordando che W_i dipende dalle forze interne, può essere scritta come: $W_i = p \frac{dV}{dt} = W_a$

Inoltre: $\sum_{j=1}^n \pm (pV) G_j = \frac{d(pV)}{dt} = V \frac{dp}{dt} + p \frac{dV}{dt}$

Sostituiamo il tutto nell'equazione precedente e otteniamo:

$$m \left(\frac{p dV}{dt} - W_a \right) = W_t + W_s + \underbrace{\left(V \frac{dp}{dt} + p \frac{dV}{dt} \right)}_{W_{sp}} + \frac{dE_c}{dt} + \frac{dE_p}{dt}$$

$$W_t + W_s + \frac{dE_c}{dt} + \frac{dE_p}{dt} + W_a + V \frac{dp}{dt} = 0$$

↳ cioè che resta della potenza sviluppata dalle forze interne!

Integriamo quest'ultima equazione e otteniamo il lavoro:

$$L_t + L_s + \Delta E_c + \Delta E_p + L_a + \int_{t_1}^{t_2} \left[V(t) \frac{dp(t)}{dt} \right] dt = 0$$

Oppure: $L_t + L_s + \Delta E_c + \Delta E_p + L_a + \int_p V dp$

Dividendo tutta l'equazione per la massa si ottengono i valori specifici:

$$l_t + l_s + \Delta e_c + \Delta e_p + l_a + \int_p v dp = 0$$

La condizione per risolvere l'integrale di linea è che v sia costante (cosa che però non si può sempre avere).

* Equazione di Bernoulli

Un caso particolare dell'equazione sopra scritta è quando il sistema è rigido ($l_a = 0$) e il fluido è incomprimibile ($p = \text{cost}$, $v = \text{cost}$). Da qui si ricava

l'equazione di Bernoulli:

$$\begin{cases} l_t + \Delta e_c + \Delta e_p + l_a + v \Delta p = 0 \\ \Delta e_p + \Delta e_c + \Delta p = -l_t - l_a \end{cases}$$

Nel caso in cui le variazioni di energia siano nulle ($\Delta e_p = 0$ e $\Delta e_c = 0$) e non vi sia attrito ($l_a = 0$), si ricava una uguaglianza ideale tra lavoro tecnico e lavoro delle forze interne:

$$L_t^{id} = - \int_p v dp \quad \text{e} \quad L_i^{id} = \int_p p dV$$

★ Colori specifici

Sono importanti proprietà delle sostanze sulle quali vengono operate trasformazioni termod. in cui varia la pressione o il volume.

Dipendono dalla temperatura e la loro espressione dipende dalle derivate parziali.

$$C_p(T) = \left(\frac{dh}{dT} \right)_{p=\text{cost.}} \quad C_v(T) = \left(\frac{du}{dT} \right)_{v=\text{cost.}}$$

Se invece considero una generica trasformazione, il calore specifico non sarà più una proprietà della sostanza, dipenderà dalla trasformazione, potrà assumere valori da $-\infty$ a $+\infty$ (C_p e C_v solo valori positivi!).

$$C = \frac{dq}{dt} \quad \left\{ \text{è un rapporto, non una derivata} \right\}$$

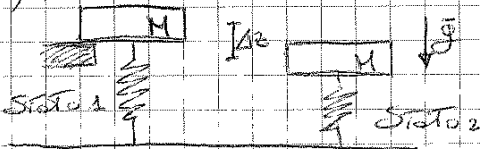
■ Esercitazione 12/10

Per il "principio zero", la temperatura è la proprietà che due corpi hanno in comune se essi si trovano all'equilibrio termod.

- Grandezze estensive sono additive
- Grandezze intensive e specifiche sono invece non addizionabili

Il sistema anglosassone non è decimale.

(2)



Analizzare gli scambi di lavoro e ricavare la costante K

$$\Delta L = \Delta L_U + \Delta L_G + \Delta L_E + \Delta E_C + \Delta E_P$$

$$\Delta L_U + \Delta E_P = 0$$

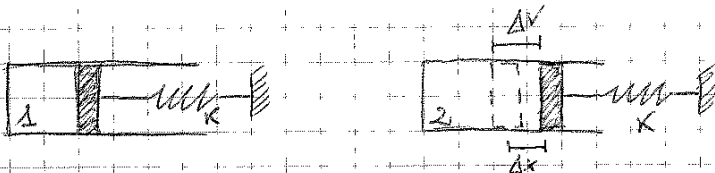
$$\left\{ \begin{aligned} \Delta L_U &= K \frac{\Delta z^2}{2} \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} \Delta E_P &= M g (z_2 - z_1) = M g (z_1 + \Delta z - z_1) = + M g \Delta z \end{aligned} \right.$$

$$K \frac{(\Delta z)^2}{2} = - (-M g \Delta z) \rightarrow K = \frac{2 M g}{\Delta z}$$

Osservazione: se si effettua l'equilibrio delle forze troveremo $M g = K \Delta z$; moltiplicando per Δz si ottiene $M g \Delta z = K \Delta z^2$. Notiamo che le due equazioni non sono uguali, questo perché idealmente il sistema non raggiunge mai l'equilibrio ma continua a malleggiare.

(3)



$$p_e = 1 \text{ atm}$$

$$S = 0,1 \text{ m}^2$$

$$\Delta x = 10 \text{ cm} \rightarrow 0,1 \text{ m}$$

$$98066,5 \text{ Pa}$$

$$K = 150 \frac{\text{KN}}{\text{m}} \rightarrow 150 \text{ 000 } \frac{\text{N}}{\text{m}}$$

$$L_i = ?$$

$$L_e = ?$$

$$L_i = \int_{z_1}^{z_2} p \, dV$$

↓
p(V,T,m)

Questo integrale può essere risolto solo se il sistema è reversibile!

* Trasformazioni di un gas ideale

Si cerca di calcolare lavoro e calore scambiati da un gas ideale conoscendo la trasformazione e il tipo di sistema.

Ipotesizzando $\Delta e_c = \Delta e_p = l_o = l_a = 0$ l'equazione del I principio diventa:

$$\bullet q - l_i = \Delta u \quad (\text{Sistemi chiusi})$$

$$\bullet q - l_o = \Delta h \quad (\text{Sistemi aperti})$$

(1) Isocora [Γ , $v = \text{cost.}$]

Sistema chiuso

$$\begin{cases} \Delta l_i = \Delta l_o + \Delta e_c + \Delta e_p \\ \Delta l_o = 0 \end{cases} \Rightarrow l_i = l_o$$

$$q - l_i = \Delta u \Rightarrow q - \int p \, dv = \Delta u$$

Si come si considerano gas ideali $\Delta u = c_v \Delta T$, inoltre

$$\Delta v = 0 \quad \text{quindi otteniamo} \quad q = c_v \Delta T$$

Sistema aperto

$$q - l_o = \Delta h = c_p \Delta T$$

$$l_o = - \int v \, dp = - v \int_1^2 dp = - v (p_2 - p_1)$$

per avere lavoro tecnico positivo deve essere una pressione finale minore di quella iniziale.

Avremo:

$$q - [-v(p_2 - p_1)] = c_p (T_2 - T_1)$$

$$q + v(p_2 - p_1) = c_p (T_2 - T_1)$$

$$q = c_p (T_2 - T_1) - v(p_2 - p_1)$$

Per i gas ideali vale l'equazione $pV = RT$, quindi:

$$\begin{cases} p_1 v_1 = R T_1 \\ p_2 v_2 = R T_2 \end{cases} \rightarrow v_1 = v_2 \rightarrow q = c_p (T_2 - T_1) - v \left[\frac{R T_2}{v} - \frac{R T_1}{v} \right] =$$

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

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

$$= c_v \Delta T$$

Segue che:

$$+l_{sp} = p_2 v_2 - p_1 v_1 = RT_2 - RT_1 = 0$$

$$+l_i^{id} = \int_p p dv = \int_{v_1}^{v_2} \frac{RT}{v} dv = RT \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v} = RT \ln\left(\frac{v_2}{v_1}\right)$$

$$+l_e^{id} = -\int_{p_1}^{p_2} v dp = -RT \int_{p_1}^{p_2} \frac{dp}{p} = -RT \ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right)$$

Ma sappiamo che $p_2 = \frac{RT_2}{v_2}$ e $p_1 = \frac{RT_1}{v_1}$ con $T_2 = T_1$

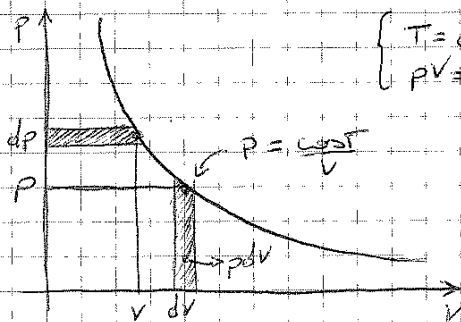
Ne facciamo il rapporto e otteniamo

$$l_e^{id} = -RT \ln\left(\frac{\frac{RT}{v_2}}{\frac{RT}{v_1}}\right) = -RT \ln\left(\frac{v_1}{v_2}\right) = RT \ln\left(\frac{v_2}{v_1}\right)$$

Anche in questo caso abbiamo ottenuto lo stesso valore per sistemi aperti e chiusi!

