

Fisica

Leonello Servoli

Leonello.servoli@pg.infn.it

Tel.: 0039-348-3345847

<http://www.fisica.unipg.it/~servoli>

| | | |
|--------------------|-----------|--|
| 8 novembre | 5 | |
| 11 novembre | 6 | |
| 15 novembre | 7 | |
| 29 novembre | 8 | |
| 6 dicembre | 9 | |
| 9 dicembre | 10 | |
| 13 dicembre | 11 | |
| 20 dicembre | 12 | |

CALORI SPECIFICI E GAS PERFETTI

Il calore specifico di solidi e liquidi viene dato con un unico valore:

Alluminio: 900 J/kg C°

Rame: 390 J/kg C°

Legno: 1700 J/kg C°

Nei gas il volume può cambiare molto, mentre nei solidi e liquidi Pochissimo.

Quindi per i gas invece si danno DUE valori a seconda che il calore venga fornito a **Volume Costante** o a **Pressione Costante**:

Ossigeno: 0.218 0.155

Elio: 1.15 0.75

Azoto: 0.248 0.177

CALORI SPECIFICI E GAS PERFETTI

Quantità di calore che bisogna fornire ad una mole di gas perfetto per far aumentare la sua temperatura di un grado.

$$L = Q - \Delta U$$

$$L = 0 \Rightarrow Q = \Delta U = \frac{3}{2}nR\Delta T$$

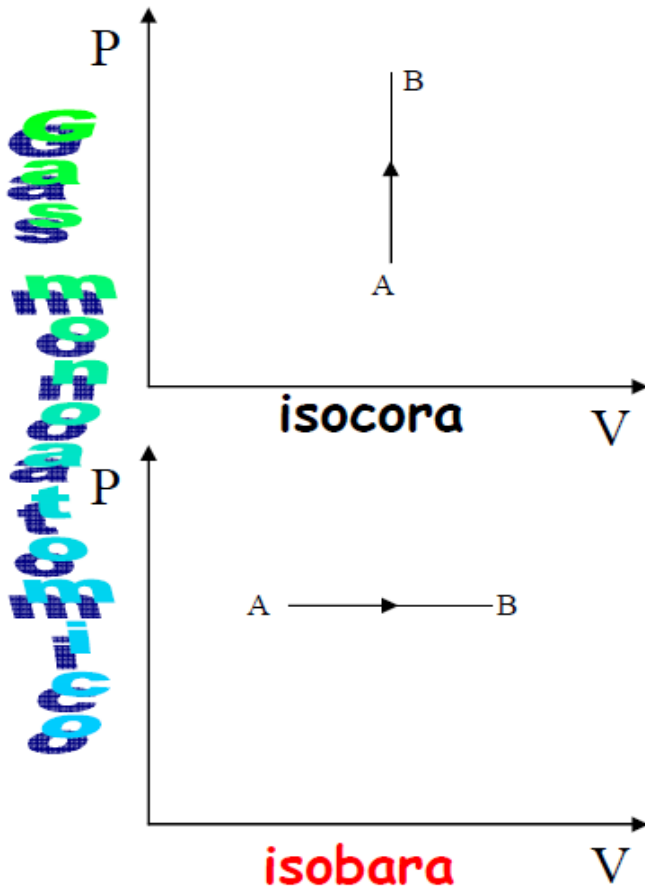
$$C_V = \frac{3}{2}R$$

$$L = Q - \Delta U$$

$$L = P\Delta V \text{ e } PV = nRT \Rightarrow L = nR\Delta T$$

$$Q = L + \Delta U = nR\Delta T + \frac{3}{2}nR\Delta T$$

$$C_P = R + \frac{3}{2}R = R + C_V$$



TRASFORMAZIONI TERMODINAMICHE

| TRASFORMAZIONE | L | Q | ΔU |
|---------------------------------------|---|---|----------------|
| ISOCORA ($V = \text{costante}$) | 0 Calc | $nC_V\Delta T$ | $nC_V\Delta T$ |
| ISOBARA ($P = \text{costante}$) | $P\Delta V$ Calc | $nC_P\Delta T$ Calc | $nC_V\Delta T$ |
| ISOTERMA ($T = \text{costante}$) | $nRT \ln\left(\frac{V_{finale}}{V_{iniziale}}\right)$ Calc | $nRT \ln\left(\frac{V_{finale}}{V_{iniziale}}\right)$ | 0 Calc |

$$L = Q - \Delta U$$

ESERCIZIO

Consideriamo una massa m di acqua liquida che bolle, a pressione atmosferica P , trasformandosi completamente in vapore. Indicando con C il calore latente di ebollizione e sapendo che il volume passa da $V_{iniziale}$ a V_{finale} calcolare:

- il lavoro L compiuto;
- il calore Q scambiato;
- la variazione ΔU di energia interna.

Per il lavoro L possiamo scrivere $L = \int_{V_{iniziale}}^{V_{finale}} P dV$

e poiché la pressione è costante, avremo

$$L = \int_{V_{iniziale}}^{V_{finale}} P dV = P \int_{V_{iniziale}}^{V_{finale}} dV = P(V_{finale} - V_{iniziale})$$

come si vede il lavoro è positivo e quindi fatto dal sistema sull'ambiente

ESERCIZIO cont..

Per il calore scambiato Q , poichè siamo in presenza di una trasformazione di stato, possiamo scrivere

$$Q = Cm$$

come si vede il calore è positivo, cioè è assorbito dal sistema.

