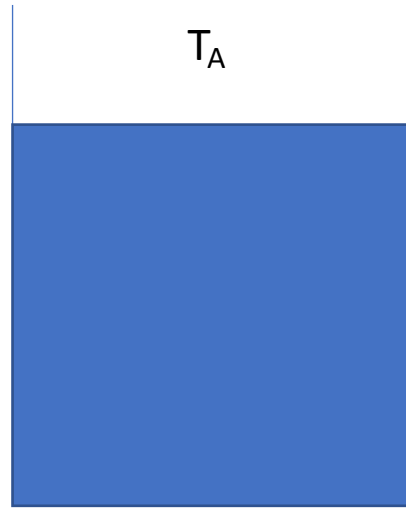
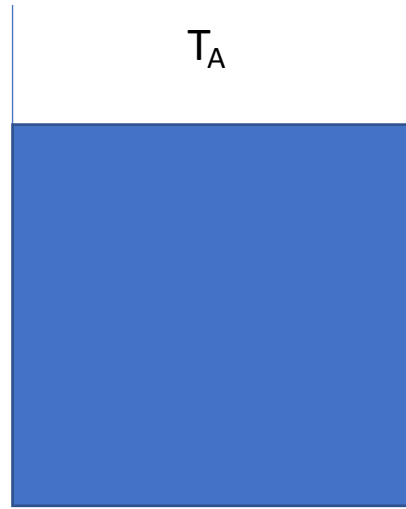


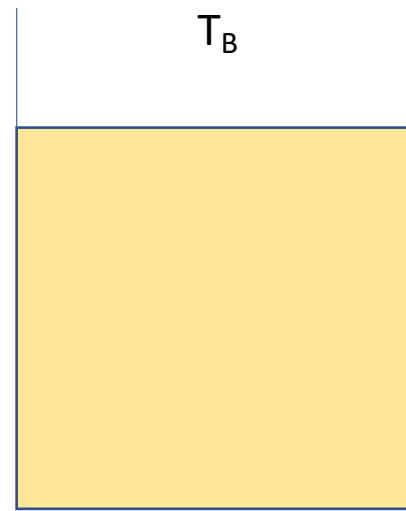
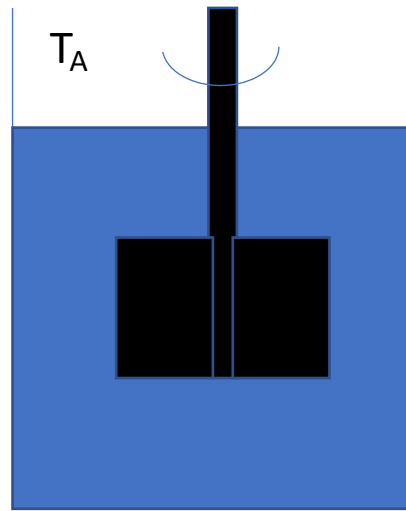
Clase 3

Calor

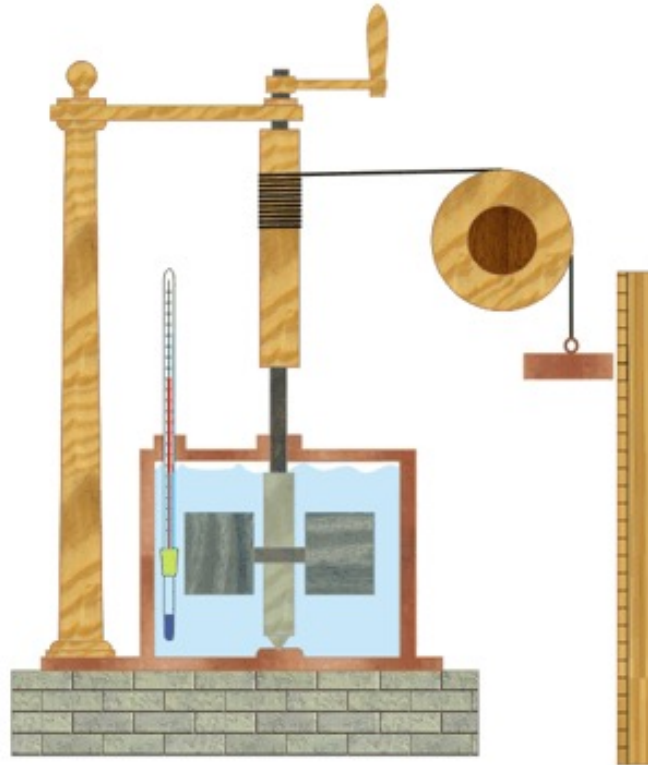
Trabajo







Equivalente mecánico del calor (Joule)