• Diagramma di Clapeyron

Rappresenta la trasformazione isotermica nella forma di iperbole equilatera



$$\begin{cases} T = \text{cost.} \\ p v = RT = \text{cost.} \end{cases}$$

Affinché abbia un senso fisico, sul diagramma bisogna disegnare solo trasformazioni lineari!

Dagli integrali $l_i^{id} = \int_1^2 p dv$ e $l_e^{id} = \int_1^2 v dp$ ricaviamo i differenziali:

$$\begin{cases} dl_i^{id} = p dv \\ dl_e^{id} = v dp \end{cases}$$

Notiamo allora che i due integrali non sono altro che le aree della parte sottostante alla curva di Clapeyron:

l_i^{id} riguarda alle v e l_e^{id} riguarda alle p .

* Trasformazioni politropiche

Sono trasformazioni del tipo $pV^m = \text{cost.}$

$$m = \frac{C_p - C}{C_v - C} \quad \text{dove } C = \frac{dq}{dT}$$

Al variare di m è possibile descrivere una qualsiasi trasformazione reversibile.

- + $m = 0 \rightarrow C = C_p \rightarrow p = \text{cost.}$ (isobara)
- + $m = \infty \rightarrow C = C_v \rightarrow v = \text{cost.}$ (isocora)
- + $m = 1 \rightarrow C \rightarrow \infty \rightarrow T = \text{cost.}$ (isoterma)
- + $m = \gamma \rightarrow C = 0 \rightarrow pV^\gamma = \text{cost.}$ (adiabatica)
 $q = 0$

Formule alternative

Ricordando che $pV = RT \rightarrow p = \frac{RT}{V}$

$$\frac{RT}{V} V^m = \text{cost.} \Rightarrow T V^{m-1} = \text{cost.}$$

$$\text{Oppure } v = \frac{RT}{p} \rightarrow p \left(\frac{RT}{p} \right)^m = \text{cost.} \rightarrow p^{1-m} (T)^m = \text{cost.}$$

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

• Calore scambiato lungo una politropica

Sistema aperto $\rightarrow q = h_c^{\text{id}} = \Delta h$

$$\Delta h = c_p \Delta T = c_p (T_2 - T_1)$$

$$h_c^{\text{id}} = \int_1^2 v dp = - \int_1^2 v dp$$

$$p_1 v_1^m = p_2 v_2^m = p v^m = \text{cost.}$$

$$p_1 v_1^m = p v^m \rightarrow v = \frac{p_1^{\frac{1}{m}} v_1}{p_2^{\frac{1}{m}}} = p_1^{\frac{1}{m}} v_1 \cdot p^{-\frac{1}{m}}$$

Sostituire il valore nell'integrale: $h_c^{\text{id}} = - \int_{p_1}^{p_2} p_1^{\frac{1}{m}} v_1 \cdot p^{-\frac{1}{m}} dp$

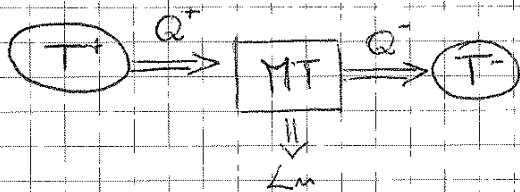
$$h_c^{\text{id}} = - p_1^{\frac{1}{m}} v_1 \int_{p_1}^{p_2} p^{-\frac{1}{m}} dp = - p_1^{\frac{1}{m}} v_1 \left[\frac{p^{-\frac{1}{m} + 1}}{-\frac{1}{m} + 1} \right]_{p_1}^{p_2} = - p_1^{\frac{1}{m}} v_1 \left(\frac{p_2^{-\frac{m-1}{m}} - p_1^{-\frac{m-1}{m}}}{\frac{m-1}{m}} \right) =$$

$$= - \frac{m}{m-1} p_1^{\frac{1}{m}} v_1 \left(p_2^{-\frac{m-1}{m}} - p_1^{-\frac{m-1}{m}} \right) = - \frac{m}{m-1} p_1^{\frac{1}{m}} v_1 p_2^{\frac{m-1}{m}} \left[\left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{m-1}{m}} - 1 \right] =$$

$$= - \frac{m}{m-1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{m-1}{m}} - 1 \right]$$

- **Motori termici**: sono dispositivi progettati e costruiti appositamente per trasformare energia termica in meccanica. Il loro funzionamento è di tipo ciclico: ricevono calore da una sorgente, convertono parte di esso in lavoro e cedono il calore rimanente (non convertito) a un pozzo.

- **Rendimento**: $\eta = \frac{\text{Beneficio}}{\text{Spesa}} = \frac{L_m}{Q^+}$



Per beneficio, si intende il lavoro netto del ciclo. La spesa è il calore fornito al motore termico.

Dal I principio:

$$Q^+ + Q^- = Q^+ - |Q^-| = L_m$$

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

* **Enunciati del II principio**

(1) **Clausius**: "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 temperatura più bassa ad una sorgente a temperatura più alta".

È importante sottolineare come venga specificato "unico effetto"; nella realtà, infatti, esistono macchine in grado di effettuare tale processo (frigoriferi) ma essi devono essere però alimentati!

* Macchina di Carnot

Il ciclo di Carnot è un ciclo reversibile secondo il quale funziona il motore ideale detto motore di Carnot.

È composto da 4 trasformazioni reversibili:

- 1) Compressione adiabatica reversibile
- 2) Espansione isoterma reversibile (viene fornito calore Q^+ da una sorgente)
- 3) Espansione adiabatica reversibile
- 4) Compressione isoterma reversibile (con cessione di calore Q^- ad un pozzo).

Carnot ha anche enunciato due importanti teoremi, conseguenze del ciclo:

- il rendimento di un motore termico irreversibile è sempre inferiore a quello di uno reversibile che operi tra le stesse sorgenti termiche
- i rendimenti di tutti i motori termici reversibili, che operino tra le stesse sorgenti, sono uguali.

Segue allora che il ciclo di Carnot ha il maggior rendimento possibile, lavoro tra due sorgenti termiche costanti ed è indipendente della sostanza utilizzata.

= Rendimento della macchina di Carnot

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

dove $L_m = Q^+ - |Q^-|$

valido solo per Carnot!

Segue inoltre dall'equazione: $\frac{Q^+}{|Q^-|} = \frac{T^+}{T^-}$

★ Entropia

$$dS = \left(\frac{dQ}{T} \right)_{rev} \quad \Delta S = \int_{t_1}^{t_2} \left(\frac{\Phi(t)}{T(t)} \right)_{rev} dt \rightarrow \frac{dS(t)}{dt} = \left(\frac{\Phi(t)}{T(t)} \right)_{rev}$$

Consideriamo il caso di una trasformazione non ciclica, quindi non reversibile

$$\oint \frac{dQ}{T} \leq 0 \Rightarrow \oint \frac{dQ}{T} = \oint dS \rightarrow \Delta S \geq \int_r \frac{dQ}{T}$$

Se il sistema è isolato

↳ variazione di entropia di un sistema

l'entropia non può mai diminuire!

$$\Delta S_{isol} \geq 0 \rightarrow \Delta S_{isol} = S_{irr}$$

Segue che: $\Delta S = \int_r \frac{dQ}{T} + S_{irr}$

S_{irr} è il valore di entropia che si misura nel caso di irreversibilità; se il sistema è reversibile $S_{irr} = 0$.

In generale $S_{irr} \geq 0$.

Otteniamo due equazioni:

$$\Delta S = \int_{t_1}^{t_2} \frac{\Phi(t)}{T(t)} dt + S_{irr} \left[\frac{J}{K} \right] \quad \frac{dS}{dt} = \frac{\Phi(t)}{T(t)} + \sum_{irr} \left[\frac{W}{K} \right]$$

Nel caso in cui il sistema scambia anche massa bisognerà considerare la derivata materiale:

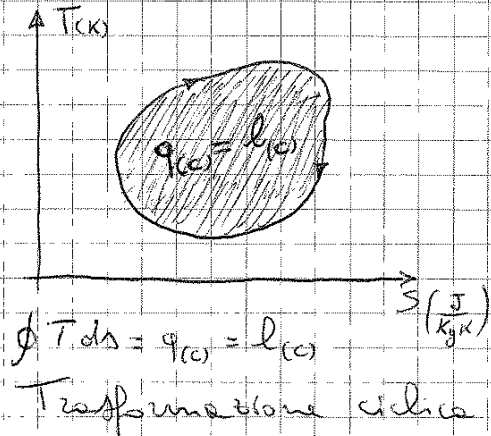
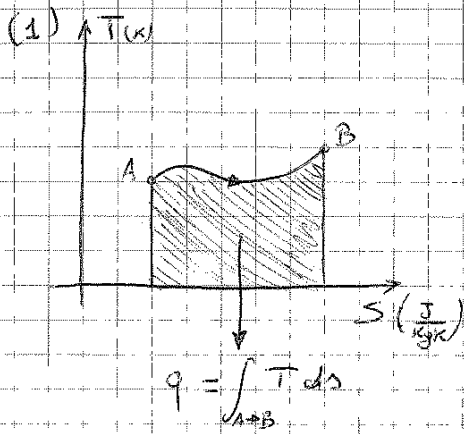
$$\frac{dS}{dt} = \left(\frac{dS}{dt} \right)_{Kc} + \left[\sum_{i=1}^n \pm G_i S_i \right]_{sc}$$