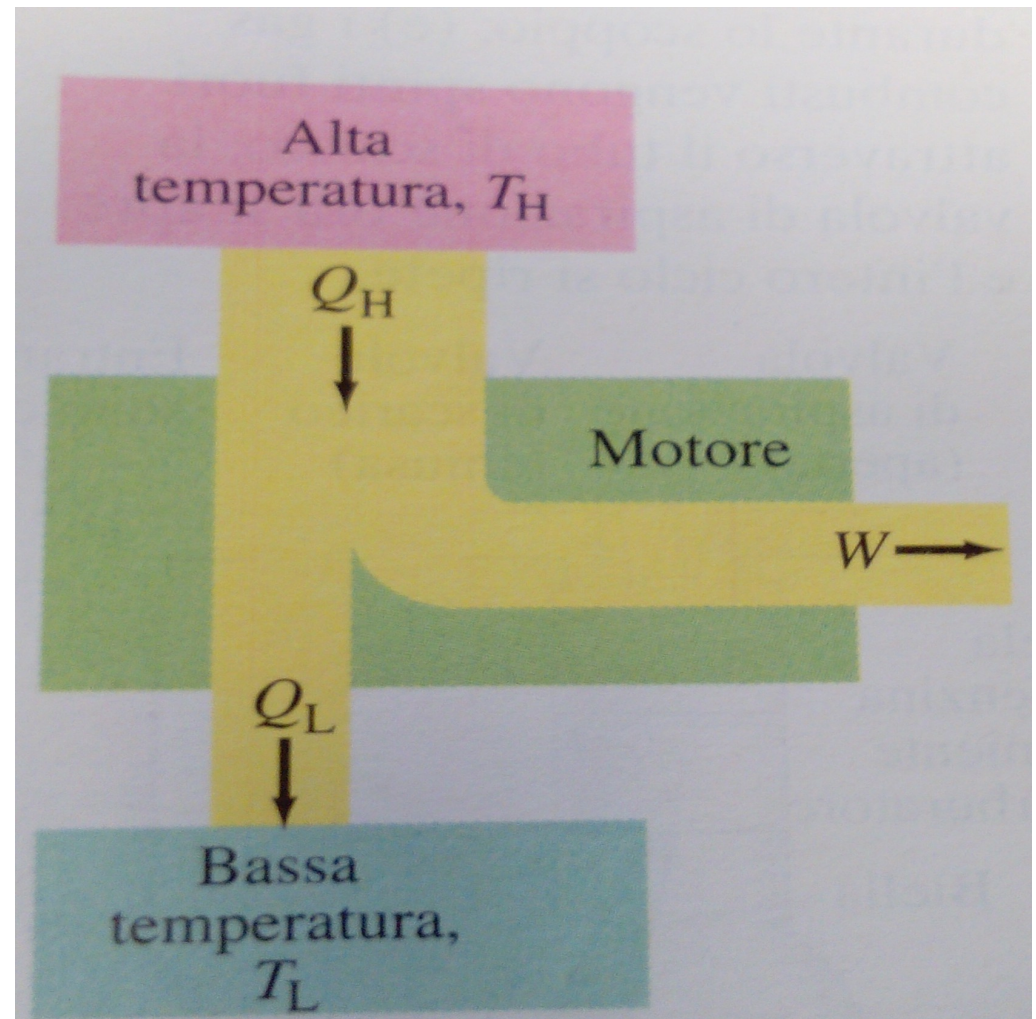
Per la variazione di energia interna ΔU possiamo usare il Primo Principio della Termodinamica e quindi avremo

$$\Delta U = Q - L = Cm - P(V_{finale} - V_{iniziale})$$

SECONDO PRINCIPIO TERMODINAMICA

Una macchina termica è un sistema per convertire energia termica (calore) in energia meccanica.

Calore che passa da una sorgente ad alta temperatura ad una a bassa temperatura.



SECONDO PRINCIPIO TERMODINAMICA(1)

Il Primo Principio della Termodinamica dice che non è possibile ottenere lavoro utile da una macchina termica alla quale non venga fornita energia.

$$\Delta U = 0$$

$$L = Q$$

Una macchina termica deve essere basata su di un ciclo termodinamico



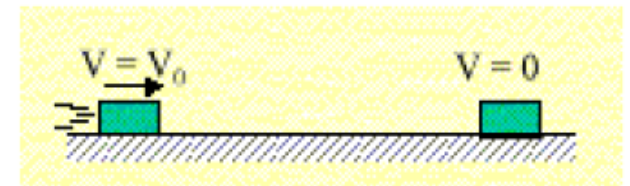
Alla fine del ciclo lo stato del sistema deve essere quello iniziale

$$\text{Se } Q = 0 \Rightarrow L = 0$$

SECONDO PRINCIPIO TERMODINAMICA(2)

Il **primo principio della termodinamica** non pone alcun limite alla conversione del lavoro in calore e viceversa. In un processo termodinamico è possibile avere come risultato la conversione del lavoro in calore come anche del calore in lavoro (conservazione dell'energia). È possibile convertire lavoro in calore senza alterare lo stato termodinamico del sistema, come ad esempio:

Sistema = blocco che scivola su un piano con attrito;



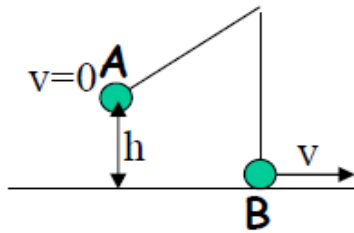
riserva di calore = aria

Il lavoro della forza di attrito aumenta l'energia interna del blocco e del piano di scorrimento. Si sviluppa un flusso di calore da essi verso l'aria dell'ambiente. Il sistema blocco-piano di scorrimento ritornano nello stato termodinamico iniziale.

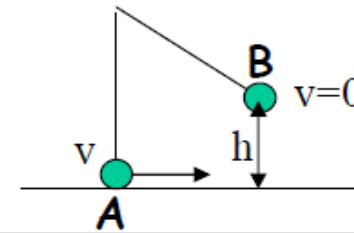
SECONDO PRINCIPIO TERMODINAMICA(3)

Si osservano fenomeni nei quali l'energia potenziale diventa tutta cinetica

$$E_{\text{potenziale}} \Rightarrow E_{\text{cinetica}}$$



$$E_{\text{cinetica}} \Rightarrow E_{\text{potenziale}}$$



Si osservano fenomeni nei quali un corpo freddo, che si muove con velocità v , si ferma per attrito aumentando la propria temperatura

$$L \Rightarrow Q$$



Non si osservano fenomeni nei quali un corpo caldo fermo, si raffredda ed inizia a muoversi con velocità v

$$Q \Rightarrow L$$



SECONDO PRINCIPIO TERMODINAMICA(4)

William Thompson (1824-1907), più noto come **Lord Kelvin** utilizzando i lavori di **Joule** e **Sadi Carnot (1796-1832)** formula il

II Principio della Termodinamica

**Questo principio ha
quattro
diverse formulazioni (tutte equivalenti)**

SECONDO PRINCIPIO TERMODINAMICA(5)

La formulazione di Kelvin:

è impossibile realizzare una trasformazione il cui unico risultato sia quello di trasformare in lavoro tutto il calore estratto da una sola sorgente a temperatura costante (termostato).

ESPANSIONE ISOTERMA: $\Delta U=0 \rightarrow L=Q$

**Il gas si è espanso e
quindi ha cambiato stato!**

SECONDO PRINCIPIO TERMODINAMICA(6)

La formulazione di Clausius:

è impossibile realizzare una trasformazione il cui unico risultato sia quello di far passare il calore da una sorgente più fredda ad una più calda.