Equivalente mecánico del calor

Una caloría es la cantidad de calor necesaria para elevar la temperatura de un gramo de agua destilada desde 14.5°C a 15.5°C.

$$1\text{Cal} = 4.18\text{J}$$

Primera Ley

$$\Delta U = Q - W$$

$$\delta U = \delta Q - \delta W$$

Primera ley

- Para todo sistema termodinámico existe una magnitud U , llamada energía interna, que es función sólo del estado del sistema y no de los procesos mediante los cuales se obtuvo ese estado.
- La diferencia de energía interna entre dos estados se mide por el trabajo adiabático necesario para llevar al sistema de uno de los estados al otro.
- Para procesos no adiabáticos, la diferencia entre el trabajo que se realiza y la variación de energía interna es, por definición, calor.

Imposibilidad del móvil perpetuo de primera especie

Dicha imposibilidad es consecuencia de que la energía interna es una función de estado y de:

$$\Delta U = Q - W$$

En efecto, en un proceso cíclico el sistema vuelve a su estado original, luego $\Delta U = 0$ pues U es una función de estado. Pero un móvil perpetuo de primera especie debería producir trabajo sin que ocurra ningún otro efecto en el ambiente, por lo tanto debería ser $Q = 0$. Pero entonces $W = 0$. Luego, el móvil perpetuo de primera especie no existe.

Primera Ley

Transformación cíclica

$$Q = W$$

Aplicación Primera Ley a sistemas que pueden representarse en diag. p vs. V

$$U = U(T, V)$$

$$\delta U = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V \delta T + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T \delta V$$

Primera Ley

$$\delta Q = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V \delta T + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T + p) \delta V$$

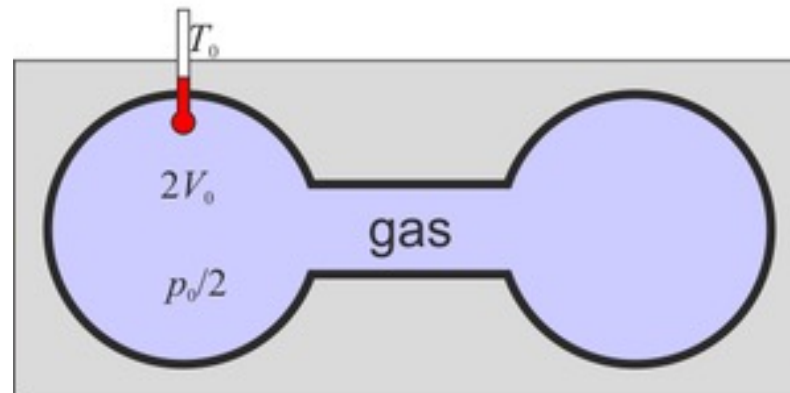
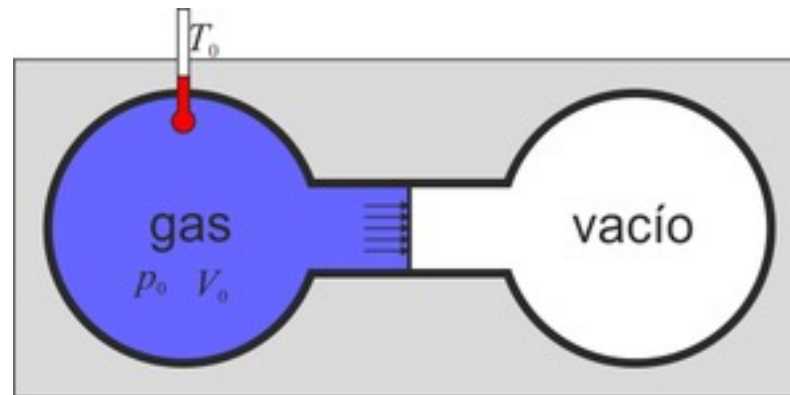
$$C_V = \left(\frac{\delta Q}{\delta T} \right)_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V$$

Idem si T y p variables indep.

$$C_p = \left(\frac{\delta Q}{\delta T} \right)_p = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_p + p \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p$$