Per il II principio si ottiene anche:

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

↳ "Flusso di entropia generato"

* Diagrammi entropici di Gibbs



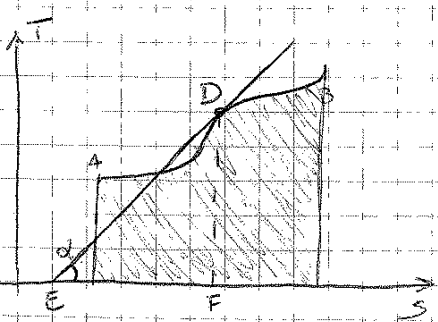
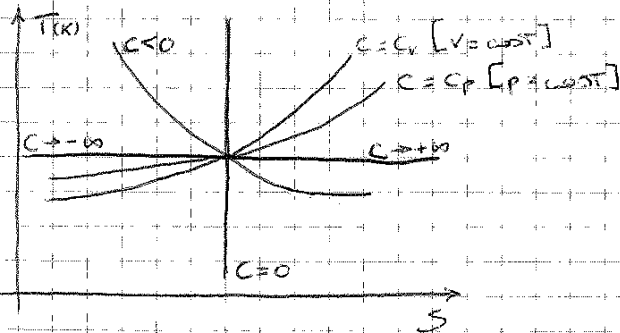
Sono diagrammi di tipo termico, l'area è sempre riferita all'asse delle ascisse (non ha senso considerare l'area rispetto alle temperature!).

(2) Consideriamo le due espressioni dell'entropia

$$I \rightarrow s - s_0 = c_v \ln\left(\frac{T}{T_0}\right) + R \ln\left(\frac{V}{V_0}\right)$$

$$II \rightarrow s - s_0 = c_p \ln\left(\frac{T}{T_0}\right) - R \ln\left(\frac{p}{p_0}\right)$$

Per ogni valore dato di p , v e c_p/c_v si ottiene:



$$\gamma_{\text{loc}} = \frac{DF}{EF} = \left(\frac{dT}{ds}\right)_p$$

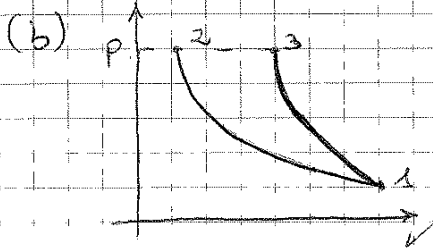
EF ci dà il valore del calore specifico "locale" in D!

$$\begin{cases} \dot{Q} = \dot{W}_t \\ \dot{W}_t = G \dot{h}_t \end{cases} \quad \dot{h}_t = - \int_1^2 v dp = - RT \int_1^2 \frac{dp}{P} = - RT \ln \left(\frac{P_2}{P_1} \right)$$

$$\dot{h}_t = - 296,13 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

$$\dot{W}_t = \dot{Q} = - 14,17 \text{ kW}$$

Questo risultato ci dice che il lavoro è effettuato dall'ambiente sul sistema, infatti è una compressione



$\dot{Q} = 0$ perché il processo è adiabatico
Segue che: $-\dot{W}_t = G(\dot{h}_3 - \dot{h}_1)$

$$dh = c_p dT$$

$$h - h_0 = c_p (T - T_0) \Rightarrow h_3 - h_1 = c_{p3} (T_3 - T_0) - c_{p1} (T_1 - T_0)$$

Per i gas ideali i valori specifici non dipendono dalla temperatura $\Rightarrow c_{p3} = c_{p1} = c_p$

$$-\dot{W}_t = G(h_3 - h_1) = G c_p (T_3 - T_1)$$

$$\begin{cases} p v^\gamma = \text{cost.} \\ v = \frac{RT}{P} \end{cases} \quad P \left(\frac{RT}{P} \right)^\gamma = P^{1-\gamma} T^\gamma = \text{cost.} \Rightarrow \frac{T}{P^{\frac{1-\gamma}{\gamma}}} = \text{cost.}$$

Il composto considerato dall'esercizio è l'azoto, essendo biatomico $\Rightarrow \gamma = \frac{7}{5} \approx 1,4$

$$\begin{cases} T_1 P_1^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} = T_3 P_3^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} \\ P_3 = P_2 \end{cases} \Rightarrow T_3 = T_1 \left(\frac{P_1}{P_3} \right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} = 775 \text{ K}$$

$$\dot{W}_t = G c_p (T_1 - T_3) = - 23,95 \text{ kW}$$

[\dot{h}_t è sempre il area sottesa dal grafico nell'asse delle pressioni]

3.4)

$T_1 = 350^\circ\text{C}$

$T_2 = 400^\circ\text{C}$

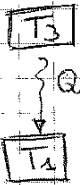
$T_3 = 450^\circ\text{C}$

a) $\Delta S = ? \quad Q = 200 \text{ KJ} \quad 3 \rightarrow 1$

b) $\Delta S = ? \quad Q = 200 \text{ KJ} \quad 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$

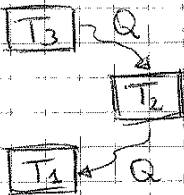
"Termostato" = sistema che scambia calore con l'esterno senza far variare la sua temperatura

(a)



$$S_{irr} = \Delta S = \left(-\frac{|Q|}{T_3} + \frac{Q}{T_1} \right) = \frac{Q}{T_1} \left(1 - \frac{T_1}{T_3} \right) = 0,044 \frac{\text{KJ}}{\text{K}}$$

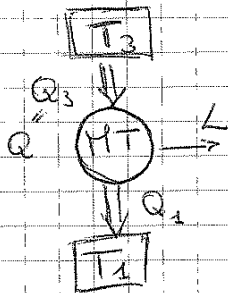
(b)



L'entropia è una funzione di stato e, come tale, dipende solo dallo stato finale e iniziale, cioè significa:

$$S_{irr} = S_{irr} = 0,044 \frac{\text{KJ}}{\text{K}}$$

Si suppone di avere una macchina di Carnot tra 1 e 3



$$\eta_c = 1 - \frac{|Q_1|}{Q_3} = 1 - \frac{T_1}{T_3}$$

$$L = \eta_c Q_3 = \left(1 - \frac{T_1}{T_3} \right) Q_3$$

$$\Delta S = 0$$

$$\frac{|Q_1|}{T_1} = \frac{|Q_3|}{T_3}$$

$$L = T_1 |Q_3| \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_3} \right)$$

È l'entropia che viene scambiata dal processo irreversibile che opera da T_1 a T_3 !

Questo lavoro è nullo poiché l'irreversibilità si "mangia" tutto il lavoro che si può ottenere!



* Energia (o Entalpia) libera di Gibbs

$$g = h - Ts$$

libera indica la disponibilità, possibilità di poter convertire energia

$$dg = dh - dTs - dsT$$

$$dg = \overbrace{Tds + vdp} - Tds - sdT$$

$$(4) dg = vdp - sdT$$

Le 4 forme differenziali esatte specifiche che sono state indicate sono fondamentali per la Termodinamica:

es:

$$1) du = Tds - pdv \rightarrow u = u(s, v)$$

$$2) dh = Tds + vdp \rightarrow h = h(s, p)$$

$$3) df = -pdv - sdT \rightarrow f = f(v, T)$$

$$4) dg = vdp + sdT \rightarrow g = g(p, T)$$

$dz = a(x, y)dx + b(x, y)dy$
 ↓
 Forma differenziale esatta

Una forma diff. è esatta se: $\left(\frac{da}{dy}\right)_x = \left(\frac{db}{dx}\right)_y$

Segue allora che:

$$1) \left(\frac{dT}{dv}\right)_s = -\left(\frac{dp}{ds}\right)_v$$

$$3) -\left(\frac{dp}{dT}\right)_v = -\left(\frac{ds}{dv}\right)_T$$

$$2) \left(\frac{dT}{dp}\right)_s = \left(\frac{dv}{ds}\right)_p$$

$$4) \left(\frac{dv}{dT}\right)_p = -\left(\frac{ds}{dp}\right)_T$$

Da queste 4 formulazioni possiamo ricavare anche una nuova scrittura per i calori specifici

$$C_v \rightarrow du = \left(\frac{du}{ds}\right)_v ds + \left(\frac{du}{dv}\right)_s dv$$

$$C_p \rightarrow dh = \left(\frac{dh}{ds}\right)_p ds + \left(\frac{dh}{dp}\right)_s dp$$

$$\Rightarrow T = \left(\frac{du}{ds}\right)_v = \left(\frac{dh}{ds}\right)_p$$

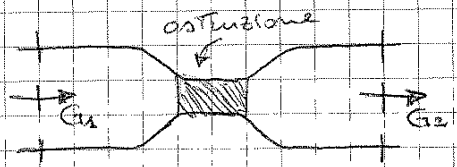
↳ "la temperatura è una pendenza"

Quindi:

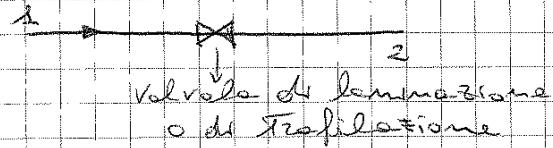
$$C_v = \left(\frac{du}{dT}\right)_v = \left(\frac{du}{ds}\right)_v \cdot \left(\frac{ds}{dT}\right)_v = T \left(\frac{ds}{dT}\right)_v$$

$$C_p = \left(\frac{dh}{dT}\right)_p = \left(\frac{dh}{ds}\right)_p \cdot \left(\frac{ds}{dT}\right)_p = T \left(\frac{ds}{dT}\right)_p$$

- Esempio di utilizzo delle relazioni



Rappresentazione Schematica



Le valvole sono componenti fondamentali per sistemi di refrigerazione

$$\text{I principio} \rightarrow \phi - W_t = \frac{d}{dt} [U + E_c + E_p + p_0 V]_{vc} + \left[\sum_{j=2}^N \pm G_j (h + e_c + e_p)_j \right]_s$$

Ipotesi:

- + Superfici rigide e adiabatiche $\Rightarrow \phi = W_t = 0$
- + Stazionarietà $\Rightarrow \sum G_j = G$
- + $\Delta e_c = \Delta e_p = 0$
- + Condotta orizzontale $\Rightarrow W_1 = W_2$

Ricerchiamo allora: $G(h_1 - h_2) = 0$

Cioè $h_1 = h_2$

Segue che la valvola di laminazione è un sistema che opera ad entalpia costante.

Consideriamo adesso il teorema dell'energia cinetica in un fluido solido: $h_a + \int_a^b v dp = 0 \rightarrow h_b = \int_a^b v dp \geq 0$

Per essere vera l'uguaglianza $h_b = \int_a^b v dp \geq 0$ sempre maggiore di zero bisogna avere allora $p < p_1$, la valvola laminazione determina una caduta di pressione!

Dal I principio, invece, si ricava:

$$s_2 - s_1 = \int_1^2 \frac{dq}{T} + s_{irr} \rightarrow \geq 0$$

C'è allora bisogno che s_2 sia maggiore di s_1 !

* Sostanze pure

+ Fase: identifica una porzione di materia in cui siano omogenee la composizione e le caratteristiche fisiche. Quelle principali sono 3 (solida, liquida e gassosa) ma all'interno di una fase principale la struttura molecolare può variare.

+ Stato di aggregazione: unico per ogni materia che costituisce ogni fase.

[Vedi slide 40, 41, 42.]

° Superficie di stato per una sostanza pura

Sono diagrammi 3D in cui si rappresentano tutti gli stati possibili di una determinata molecola o gas.

Punti importanti sono:

(P) → identifica la condizione di "punto triplo": una caratteristica intrinseca e specifica per ogni sostanza.

(C) → "punto critico": si trova sull'isoterma critica, è il valore appartenente alla curva oltre la quale non è più possibile ottenere lo stato liquido, sia facendo variare V sia P , ma solo gas.

"I cambiamenti di fase che avvengono a pressione costante sono anche a temperatura costante!"

In generale, una sostanza, nel passare da S → L diminuisce la sua densità e aumenta il volume; per l'acqua si ha, invece, proprio il contrario.

■ Esercitazione 24/10

2.4)

$$M_g = 0,1 \text{ Kg}$$

$$Q = ? \quad v_2 = 5 \text{ m/s}$$

$$M_2: \bar{M} = 28 \frac{\text{Kg}}{\text{mol}}$$

$$\gamma = 1,4$$

$$h_2 = 1 \text{ m}$$

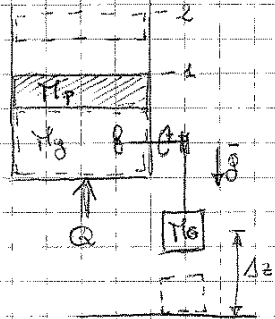
$$S_p = 1 \text{ m}^2$$

$$M_p = 500 \text{ Kg}$$

$$M_G = 12.640 \text{ Kg}$$

$$P_e = 1 \text{ bar}$$

$$T_0 = 25^\circ \text{C}$$



La ventola serve per avere lavoro tecnico!

Svolgimento

$$C_p = \frac{\gamma}{\gamma-1} R = 1039,5 \frac{\text{J}}{\text{KgK}}$$

$$C_v = \frac{1}{\gamma-1} R = 742,5 \frac{\text{J}}{\text{KgK}}$$

$$R = \frac{\bar{R}}{M} = \frac{8314,3}{28} \approx 297 \frac{\text{J}}{\text{KgK}}$$

• Equazione della cons. dell'energia meccanica per il GRAVE

$$L_i = L_f + L_0 + \Delta E_c + \Delta E_p \Rightarrow L_c = -\Delta E_p$$

il grave è fermo all'inizio e fermo alla fine

Il lavoro deve essere positivo poiché è fatto dall'esterno;

$$\text{infatti: } L_G = -M_g g h = -M_g g (z_2 - z_1) \approx 124,0 \text{ KJ}$$

• Eq. della conservazione dell'energia mecc. per il GAS

$$L_i = L_f + L_0 + \Delta E_c + \Delta E_p$$

Avrà il valore già ricavato ma di segno opposto

$$L_{ig} = -L_{Gg} = -124,0 \text{ KJ}$$

Possiamo ricavare il valore di L_i :

$$L_i = L_{tg} + L_o = -88,6 \text{ KJ}$$

Segue così, che il calore fornito è nullo: $Q = \Delta U + L_i = 0$

Verifichiamo se il processo è completamente reversibile

II principio $\Rightarrow S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{dQ}{T} + S_{irr}$

Dobbiamo vedere se S_{irr} si annulla oppure no:

$$S_2 - S_1 = \eta_g (S_2 - S_1)$$

Consideriamo la II espe. per l'entropia:

$$S_2 - S_1 = C_p \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) - R \ln\left(\frac{P_2}{P_1}\right)$$

Si come $T_2 > T_1$ si ottiene un valore maggiore di zero (se fosse stato negativo avremmo avuto un errore di segno o di calcolo).

$$S_2 - S_1 = 163,3 \frac{\text{J}}{\text{K}} \Rightarrow \text{La trasformazione non è reversibile.}$$

3.2) Simile all'esperimento di Joule

$$V_A = 0,2 \text{ m}^3$$

$$H_2: \begin{cases} \rho_{H_2} = 2 \text{ Kg/mol} \\ \gamma = 1,4 \end{cases}$$

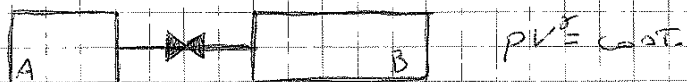
$$P_{1,A} = 12 \text{ bar}$$

$$T_1 = 22^\circ \text{C}$$

$$M_{2,A} + M_{2,B} = M_{H_2}$$

$$P_2, V_2, T_2 = ?$$

$$\Delta S = ?$$



Termicamente isolati = Adiabatici

Stato finale $P_{2,A} = P_{2,B} = P_2$

$$R = \frac{\bar{R}}{M} = 4,157 \frac{\text{J}}{\text{KgK}}$$

Ideal gas in A $\rightarrow M_{H_2} = \frac{P_1 V_{1A}}{R T_{1,A}} \approx 0,1956 \text{ Kg}$

Dall'equazione di stato dei gas perfetti:

$$T_{A,2} = \frac{p_2 V_{A,2}}{R M_{A,2}} \approx 215,6 \text{ K}$$

$$T_{B,2} = \frac{p_2 V_{B,2}}{R M_{B,2}} \approx 361,7 \text{ K}$$

Ricaviamo adesso la variazione di entropia

Il principio su A+B $\rightarrow S_2 - S_1 = \int \frac{\delta Q}{T} + S_{irr}$

$$S_1 = M_{A,2} \left[C_p \ln\left(\frac{T_{A,2}}{T_0}\right) - R \ln\left(\frac{p_2}{p_0}\right) \right]$$

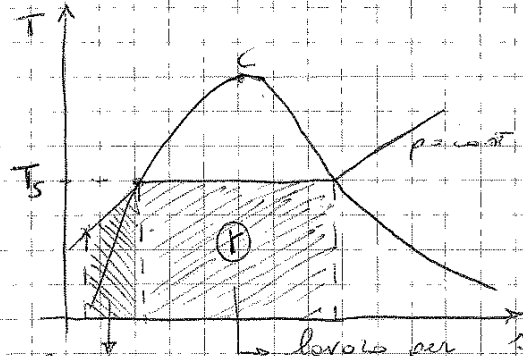
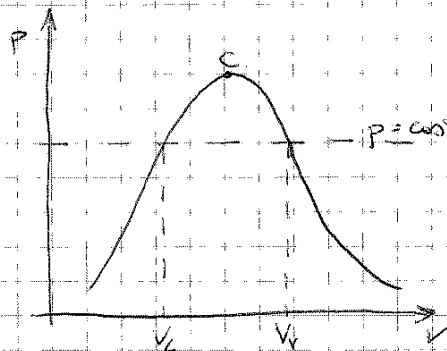
$$S_2 = M_{A,2} \left[C_p \ln\left(\frac{T_{A,2}}{T_0}\right) - R \ln\left(\frac{p_2}{p_0}\right) \right] + M_{B,2} \left[C_p \ln\left(\frac{T_{B,2}}{T_0}\right) - R \ln\left(\frac{p_2}{p_0}\right) \right]$$

$$\Delta S = M_{B,2} \left[\underbrace{C_p \ln\left(\frac{T_{B,2}}{T_{A,2}}\right)}_{>0} - \underbrace{R \ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right)}_{<0} \right] \approx 800 \frac{\text{J}}{\text{K}}$$

La massa di A non ha dato contributo al valore dell'entropia; A è infatti una transf. adiabatica reversibile!