FRIGORIFERO: gas compresso si espande sottraendo calore dai corpi contenuti nella macchina.

**Il gas si è espanso e
quindi ha cambiato stato!**

KELVIN \leftrightarrow CLAUSIUS (1)

FALSO KELVIN

Da una sorgente a temperatura T_1 si toglie del calore Q_1 e lo trasformiamo interamente in lavoro L_1 . A sua volta, per attrito, è possibile trasformare L_1 interamente in calore e quindi trasferire quest'ultimo ad un termostato a temperatura T_2 con $T_2 > T_1$.

Abbiamo quindi, senza nessuna altra modifica, trasferito del calore da una sorgente fredda ad una calda.

FALSO CLAUSIUS

KELVIN \leftrightarrow CLAUSIUS (2)

FALSO CLAUSIUS

Supponiamo di avere due sorgenti a temperature T_1 e T_2 con $T_2 > T_1$. Togliamo una quantità di calore Q_2 da T_1 e la trasferiamo a T_2 . A questo punto togliamo Q_2 da T_2 ed una parte di esso (Q_1) la cediamo a T_1 e con l'altra facciamo un lavoro L .

Il termostato a temperatura T_2 è come se non partecipasse al processo perché prima riceve Q_2 e poi lo cede. Il termostato a temperatura T_1 fornisce Q_2 e riceve Q_1 , quindi cede $\Delta Q = Q_2 - Q_1$.

Abbiamo quindi, senza nessuna altra modifica, trasformato ΔQ , prelevato da un solo termostato, interamente in lavoro L .

FALSO KELVIN

DEFINIZIONE TERMODINAMICA DELL'ENTROPIA (1)

Il secondo principio definisce una nuova *funzione di stato*:
l'**entropia**.

$$dS \geq \frac{\delta Q}{T} \quad [S] = J \text{ } ^\circ K^{-1}$$

Il segno di eguaglianza vale per trasformazioni REVERSIBILI.

$$\Delta S_{AB} = S_B - S_A = \int_A^B \frac{\delta Q}{T} \leftarrow \text{reversibile}$$

L'entropia è una variabile di stato e dipende sola da A e B.

Se il sistema è isolato termicamente ($Q=0$, *trasformazione adiabatica*) allora

$$\Delta S \geq 0$$

l'entropia di un sistema isolato non può diminuire.

DEFINIZIONE TERMODINAMICA DELL'ENTROPIA (2)

Limitiamoci al caso reversibile: per la variazione di entropia abbiamo

$$\Delta S_{AB} = \int_A^B \frac{\delta Q}{T}$$

Dal Primo Principio della Termodinamica in forma differenziale possiamo scrivere

$$\delta Q = PdV + c_V dT = RT \frac{dV}{V} + c_V dT$$

e quindi, in generale, per la variazione di entropia ΔS_{AB} avremo

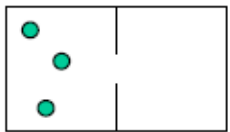
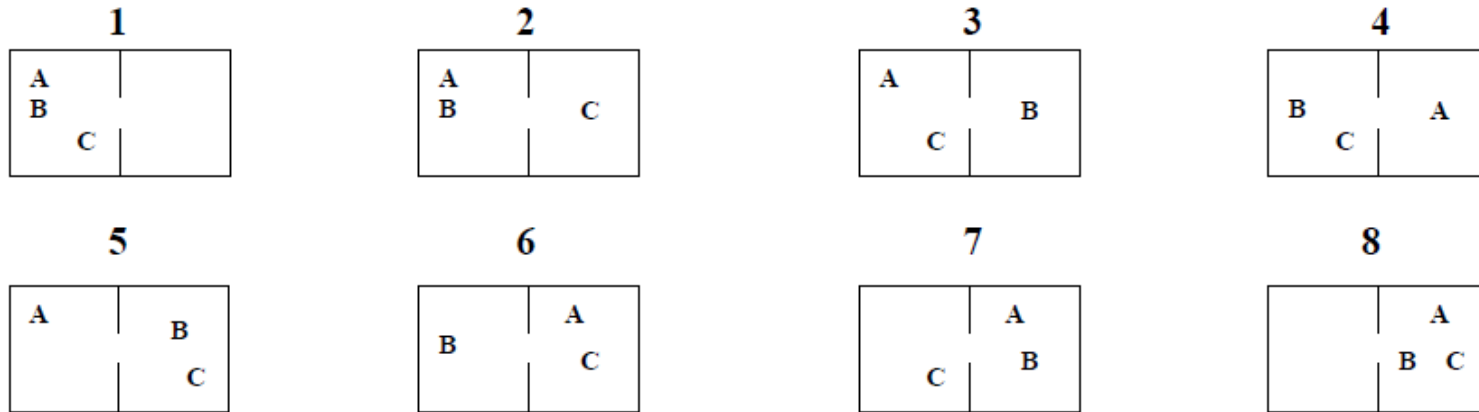
$$\Delta S_{AB} = R \int_{V_A}^{V_B} \frac{dV}{V} + c_V \int_{T_A}^{T_B} \frac{dT}{T}$$

DEFINIZIONE STATISTICA DELL'ENTROPIA(1)

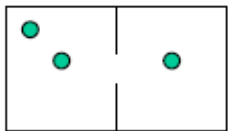
Un macrostato di un sistema termodinamico è definito da P , V e T , ma ad ogni macrostato possono corrispondere più microstati.

Si definisce *grado di disordine* di uno stato termodinamico il numero W di microstati ad esso corrispondenti.

ESEMPIO



➔ solo 1 quindi $P=1/8$ $W=1$



➔ 2,3 e 4 quindi $P=3/8$ $W=3$

Lo stato termodinamico più probabile è quello con grado di disordine W maggiore.

DEFINIZIONE STATISTICA DELL'ENTROPIA(2)

La probabilità di realizzazione di un sistema termodinamico è

$$P(W) = \frac{W}{W_0}$$

dove W_0 sono tutti i possibili stati microscopici.

Si definisce entropia del sistema

$$S = K \ln \left(\frac{W}{W_0} \right) = K \ln P(W)$$

ENTROPIA

L'entropia si può pensare come la misura di quanto un sistema sia vicino allo stato di equilibrio, o in modo equivalente come la **misura della probabilità di realizzazione di un sistema.**

Il secondo principio afferma che l'entropia di un sistema isolato non può diminuire. Pertanto, quando un sistema isolato raggiunge una configurazione di massima entropia non può subire trasformazioni: ha raggiunto l'equilibrio.