Primera Ley

Gases ideales, veamos que: $U = U(T)$



Primera Ley

Gases ideales, veamos que: $U = U(T)$

$$Q = 0$$

$$\Delta U + W = 0$$

$$\rightarrow \Delta U = 0$$

entonces $U = U(T)$



Primera Ley



Gases ideales, veamos que: $U = U(T)$

$$C_V = \left(\frac{\delta Q}{\delta T} \right)_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V = \frac{\delta U}{\delta T}$$

$$U = C_V T + A$$

Constante de integración

Primera Ley

$$U = C_V T + A$$

$$pV = nRT$$

$$pdV + Vdp = nRdT$$

$$dQ = C_V dT + pdV$$

$$dQ = (C_V + Rn)dT - Vdp$$



Primera Ley

$$dQ = (C_V + Rn)dT - V dp$$

$$C_p = \left(\frac{dQ}{dT} \right)_p = C_V + nR$$

$$\rightarrow C_p = C_V + Rn$$

Primera Ley



$$c_p = c_V + R$$

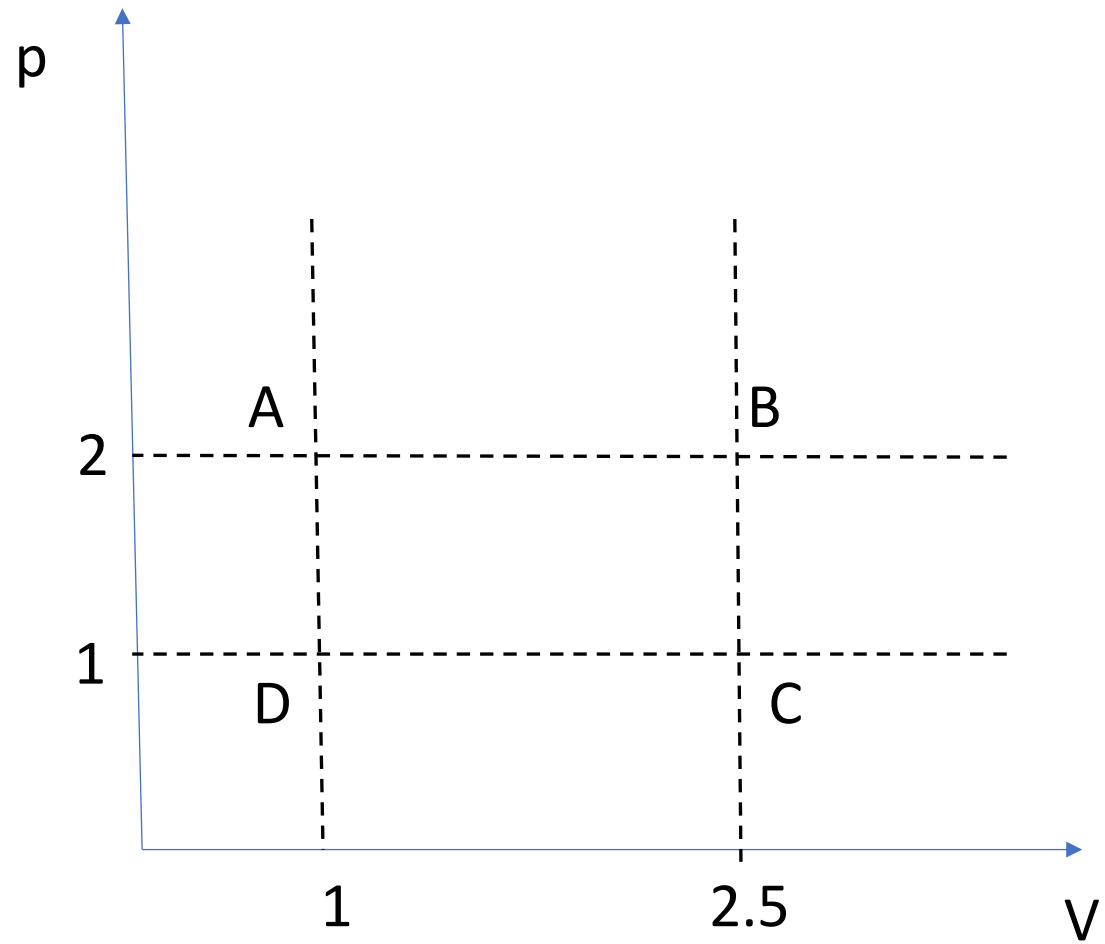
Capacidad calórica molar

¿Podemos ir mas alla? Teoría cinética

$$c_V = \frac{3}{2}R \quad c_p = \frac{5}{2}R \quad \text{Gas monoatómico}$$

$$c_V = \frac{5}{2}R \quad c_p = \frac{7}{2}R \quad \text{Gas diatómico}$$

Veamos un ejemplo: Un gas ideal experimenta un proceso cíclico como se muestra en la figura. El gas inicialmente tiene un volumen de un litro a 2 atmosferas de presión y se expande a presión constante hasta un volumen de 2.5 litros. Después se enfría a volumen constante hasta una presión de 1 atm. Luego se comprime a presión constante hasta que el volumen es de 1 lts. Finalmente se calienta a volumen constante hasta el volumen del estado inicial. ¿Cuál es el trabajo realizado por el gas y el calor añadido durante el ciclo?