• Diagramma p-v e T-s di Clapeyron



$$\begin{cases} v = (1-x) \cdot v_l + x \cdot v_v \\ h = (1-x) \cdot h_l + x \cdot h_v \\ s = (1-x) \cdot s_l + x \cdot s_v \end{cases}$$

$$x = \frac{v - v_l}{v_v - v_l} = \frac{h - h_l}{h_v - h_l} = \frac{s - s_l}{s_v - s_l}$$

Calore latente q_p di vaporizzazione

Studiamo adesso il comportamento dell'entropia per questi fluidi

$$ds = c_v \frac{dT}{T} + \left(\frac{dp}{dT} \right)_v dv$$

\circ
 poiché per ipotesi $v = \text{cost.}$

Dalla I espressione ricaviamo che anche ds dipende solo dalla temperatura!

$$\text{Se } T = \text{cost} \Rightarrow ds = 0$$

Consideriamo la II espressione

$$ds = c_p \frac{dT}{T} - \left(\frac{dv}{dT} \right)_p dp$$

$$\text{Se } T = \text{cost} \Rightarrow 0 = 0 - \left(\frac{dv}{dT} \right)_p dp$$

$$\text{Cioè } \forall p \rightarrow \left(\frac{dv}{dT} \right)_p = 0$$

Dall'eq differenziale completa dell'entalpia

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

\circ poiché incompressibile

Ricaviamo così che, se s e u (nel caso di un fluido incompressibile) dipendono solo da T allora h dipenderà anche da p !

$$\text{Per } v = \text{cost} \rightarrow h - h_0 = c_p (T - T_0) + v (p - p_0)$$

Dove il riferimento fissato per l'acqua è il punto

$$\text{Triplo: } p_0 = 0,00611 \text{ bar e } T_0 = 0,01^\circ \text{C}$$

$$\text{Per } T = \text{cost} \rightarrow dh = v dp$$

$$\Delta h = v \Delta p \quad \left[\frac{\text{kJ}}{\text{kg}} \right]$$

* Modello reale dei gas

I gas reali si scostano molto dall'idealità soprattutto nelle zone di saturazione e del punto critico.

La relazione che lega le grandezze termodinamiche p , v e T è definita tramite l'equazione viriale.

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

z è il "fattore di compressibilità" ($z=1$ allora il gas è ideale).

Questo valore indica direttamente l'entità della deviazione dal comportamento ideale.

* Legge degli stati corrispondenti

"A parità di temperatura e pressioni ridotte, tutti i gas hanno lo stesso fattore di compressibilità".

Le grandezze ridotte sono:

$$T_R = \frac{T}{T_c} \quad ; \quad p_R = \frac{p}{p_c} \quad ; \quad v_R = \frac{v}{v_c} \quad ; \quad \begin{array}{l} T_R > 2 \\ p_R < 1 \end{array} \rightarrow \text{gas ideale}$$

* Equazioni di Van der Waals

Per avvicinarsi alla realtà, nell'equazione di stato dei gas ideali, bisogna considerare il volume occupato dalle molecole, il "co-volume", e le forze di coesione molecolare. Si ottiene così un'equazione ridotta

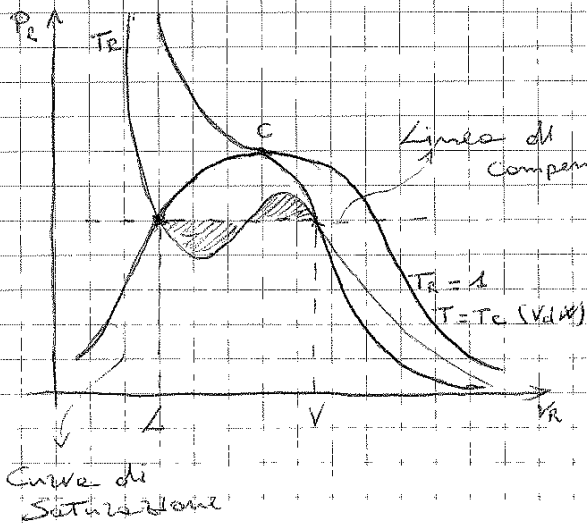
al caso reale:
$$p = \frac{RT}{v-b} - \frac{a}{v^2}$$

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

Dove: b è il co-volume

a è legato alle forze di coesione

Isoterma critica dell'acqua Secondo Van der Waals



I punti limite a destra e sinistra (L e V) con $\omega = \omega_c$ corrispondono ai valori di saturazione della curva limite!

* Potenziali termodinamici secondo Van der Waals

+ Energia interna

Si sa che: $du = c_v dt + \left[T \left(\frac{dp}{dt} \right)_v - p \right] dv$

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

$$\left(\frac{dp}{dt} \right)_v = \frac{R}{v-b} \rightarrow du = c_v dt + \left[\frac{RT}{v-b} - p \right] dv = c_v dt + a \frac{dv}{v^2}$$

Ponendo $u = u_0$, $T = T_0$ e $v = v_0$ e integrando:

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

+ Entalpia

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

Approssimazioni: $\frac{a}{v^2} = \frac{a}{(v-b)v} = \frac{a}{(v-b)RT/p}$

$$p \approx \frac{RT}{v-b} - \frac{ap}{(v-b)RT}$$

$$(v-b) \approx \frac{RT}{p} - \frac{a}{RT}$$

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

$$\left(\frac{dv}{dt} \right)_p = \frac{R}{p} + \frac{a}{RT^2}$$

$$\begin{aligned} dh &= c_p dt - \left[\frac{RT}{p} + \frac{a}{RT} - \frac{RT}{p} + \frac{a}{RT} - b \right] dp \\ &= c_p dt - \left[\frac{2a}{RT} - b \right] dp \end{aligned}$$

* Miscela di gas

Il comportamento termodinamico di una miscela può essere determinato solo in base alla natura e alle proprietà dei singoli componenti.

Definizioni

+ $y_j = \frac{n_j}{n}$ "frazione molare del j-esimo costituente"
 $n \rightarrow$ numero di moli complessive

+ $x_j = \frac{M_j}{M}$ "frazione in massa del j-esimo costituente"
 $M \rightarrow$ massa complessiva

Per lo studio delle proprietà di una miscela si utilizzano due modelli:

- Gibbs - Dalton: ognuno dei componenti è trattato come se occupasse da solo tutto il volume (V) della miscela, alla stessa T .

- Amagat - Leduc: ognuno dei componenti è trattato come se fosse da solo alla temperatura (T) e alla pressione (P) della miscela.

Modello di Gibbs - Dalton

$$\begin{cases} P = \sum_j P_j \\ V = \sum_j V_j \end{cases}$$

Applicando il modello dei gas ideali possiamo ricavare il valore delle pressioni parziali

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

$$P = \sum_j \frac{n_j \bar{R} T}{V} = \frac{\bar{R} T}{V} \sum_j n_j \Rightarrow P = \frac{\bar{R} T}{V} n$$

Facciamo il rapporto

$$\frac{P_j}{P} = \frac{n_j}{n} = y_j$$

$$\sum_j y_j = 1$$

Abbiamo ricavato un'altra espressione per la frazione molare.

- Calori Specifici

Dalle definizioni risulta che:

$$+ C_V = \left(\frac{du}{dT} \right)_V = \frac{d}{dT} \left(\sum_j^N x_j u_j \right) = \sum_j^N x_j C_{V,j}$$

$$+ C_P = \left(\frac{dh}{dT} \right)_P = \frac{d}{dT} \left(\sum_j^N x_j h_j \right) = \sum_j^N x_j C_{P,j}$$

$$+ \gamma = \frac{C_P}{C_V} = \frac{\sum_{j=1}^N \eta_j C_{P,j}}{\sum_{j=1}^N \eta_j C_{V,j}} \quad \text{ERRORE} \Rightarrow \gamma \neq \sum_j^N x_j \gamma_j$$

• **Grado di Saturazione Ψ**

È il rapporto tra l'umidità specifica (x) e quella in condizioni di saturazione (x_s) alla stessa temperatura e pressione totale:

$$\Psi = \frac{x}{x_s} = \frac{0,622 \frac{p_v}{P-p_v}}{0,622 \frac{p_s}{P-p_s}} = \frac{p_v}{p_s} \left(\frac{P-p_s}{P-p_v} \right) \approx \frac{p_v}{p_s}$$

dove $\frac{p_s}{P} \approx \frac{p_v}{P} \ll 1$ ↳ prossimo all'unità

• **Umidità Relativa (U.R.) Ψ**

È il rapporto tra la massa di vapore (M_v) contenuta nel volume di aria umida considerato e la massa di vapore (M_s) contenuta nello stesso volume in condizioni di saturazione:

$$\Psi = \frac{M_v}{M_s} = \frac{\frac{p_v V}{R_v T}}{\frac{p_s V}{R_s T}} = \frac{p_v}{p_s} \approx \Psi$$