SECONDO PRINCIPIO TERMODINAMICA(7)

A causa della sua validità universale, il secondo principio pone dei limiti a quello che può accadere in qualunque processo.

Infatti il secondo principio determina quali sono i processi che possono accadere, mentre il primo principio si "limita" ad affermare che, all'interno di quei processi, il bilancio energetico deve andare in pareggio!

SECONDO PRINCIPIO TERMODINAMICA(8)

MICRO  MACRO

La definizione statistica dell'entropia fa corrispondere l'equilibrio macroscopico alla distribuzione energetica realizzata dal massimo numero di configurazioni microscopiche, esprimendo l'entropia in funzione di tale numero.

Di conseguenza, è possibile interpretare quantitativamente la seconda legge della termodinamica in termini probabilistici: come una legge, cioè, che afferma **la schiacciante prevalenza del passaggio spontaneo da stati meno probabili a stati più probabili (o anche da stati più "ordinati" a stati più "disordinati"), fino a raggiungere la distribuzione di equilibrio.**

ΔU per trasformazioni isoterme

$$\Delta U = nC_V\Delta T \quad \Delta T = 0$$

$$\Delta U = 0$$

L per trasformazioni **isocore**

$$L = \int_{V_{Iniziale}}^{V_{Finale}} P dV \quad \Delta V = 0$$

$$L = 0$$

L per trasformazioni isobare

$$L = \int_{V_{Iniziale}}^{V_{Finale}} P dV \quad P = \text{costante}$$

$$L = P \int_{V_{Iniziale}}^{V_{Finale}} dV = P(V_{Finale} - V_{Iniziale}) = P\Delta V$$

Q per trasformazioni isobare

$$L = P\Delta V \quad \Delta U = nC_V\Delta T \quad PV = nRT$$

$$Q = L + \Delta U = nR\Delta T + nC_V\Delta T =$$

$$= (R + C_V)n\Delta T = nC_P\Delta T$$

L per trasformazioni isoterme

$$L = \int_{V_{Iniziale}}^{V_{Finale}} P dV \quad PV = nRT = \text{costante}$$

$$L = \int_{V_{Iniziale}}^{V_{Finale}} P dV = \int_{V_{Iniziale}}^{V_{Finale}} \frac{nRT}{V} dV =$$

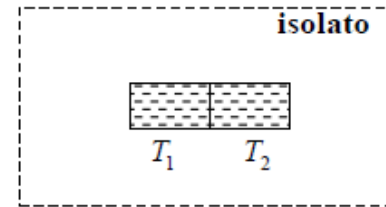
$$= nRT \int_{V_{Iniziale}}^{V_{Finale}} \frac{1}{V} dV = nRT [\ln(V_{Finale}) - \ln(V_{Iniziale})] =$$

$$= nRT \ln \left(\frac{V_{Finale}}{V_{Iniziale}} \right)$$

SECONDO PRINCIPIO TERMODINAMICA(9)


I processi irreversibili sono la realizzazione pratica dei teorici processi reversibili oppure esistono processi **teoricamente** irreversibili?

Passaggio del calore (conduzione) fra due corpi (per semplicità stessa massa e stesso calore specifico) uno a temperatura T_1 ed uno a T_2 con $T_1 > T_2$.



$$T_1 \rightarrow T_1 - dT$$
$$T_2 \rightarrow T_2 + dT$$

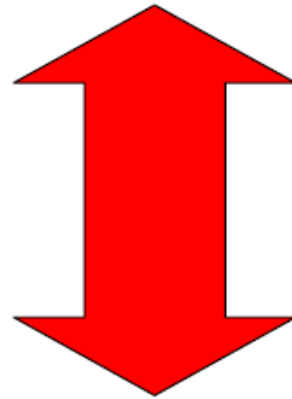
Ipotesi di reversibilità

$$dS_1 = -mC \frac{dT}{T_1}$$

$$dS_2 = mC \frac{dT}{T_2}$$

irrimediabilmente
irreversibile

$$dS = dS_1 + dS_2 = mCdT \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right) > 0$$

L'entropia dell'Universo (sistema isolato) aumenta sempre.



L'Universo evolve verso uno stato a grado di disordine maggiore, cioè verso macrostati più probabili.

Consideriamo l'espansione isoterma reversibile di una mole di gas perfetto dal volume V_A al volume $V_B = 2V_A$.

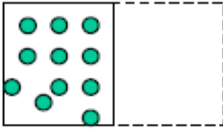
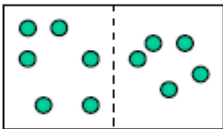
Dal punto di vista termodinamico sappiamo che per il calore scambiato vale

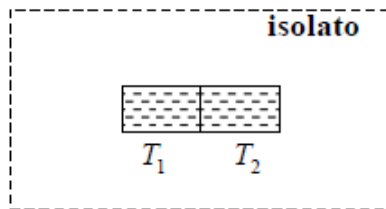
$$Q = nRT \ln\left(\frac{V_B}{V_A}\right) = RT \ln 2$$

Per la variazione di entropia ΔS avremo

$$\Delta S_{term} = \frac{Q}{T} = R \ln 2$$

Dal punto di vista statistico

| | | | | |
|-------|---|----------------------------------|---|---|
| V_A |  | $W = 1$ $W_0 = 2^{N_A}$ | } | $\Delta S_{stat} = S_B - S_A = K \ln 1 - K \ln \frac{1}{2^{N_A}} = K \ln 2^{N_A} =$ $= N_A K \ln 2 = N_A \frac{R}{N_A} \ln 2 = R \ln 2$ |
| V_B |  | $W = 2^{N_A}$ $W_0 = 2^{N_A}$ | | |



$$T_1 > T_2$$

$$\begin{aligned}
 dS &= dS_1 + dS_2 = \\
 &= \left(\frac{\delta Q_1}{T_1} \right)^1 + \left(\frac{\delta Q_2}{T_2} \right)^2 > 0
 \end{aligned}
 \quad |\delta Q_1| = |\delta Q_2|$$

Il termine 2 è più grande del termine 1 e quindi

$$\delta Q_1 < 0 \quad \text{e} \quad \delta Q_2 > 0$$

Il corpo a temperatura più alta (T_1) ha perso calore e quello a temperatura più bassa (T_2) l'ha acquistato.

FORMULAZIONE DI CLAUSIUS

II Principio della Termodinamica

- un principio di asimmetria (0 assoluto)
- natura peculiare dell'energia sotto forma di calore
- entropia, probabilità e freccia del tempo
- irreversibilità dei processi naturali
- aspetto probabilistico connesso con la struttura molecolare dei corpi.

TRASFORMAZIONI ADIABATICHE

In questo caso possiamo scrivere il primo principio (forma differenziale) per una mole

$$Q = 0$$

$$C_V dT = -PdV = -RT \frac{dV}{V}$$

$$\delta L = -dU$$

$$\delta L = PdV \quad \text{e} \quad dU = C_V dT$$

$$C_V \frac{dT}{T} = -R \frac{dV}{V}$$

integrando

$$C_V \ln T = -R \ln V + \text{cost}$$

$$\ln T + \frac{R}{C_V} \ln V = \text{cost}$$

$$TV^{\frac{R}{C_V}} = \text{cost}$$

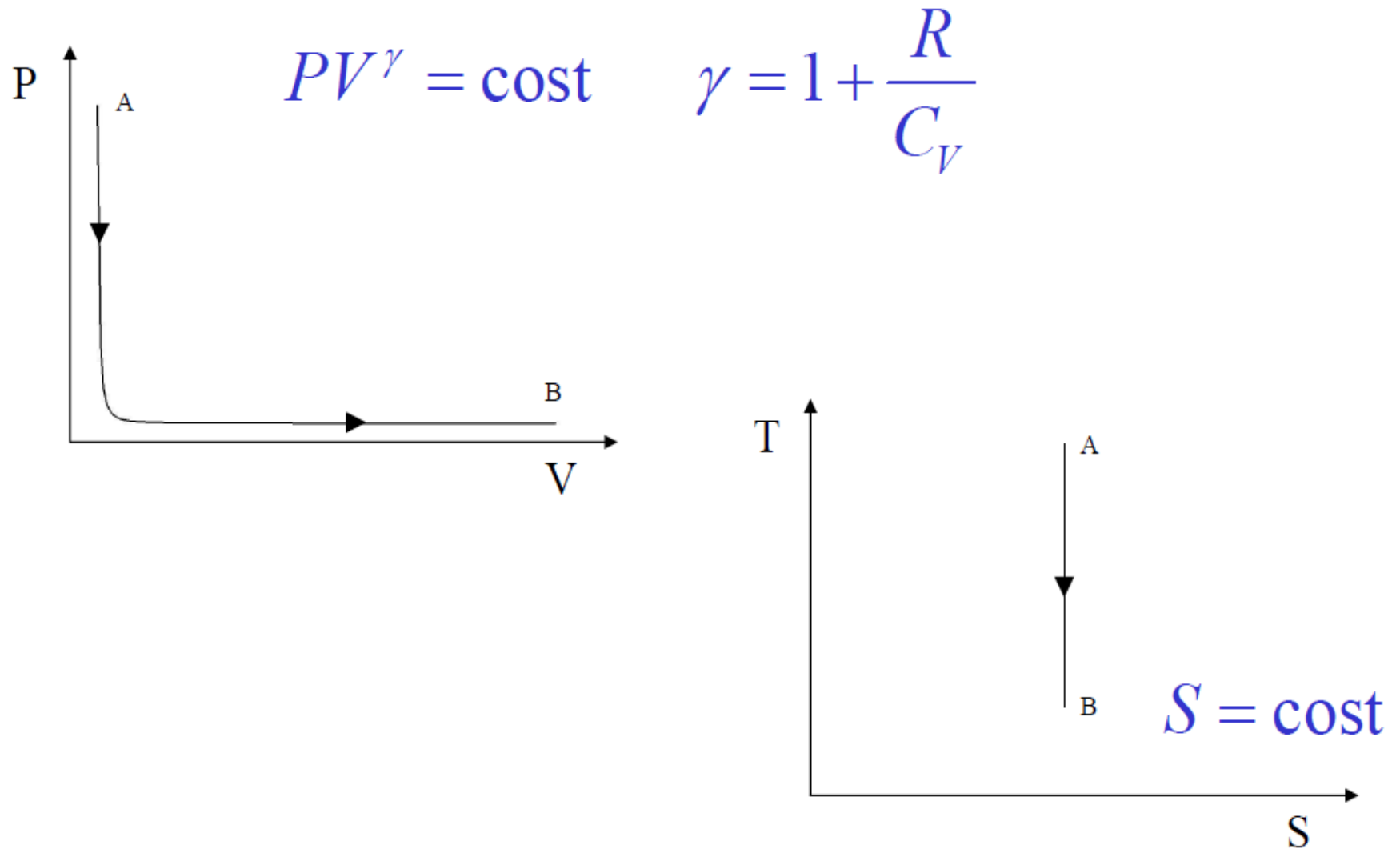
$$PV = RT \quad \Rightarrow \quad T = \frac{PV}{R}$$

$$\frac{PV}{R} V^{\frac{R}{C_V}} = \text{cost}$$

$$PV^{1+\frac{R}{C_V}} = \text{cost} \quad \text{e ponendo } \gamma = 1 + \frac{R}{C_V}$$

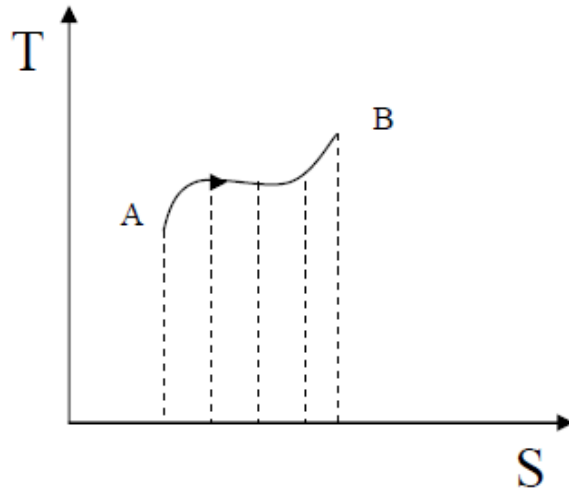
$$PV^\gamma = \text{cost}$$

TRASFORMAZIONI ADIABATICHE



TRASFORMAZIONI TERMODINAMICHE

Cosa rappresenta nel piano T-S l'area sottesa dalla curva che descrive la trasformazione?