Da cui segue che $x = 0,622 \frac{\Psi p_s}{P - \Psi p_s}$

• **Entalpia Specifica dell'aria umida**

È riferita alla sola massa dell'aria secca, in quanto nelle trasformazioni il contenuto dell'aria secca non varia.

$$h_{s+x} = \frac{H}{M_a} = \frac{M_a h_a + M_v h_v}{M_a} = \frac{M_a h_a}{M_a} + \frac{M_v h_v}{M_a} = h_a + x h_v$$

↳ umidità specifica

Equazione dell'energia meccanica

$$L_i = L_i + L_o + \underset{no}{\Delta E_p} + \underset{o}{\Delta E_c}$$

$$\begin{cases} L_o = p_p (V_2 - V_1) \\ L_o = p_o (V_2 - V_1) \end{cases} \rightarrow L_i = (p_p + p_o)(V_2 - V_1) = p_2 \Delta V$$

- I principio

$$Q - L_i = \Delta U$$

$$\Delta U = \gamma g c_v (T_2 - T_1)$$

$$p_2 (V_2 - V_1) = - \gamma g c_v (T_2 - T_1)$$

$$V_1 = \frac{RT_1}{p_1} = 0,0861 \text{ m}^3$$

$$V_2 = \frac{RT_2}{p_2}$$

$$\gamma g c_v (T_2 - T_1) = \frac{p_2 V_2 - p_1 V_1}{\gamma - 1} \quad \left\{ \text{poiché } T_i = \frac{p_i V_i}{\gamma R} \text{ e } c_v = \frac{R}{\gamma - 1} \right\}$$

Segue che

$$p_2 \left(\frac{RT_2}{p_2} - V_1 \right) = \frac{p_1 V_1 + p_2 V_2}{\gamma - 1}$$

$$T_2 = \frac{p_2 V_2 + \frac{p_1 V_1}{\gamma - 1}}{R + \frac{R}{\gamma - 1}} = 261,4 \text{ K}$$

$$L_i = -\Delta U = -\gamma g c_v (T_2 - T_1) = 278 \text{ KJ}$$

Nel caso reversibile

$$T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} = 253,02 \text{ K}$$

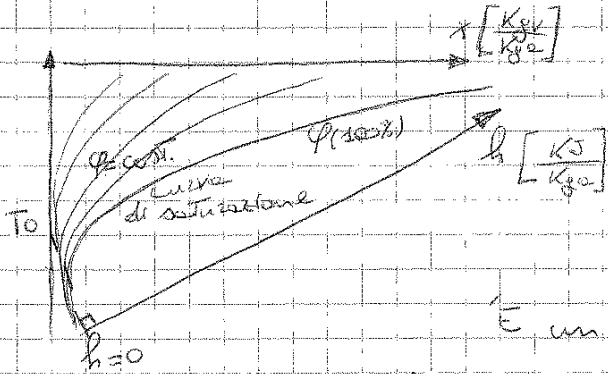
$$L_i = -\Delta U = 338 \text{ KJ}$$

La variazione di entropia, considerando $c_p = \frac{\gamma}{\gamma - 1} R = 1004,15$,

$$\dot{s}: \Delta S = S_{irr} = \gamma g \left\{ c_p \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right) - R \ln \left(\frac{p_2}{p_1} \right) \right\} = 0,328 \frac{\text{KJ}}{\text{K}}$$

* Diagramma psicometrico di Mollier

È un diagramma cartesiano ad assi obliqui; sull'orizzontale si trova l'umidità specifica e sull'asse obliquo è riportata l'entalpia specifica. Sono tracciate altre curve parametriche come le isoterme (NON sono parallele) e quelle ad umidità relativa costante.



Si ipotizza sempre un certo valore di pressione Totale (solitamente al livello del mare).

È un diagramma limitato però, infatti: $T_{max} = 50^\circ C$ e $T_{min} = 0^\circ C$

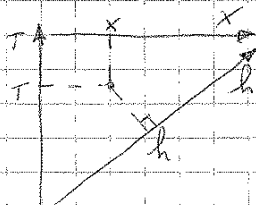
Regola delle fasi considerando la miscela d'aria:

$$NC = 2, NF = 1 \Rightarrow GL = 2 + NC - NF = 3$$

Per questo si mettono a confronto, nel diagramma, T, x e h , per ogni punto.

* Temperature caratteristiche di una miscela

(1) Temperatura a bulbo secco: misura, identifica lo stato termodinamico a cui si trova la miscela



- Bilancio di massa $\rightarrow G_2 = G_0 (x_2 - x_1)$
 \hookrightarrow aria secca
- Bilancio di energia $\rightarrow G_0 (x_2 - x_1) h_c = G_0 (h_2 - h_1)$

$$h_c = \frac{h_2 - h_1}{x_2 - x_1} = \frac{h_2 - h_1}{x_2 - x_1}$$

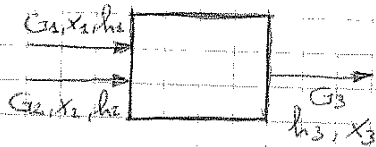
$$h_c = c_{p,c} (T - T_0)$$

$$\hookrightarrow \approx 4,2 \frac{\text{kJ}}{\text{kgK}} \quad \{ \text{Tendenzialmente costante} \}$$

Si come $(h_2 - h_1)$ è molto piccola, questa temperatura è circa uguale a quella del bulbo umido.

* Trasformazioni dell'aria umida

+ Riscaldamento adiabatico



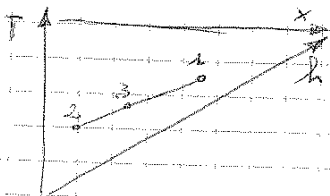
Bilancio di massa

$$G_{0,1} x_1 + G_{0,2} x_2 = G_{0,3} x_3$$

Bilancio entalpico

$$G_{0,1} h_1 + G_{0,2} h_2 = G_{0,3} h_3$$

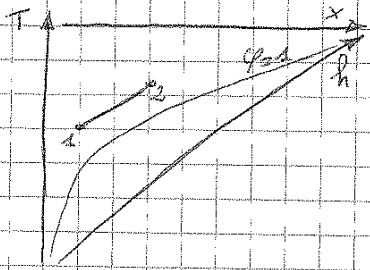
$$\frac{h_1 - h_3}{h_3 - h_2} = \frac{x_1 + x_2}{x_3 - x_2} = \frac{G_{0,2}}{G_{0,1}} = \frac{1-3}{2-3}$$



"Fenomeno della nebbia"

Si ottiene quando si miscelano due portate di aria molto umida a temperature diverse.

+ Umidificazione del vapore d'acqua



$$\Delta \frac{dh}{dx} = \frac{h_2 - h_1}{x_2 - x_1} = h_v$$

↳ Rappresenta l'andamento del segmento

Bilancio di massa

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

Bilancio entalpico

$$G_a (h_2 - h_1) = G_v h_v$$

Questo secondo tipo di umidificazione permette di avere una efficienza migliore rispetto a quello ad acqua.

* Cicli di riferimento per Macchine Termiche a gas

Sono ideali, infatti vengono ipotizzati trascurabili certi effetti.

Si basano sulle 4 politropiche: isocora, isobara, isoterma e adiabatica.

• Tipologie di Cicli

+ Otto: accensione comandata

+ Diesel: accensione spontanea (non comandata)

+ Joule: appartenente ai "motori a deflusso", produce spaziosi MW di potenza.

I primi due sono riferiti a motori alternativi, con sistemi formati da cilindri e pistoni.

Dalle Tabelle, partendo dalla temperatura $T_2 = 150^\circ\text{C}$, si può ricavare il valore pressione di saturazione: $p_s = 4,76 \text{ bar}$.
 Considerando invece la pressione $p_2 = 2 \text{ bar}$, ottengo una temperatura di saturazione pari a $T_{s,2} = 120,23^\circ\text{C}$.
 Questo ci dice che ci troviamo nella zona di vapore surriscaldato (il grafico è giusto).