$$Area = \int_A^B T dS$$

e ricordando che

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

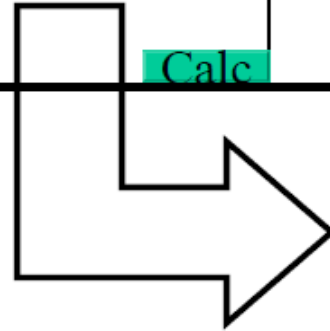
possiamo scrivere

$$Area = \int_A^B T dS = \int_A^B \delta Q = Q_{AB}$$

cioè il calore scambiato durante la trasformazione

TRASFORMAZIONI TERMODINAMICHE

| TRASFORMAZIONE | L | Q | ΔU | ΔS |
|---|---|---|----------------|--|
| ISOCORA ($V = \text{costante}$) | 0 Calc | $nC_V\Delta T$ | $nC_V\Delta T$ | $nC_V \ln\left(\frac{T_{finale}}{T_{iniziale}}\right)$ Calc |
| ISOBARA ($P = \text{costante}$) | $P\Delta V$ Calc | $nC_P\Delta T$ Calc | $nC_V\Delta T$ | $nC_P \ln\left(\frac{T_{finale}}{T_{iniziale}}\right)$ Calc |
| ISOTERMA ($T = \text{costante}$) | $nRT \ln\left(\frac{V_{finale}}{V_{iniziale}}\right)$ Calc | $nRT \ln\left(\frac{V_{finale}}{V_{iniziale}}\right)$ | 0 Calc | $nR \ln\left(\frac{V_{finale}}{V_{iniziale}}\right)$ Calc |
| ISOENTROPICA o ADIABATICA ($S = \text{costante}$) | $-nC_V\Delta T$ Calc | 0 Calc | $nC_V\Delta T$ | 0 |



$$\frac{\text{cost}}{1-\gamma} \left(V_{Finale}^{1-\gamma} - V_{Iniziale}^{1-\gamma} \right)$$

MACCHINE TERMICHE E RENDIMENTO (1)

Una macchina termica compie le seguenti operazioni:

1. compie un ciclo;
2. assorbe una quantità di calore Q_2 da un termostato a temperatura T_2 ;
3. cede una quantità di calore Q_1 ad un termostato a temperatura T_1 ($T_2 > T_1$);
4. compie un lavoro meccanico L .

MACCHINE TERMICHE E RENDIMENTO (2)

Dal I° principio $\Delta U = 0 \Rightarrow L = Q = Q_2 - Q_1$

Si definisce rendimento η $\eta = \frac{L}{Q_2}$

$\eta > 1$

Non è possibile per la conservazione dell'energia

$\eta = 1$

Non è possibile per il II° Principio della Termodinamica (formulazione di Kelvin)

$\eta < 1$

Questo risultato è assai insoddisfacente perché sia $\eta=0.9999$ che $\eta=0.0001$ sono entrambi < 1 , ma descrivono macchine completamente diverse nella loro utilità.

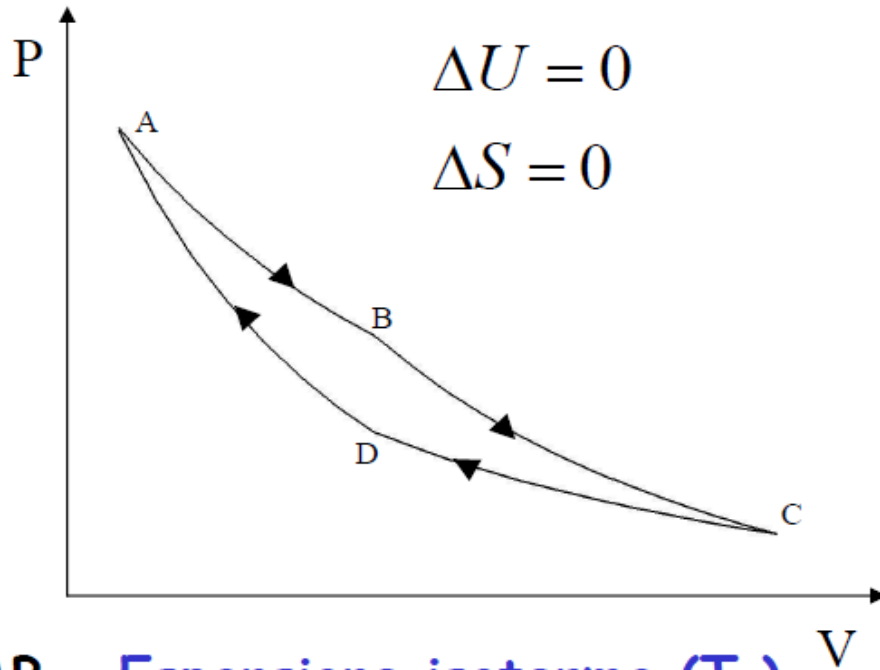
MACCHINE TERMICHE E RENDIMENTO (3)

IL rendimento così come è definito dipende da variabili non di stato e quindi non è possibile calcolarlo a priori: *bisogna costruire la macchina e farla funzionare.*

Al contrario se fosse possibile correlare il rendimento a variabili di stato sarebbe possibile calcolare il rendimento massimo teorico ottenibile da una macchina termica ideale che lavori fra le temperature T_1 e T_2 .

Si può dimostrare che il rendimento massimo teorico è quello di una qualsiasi macchina termica ideale che lavori fra le temperature T_1 e T_2 .

CICLO DI CARNOT (1)



$$\Delta U = 0$$

$$\Delta S = 0$$

$$\Delta S_{AB} = \frac{Q_2}{T_2}$$

$$\Delta S_{BC} = 0$$

$$\Delta S_{CD} = -\frac{Q_1}{T_1}$$

$$\Delta S_{DA} = 0$$

$$\Delta S = \Delta S_{AB} + \Delta S_{BC} + \Delta S_{CD} + \Delta S_{DA} =$$

$$= \frac{Q_2}{T_2} - \frac{Q_1}{T_1} = 0$$

⇓

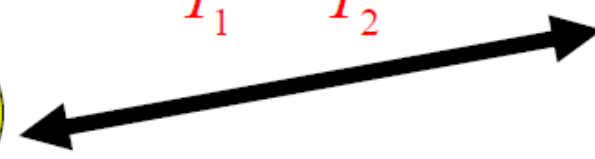
$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2} \Rightarrow$$