Dal diagramma di Mollier, incrociando i valori della pressione e temperatura, ricaviamo invece:

$$h_2 \approx 2.770 \frac{\text{KJ}}{\text{Kg}} = h_1 \quad s_2 \approx 7,25 \frac{\text{KJ}}{\text{KgK}}$$

- Stato 1:

Si considerano le Tabelle di saturazione (15 bar non c'è sulla Tabella, si ricorre quindi alla media tra il valore precedente e quello successivo).

$$p_1 = 15 \text{ bar} \Rightarrow T_1(p_1) \approx 198,2^\circ\text{C} \quad \begin{cases} s_{s,l} = 2,3436 \frac{\text{KJ}}{\text{KgK}} \\ h_{s,l} = 844,32 \frac{\text{KJ}}{\text{Kg}} \\ s_{s,v} = 6,4413 \frac{\text{KJ}}{\text{KgK}} \\ h_{s,v} = 2789,75 \frac{\text{KJ}}{\text{Kg}} \end{cases}$$

Da qui verificiamo inoltre che il valore di h_1 è corretto. Deve infatti trovarsi tra i due valori h_l e h_v !

$$h_1 = (1-x_1)h_{s,l} + x_1 h_{s,v} \rightarrow x_1 = \frac{h_1 - h_{s,l}}{h_{s,v} - h_{s,l}} \approx 0,99$$

$$s_1 = (1-x_1)s_{s,l} + x_1 s_{s,v} \approx 6,3994 \frac{\text{KJ}}{\text{KgK}}$$

$$\Delta s = s_2 - s_1 \approx 0,85 \frac{\text{KJ}}{\text{KgK}}$$

ci dice che si trova quasi sulla curva di saturazione

3.3)

$W_t = 75 \text{ W}$

$P_1 = 140 \text{ bar}$

$T_1 = 20 \text{ °C}$

$P_{at} = 7 \text{ bar}$

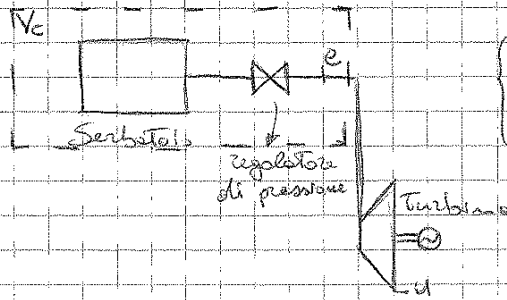
$P_{at} = 1 \text{ bar}$

$V_s = ?$

$P_e = P_c = 7 \text{ bar}$

$Q = ?$

$\dot{S}_{gen} = ?$



$\gamma = 1.4$
 $R = 287 \frac{\text{J}}{\text{kg K}}$

La temperatura è costante

durante il processo, quindi $T_1 = T_2$

Segue che il processo è anche iso-entropico $\rightarrow T_e = 20 \text{ °C}$

$Q - W_t = \Delta H \rightarrow \Phi - W_t = \left(\frac{dU}{dt} \right)_{V_c} + \sum_j \dot{G}_j h_j$

↳ la valvola compie una trasformazione adiabatica
 ↳ Non c'è scambio di lavoro con l'esterno
 ↳ volume di controllo = V_s

Il volume di controllo deve essere scelto in modo tale che i calcoli possano essere i più semplici possibili, si poteva anche considerare l'intero sistema!

Per la scelta fatta di V_c , W_t sarà nulla, poiché è data dal rapporto $\frac{L_t}{G_j}$ e L_t , a sua volta, è nulla poiché il serbatoio non compie lavoro.

$\Phi = \left(\frac{dU}{dt} \right)_{V_c} + G h_e$

$$\Delta u = (M_2 - M_1) c_p (T_2 - T_1)$$

$$M_2 - M_1 = 2,15 \text{ Kg}$$

Il calore fornito sarà:

$$Q = (M_2 - M_1) R T_2 = p_2 V_2 (M_2 - M_1) = 180,9 \text{ KJ}$$

$$\begin{cases} M_1 = \frac{p_1 V_1}{R T_1} \\ M_2 = \frac{p_2 V_2}{R T_2} \end{cases} \rightarrow M_2 - M_1 = \frac{V_2}{R T_2} (p_2 - p_1) \Rightarrow V_2 = 13,6 \text{ l}$$

Per quanto riguarda l'entropia

$$\frac{dS}{dt} = \sum_j \frac{\Phi_j}{T_j} + \sum \text{irr}$$

derivata materiale $\rightarrow \left(\frac{dS}{dt} \right)_{V_2} + \sum_j G_k \Delta x = \sum_j \frac{\Phi_j}{T_j} + \sum \text{irr}$

$$\left(\frac{dS}{dt} \right)_{V_2} + G_k \Delta x = \frac{\Phi}{T_1} + \sum \text{irr}$$

$$\left(\frac{dS}{dt} \right)_{V_2} - \left(\frac{dH}{dt} \right)_{V_2} \Delta x = \frac{\Phi}{T_1} + \sum \text{irr}$$

Integro: $M_2 s_2 - M_1 s_1 - (M_2 - M_1) \Delta x = \frac{Q}{T_1} + S_{\text{irr}}$

$$-M_1 \Delta x + M_2 \Delta x = \frac{Q}{T_1} + S_{\text{irr}}$$

$$M_2 = \frac{p_2 V_2}{R T_2}$$

$$\frac{p_2 V_2}{R T_2} (s_2 - s_1) = \frac{Q}{T_1} + S_{\text{irr}}$$

$$ds = \frac{dh}{T} - \frac{v}{T} dp = \frac{c_p dt}{T} - R \frac{dp}{p}$$

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right) - R \ln \left(\frac{p_2}{p_1} \right)$$

$$\frac{p_2 V_2}{R T_2} \left(-R \ln \frac{p_2}{p_1} \right) - \frac{Q}{T_1} = S_{\text{irr}} \Rightarrow S_{\text{irr}} = 1,33 \frac{\text{KJ}}{\text{K}}$$

L'Entropia dell'ambiente lo si ricava direttamente dal 2° principio:

$$\Delta S_{amb} = \frac{Q}{T_0} = - \frac{nRT_0}{2} \cdot \frac{1}{T_0} = - \frac{nR}{2}$$

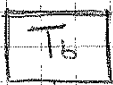
Per l'ambiente è negativo poiché ceduto al sistema

L'Entropia Totale (dell'universo) sarà data dalla somma dei due contributi:

$$\Delta S_{gen} = \Delta S_{sys} + \Delta S_{amb} = nR \left[\ln(2) - \frac{1}{2} \right]$$

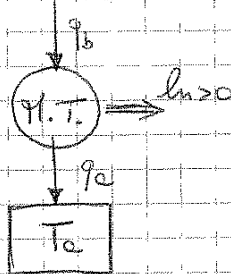
Osserviamo anche in questo esercizio la validità del Teorema di Gouy - Stodola: $L_a = T_0 \cdot \Delta S_{potenza}$
↑
affermato

Rendimento Termico



$T_b > T_a$

$$\eta = \frac{L_a}{Q_b} = \frac{q_a}{q_b}$$

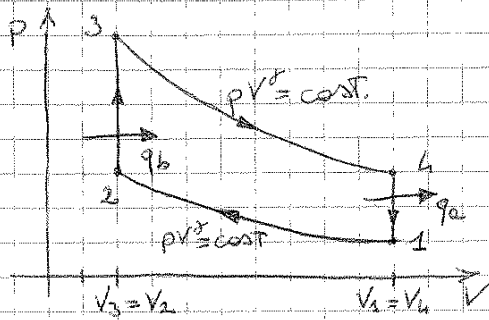


Se considero come superficie di controllo il solo motore termico (M.T.) allora: $q_a < 0$ e $q_b > 0$

Segue che:

$$\eta = \frac{q_b - |q_a|}{q_b} = 1 - \frac{|q_a|}{q_b}$$

Le osservazioni appena fatte ci permettono di ricavare un altro grafico del ciclo.



$$\eta = 1 - \frac{|q_e|}{q_b} = 1 - \frac{C_v |T_4 - T_1|}{C_v |T_3 - T_2|} = 1 - \frac{T_4}{T_2} \left[\frac{\frac{T_3}{T_2} - 1}{\frac{T_3}{T_1} - 1} \right]$$

Trasformazione 1-2: $pv^\gamma = \text{cost}$

$$TV^{\gamma-1} = \text{cost} \rightarrow T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_2^{\gamma-1}$$

$$T_2 = T_1 \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1}$$

“ Rapporto volumetrico di compressione ”

$$r_v = \frac{V_1}{V_2} = \frac{V_1}{V_3} \rightarrow T_2 = T_1 r_v^{\gamma-1} \rightarrow \frac{T_1}{T_2} = r_v^{1-\gamma}$$

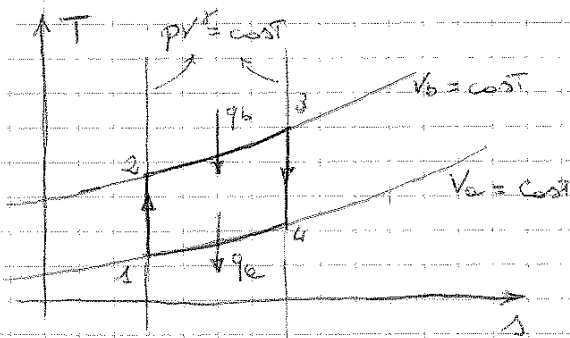
Trasformazione 3-4

$$TV^{\gamma-1} = \text{cost} \rightarrow T_3 V_3^{\gamma-1} = T_4 V_4^{\gamma-1}$$

$$\frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{V_4}{V_3} \right)^{\gamma-1} = r_v^{\gamma-1} \rightarrow \frac{T_3}{T_4} = r_v^{1-\gamma}$$

$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{T_3}{T_4} \Rightarrow T_1 T_3 = T_2 T_4$$

È valido solo per cicli ideali, 4 poliotropiche oppure in caso di cicli con trasformazioni uguali a Coppie.



$$\eta_{\text{otto}} = 1 - \frac{T_4}{T_1} = 1 - r_v^{1-\gamma}$$

Trasformazione 3-4

$$T_3 V_3^{r-1} = T_4 V_2^{r-1}$$

$$T_4 = T_3 \left(\frac{V_3}{V_4} \right)^{r-1} = T_3 \left(\frac{V_3}{V_2} \cdot \frac{V_2}{V_4} \right)^{r-1} \rightarrow T_4 = T_3 \left(\frac{r_c}{r_v} \right)^{r-1}$$

$$T_4 = T_3 r_c^{r-1} \cdot r_v^{1-r}$$

$$= T_2 r_c^r \cdot r_v^{1-r}$$

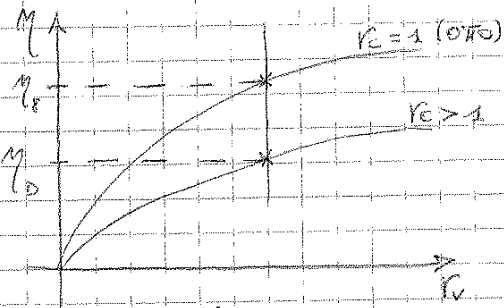
Segue che:

$$\eta_{\text{D}} = 1 - \frac{T_2 r_c^r \cdot r_v^{1-r} - T_3 r_c^{r-1}}{r_c (T_3 r_c - T_2)} = 1 - r_c^{1-r} \left[\frac{r_c^r - 1}{r(r_c - 1)} \right]$$

Per la rappresentazione del ciclo sul diagramma $T-s$, i due cicli si assomigliano, la differenza sta nella trasf. 2-3 che, nel caso del ciclo Diesel, è $p = \text{cost}$ invece di $v!$ Termine aggiunto

Osservazione

$$\lim_{r_c \rightarrow 1} \frac{r_c^r - 1}{r(r_c - 1)} = 1$$

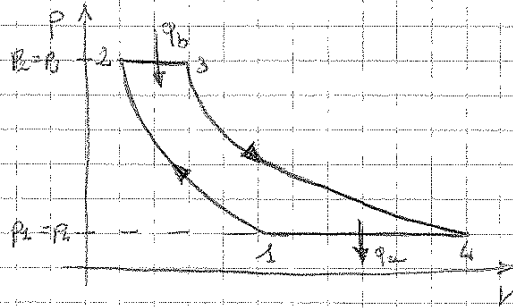
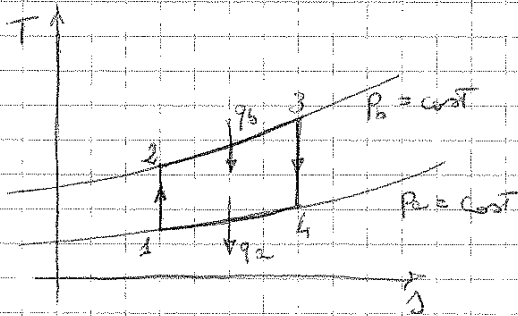


“A parità di r_c il ciclo Otto ha un rendimento più alto”

Nella realtà, però, sono più efficienti i cicli diesel, questo è dovuto principalmente al fatto che il r_c del ciclo diesel può essere

più alto visto che il combustibile è inserito successivamente. I rendimenti dipendono comunque anche dalle proprietà del combustibile utilizzato.

Osserviamo il ciclo nel diagrammi Termodinamici



Ricerchiamo il "rapporto barometrico di compressione"

$$r_p = \frac{p_2}{p_1} = \frac{p_3}{p_4} = \frac{p_2}{p_1}$$

Traffo 1-2

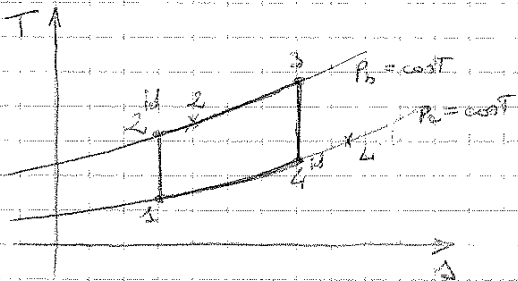
$$p_1 v_1^\gamma = p_2 v_2^\gamma \Rightarrow p_1 \left(\frac{R T_1}{p_1} \right)^\gamma = p_2 \left(\frac{R T_2}{p_2} \right)^\gamma$$

$$p_1^{1-\gamma} T_1^\gamma = p_2^{1-\gamma} T_2^\gamma$$

$$T_1 p_1^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} = T_2 p_2^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} \rightarrow \frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} = r_p^{\frac{1-\gamma}{\gamma}}$$

$$\eta_\sigma = 1 - r_p^{\frac{1-\gamma}{\gamma}}$$

* Effetto delle irreversibilità negli scambi di energia meccanica



Le temperature T_2 e T_3

sono quelle che vogliamo mantenere sempre costanti.

Nella realtà, esse sono effetto

irreversibilità temp. limite:

$$T_2 = T_{min} (aria)$$

$$T_3 = T_{max} (fusione dei componenti)$$

Per le irreversibilità, nella realtà:

$$T_2 > T_2^{id}$$

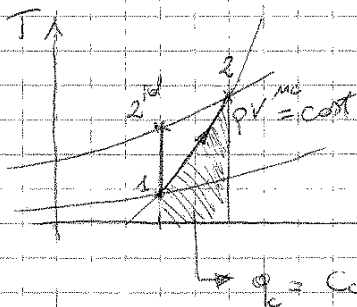
$$T_4 > T_4^{id}$$

• Semplificazioni

Si cercano alternative trasformazioni per spostarsi più facilmente e velocemente dallo stato 1 allo stato 2.

Si ricorre così a processi reversibili di trasformazioni politropiche!

+ Compressione, caso reale



$$p v^{m_c} = \text{cost.} \rightarrow p_1 v_1^{m_c} = p_2 v_2^{m_c}$$

$$T_1 p_1^{\frac{1+m_c}{m_c}} = T_2 p_2^{\frac{1+m_c}{m_c}}$$

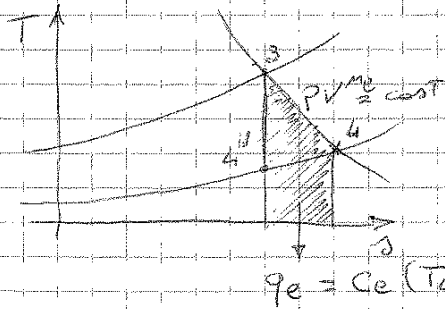
$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{1+m_c}{m_c}}$$

dove $m_c = \frac{c_p - c_v}{c_v - c_v}$

Confrontando i due grafici, nel caso reversibile e non, notiamo che l'area sottesa è diversa: nel caso della politropica manca un "triangolino" d'area.

1-2_{id}-2 è detto "lavoro perso per contro-recupero"

+ Espansione, caso reale



Questa volta è presente un triangolino in più. Una parte del lavoro dissipato per attriti interni è recuperata durante l'espansione (durante l'espansione).

Questo lavoro in più è detto "lavoro guadagnato per recupero".

• Cicli rigenerativi

- Stirling: 2 isoterme + 2 isocore
- Ericsson: 2 isoterme + 2 isobare

Questi cicli mettono in atto una tecnica detta di "rigenerazione": viene trasferita una quantità di energia termica all'interno del ciclo dall'esterno. Permette, così, di ottenere (teoricamente) un rendimento simile a quello di Carnot.

È realmente un ciclo a combustione esterna, utilizza gas nobili e sfrutta qualsiasi tipo di calore.

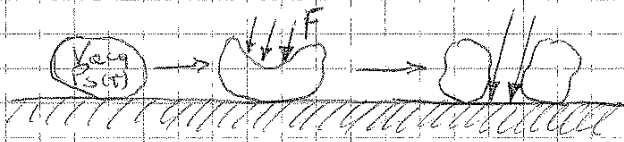
Le difficoltà di realizzazione del ciclo Stirling sono dovute alla costruzione di un rigeneratore efficiente e di dimensioni contenute.

* Cicli diretti a vapore

Macchine motrici che utilizzano energia termica per produrre energia meccanica. Utilizzano come fluido il vapore acqueo o acqua nello stato di trasformazione.

L'effetto della cavità fa sì che il fluido in T passi ad una pressione più bassa e vaporizzi localmente (creazione di una bolla).

All'esterno sono presenti delle forze di pressione che agiscono (sono più elevate della pressione dentro la bolla) rompendo la bolla o frammentandola, creando un flusso tra le due parti ad alte velocità (si creano anche onde d'urto) e infine, erodono la superficie -
 È un fenomeno da evitare!



Sotto questo punto di vista il ciclo di Carnot non è ideale!

$$\eta_c = \frac{Q_c}{Q_b} = \frac{Q_b - |Q_c|}{Q_b} = 1 - \frac{|Q_c|}{Q_b} = 1 - \frac{(s_u - s_c) T_c}{(s_b - s_c) T_b}$$

$$= 1 - \frac{T_c}{T_b}$$

Siccome il ciclo di Carnot non si realizza nella realtà, come abbiamo visto, bisogna trovare un altro ciclo per la produzione di calore.