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{T_1}{T_2}$$

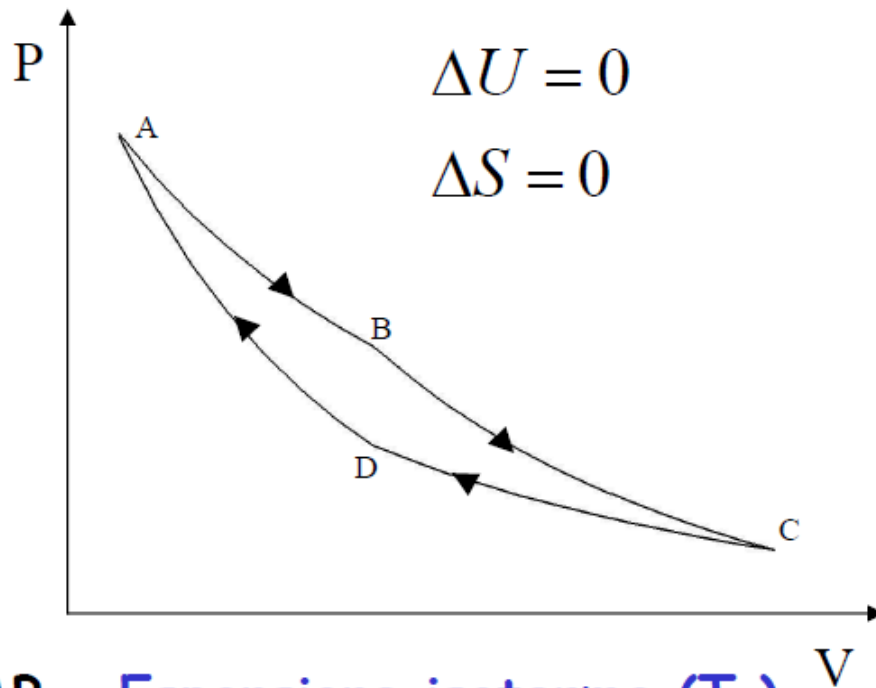
- AB - Espansione isoterma (T_2)
- BC - Espansione adiabatica
- CD - Compressione isoterma (T_1)
- DA - Compressione adiabatica

$$L = Q_2 - Q_1$$

$$\eta = \frac{L}{Q_2} = \frac{Q_2 - Q_1}{Q_2} = 1 - \frac{Q_1}{Q_2}$$



CICLO DI CARNOT (2)



- AB - Espansione isoterma (T_2)
- BC - Espansione adiabatica
- CD - Compressione isoterma (T_1)
- DA - Compressione adiabatica

$$L = Q_2 - Q_1$$

$$\eta = \frac{L}{Q_2} = \frac{Q_2 - Q_1}{Q_2} = 1 - \frac{Q_1}{Q_2}$$

Per il rendimento del ciclo di Carnot possiamo scrivere

$$\eta_c = 1 - \frac{T_1}{T_2}$$

quindi

$$\eta_c = 1$$

se

$$T_1 = 0 \text{ } ^\circ K$$

ma questo significherebbe che il II° Principio della Termodinamica (formulazione di Kelvin) è falso. Dunque

lo zero assoluto non è raggiungibile

CICLO DI CARNOT (3)

Il risultato

$$\eta_c = 1 - \frac{T_1}{T_2} < 1$$

dimostra che la conversione di energia termica in altre forme di energia è **QUALITATIVAMENTE** diversa da tutti gli altri tipi di conversione energetica.

Ad esempio il pendolo ideale può avere un rendimento unitario perché riesce a trasformare tutta la sua energia cinetica in potenziale e viceversa.

Il rendimento ideale è <1 quando c'è di mezzo un conversione termica.

Per massimizzare il rendimento bisogna aumentare $\Delta T = T_2 - T_1$. Normalmente per le macchine termiche T_1 è la temperatura ambiente e T_2 dipende dal combustibile.

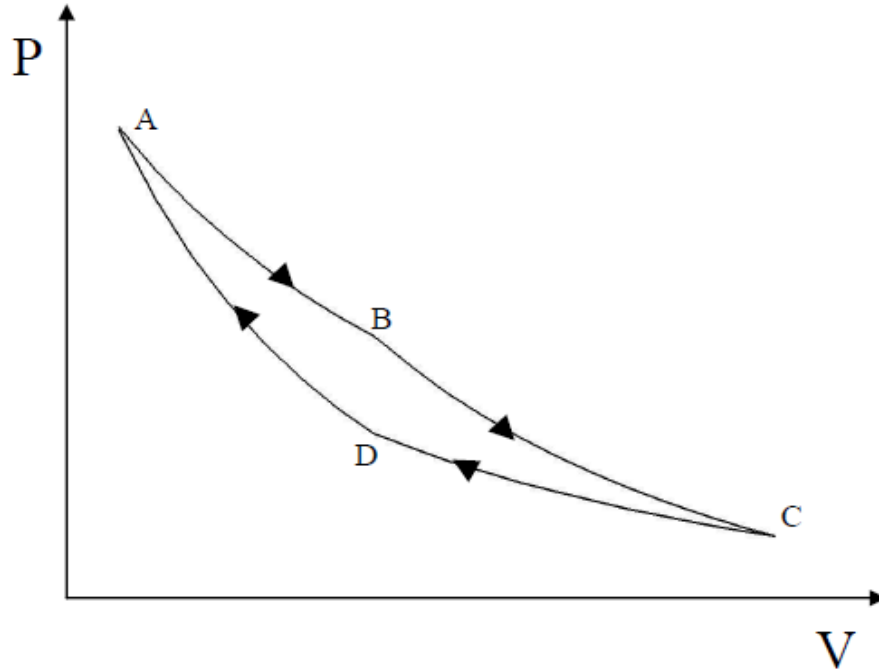
$$\eta_{\text{motore a scoppio}} \approx 12\%$$

$$\eta_{\text{motore diesel}} \approx 18\%$$

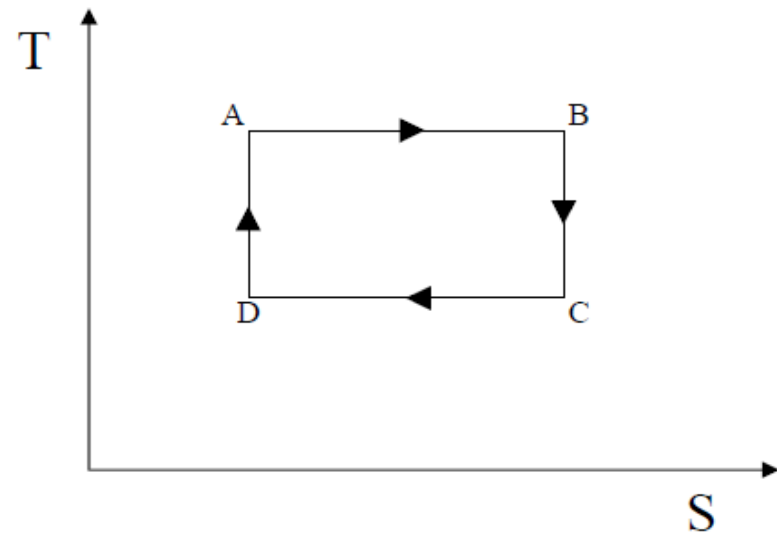
Centrali
Elettriche

$$\left\{ \begin{array}{l} \eta_{\text{comb. nucleare}} \approx 50\% \\ \eta_{\text{comb. fossile}} \approx 35\% \end{array} \right.$$

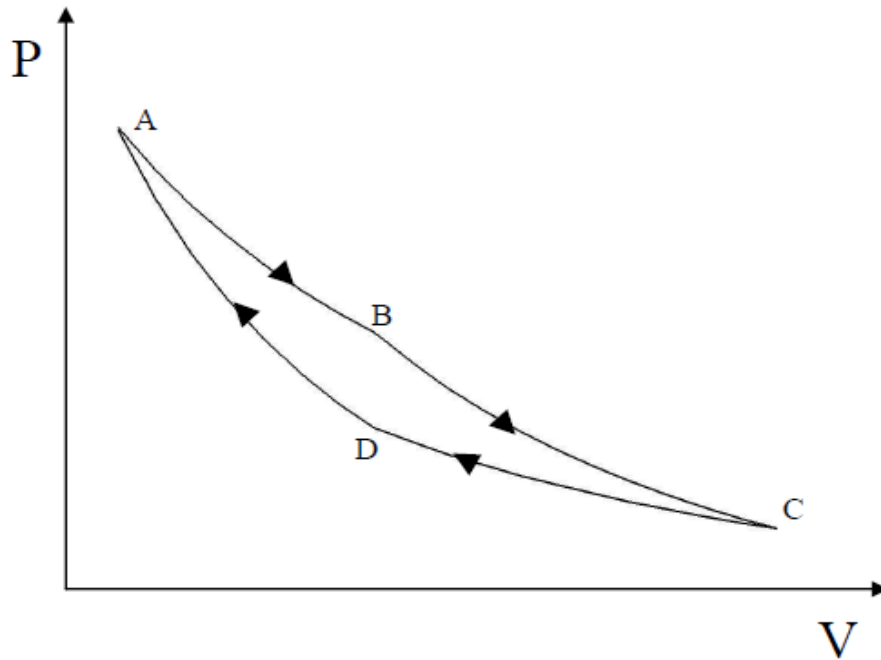
CICLO DI CARNOT (4)



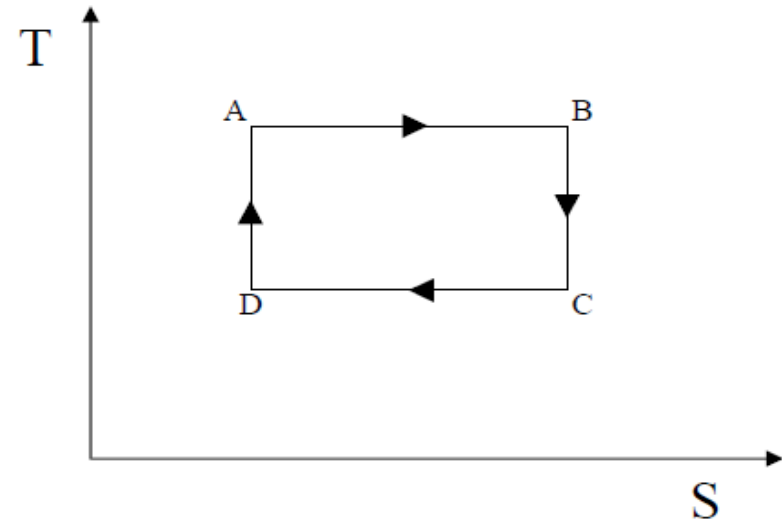
- AB - Espansione isoterma
- BC - Espansione adiabatica
- CD - Compressione isoterma
- DA - Compressione adiabatica



CICLI



L'area racchiusa dal ciclo rappresenta, nel piano P-V, il lavoro L fatto dalla macchina, mentre nel piano T-S è il calore scambiato Q dalla macchina, cioè $Q = (Q_{\text{assorbito}} - Q_{\text{ceduto}})$.



Poiché in un ciclo $\Delta U = 0$ abbiamo

$$L = Q = (Q_{\text{assorbito}} - Q_{\text{ceduto}})$$

ΔS per trasformazioni **isocore**

$$dS = \frac{\delta Q}{T} \quad \delta Q = nC_V dT$$

$$\Delta S = \int_{T_{Iniziale}}^{T_{Finale}} nC_V \frac{dT}{T} = nC_V \ln \left(\frac{T_{Finale}}{T_{Iniziale}} \right)$$

ΔS per trasformazioni isobare

$$dS = \frac{\delta Q}{T} \quad \delta Q = nC_P dT$$

$$\Delta S = \int_{T_{Iniziale}}^{T_{Finale}} nC_P \frac{dT}{T} = nC_P \ln \left(\frac{T_{Finale}}{T_{Iniziale}} \right)$$

ΔS per trasformazioni isoterme

$$dS = \frac{\delta Q}{T} \quad T = \text{cost}$$

$$\Delta S = \frac{1}{T} \int \delta Q = \frac{Q}{T} \quad \text{e poichè } Q = nRT \ln \left(\frac{V_{\text{Finale}}}{V_{\text{Iniziale}}} \right)$$

$$\Delta S = nR \ln \left(\frac{V_{\text{Finale}}}{V_{\text{Iniziale}}} \right)$$

Q per trasformazioni **adiabatiche**

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

$$dS = 0 \quad \Rightarrow \quad Q = 0$$

L per trasformazioni **adiabatiche**

$$PV^\gamma = \text{cost} \quad \text{con } \gamma = 1 + \frac{R}{C_V}$$

$$L = \int_{V_{\text{Iniziale}}}^{V_{\text{Finale}}} P dV = \int_{V_{\text{Iniziale}}}^{V_{\text{Finale}}} \frac{\text{cost}}{V^\gamma} dV = \frac{\text{cost}}{1-\gamma} \left(V_{\text{Finale}}^{1-\gamma} - V_{\text{Iniziale}}^{1-\gamma} \right)$$