$$L_{AB} = \int_A^B p dV = 2 \text{ atm} (2.5 \text{ l} - 1 \text{ l}) = 3 \text{ l atm} = 304 \text{ J}$$

$$1 \text{ l atm} = (10^{-3} \text{ m}^3) (101.3 \times 10^3 \text{ N/m}^2) = 101.3 \text{ J}$$

$$1 \text{ l atm} = 101.3 \text{ J}$$

$$L_{BC} = L_{DA} = 0$$

→ Calcularlo!

$$L_{CD} = -152 \text{ J}$$

$$L_{Total} = 152 \text{ J}$$

$$L_{Total} = Q \rightarrow \text{¿Por qué?}$$

Clase 4

Primera ley

- Para todo sistema termodinámico existe una magnitud U , llamada energía interna, que es función sólo del estado del sistema y no de los procesos mediante los cuales se obtuvo ese estado.
- La diferencia de energía interna entre dos estados se mide por el trabajo adiabático necesario para llevar al sistema de uno de los estados al otro.
- Para procesos no adiabáticos, la diferencia entre el trabajo que se realiza y la variación de energía interna es, por definición, calor.

Imposibilidad del móvil perpetuo de primera especie

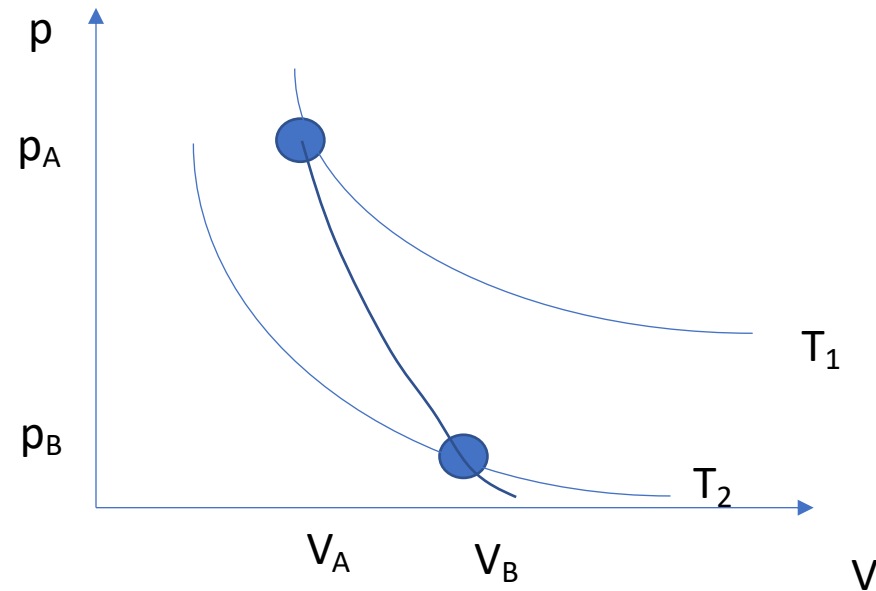
Dicha imposibilidad es consecuencia de que la energía interna es una función de estado y de:

$$\Delta U = Q - W$$

En efecto, en un proceso cíclico el sistema vuelve a su estado original, luego $\Delta U = 0$ pues U es una función de estado. Pero un móvil perpetuo de primera especie debería producir trabajo sin que ocurra ningún otro efecto en el ambiente, por lo tanto debería ser $Q = 0$. Pero entonces $W = 0$. Luego, el móvil perpetuo de primera especie no existe.

Expansión adiabática de un gas

Proceso adiabático



Expansión adiabática de un gas

Proceso adiabático

$$\delta Q = \delta U + \delta W$$

$$\delta Q = \delta U + \delta W = 0 = C_V \delta T + p \delta V$$

Expansión adiabática de un gas

Proceso adiabático

$$0 = C_V \delta T + \frac{nRT}{V} \delta V$$

$$0 = \frac{\delta T}{T} + \frac{nR}{C_V} \frac{\delta V}{V}$$

$$\frac{nR}{C_V} = \frac{C_p - C_V}{C_V} = \frac{C_p}{C_V} - 1 = \gamma - 1$$

Expansión adiabática de un gas

Proceso adiabático

$$0 = \frac{\delta T}{T} + (\gamma - 1) \frac{\delta V}{V}$$

$$\ln(T) + (\gamma - 1) \ln(V) = cte$$

Expansión adiabática de un gas

Proceso adiabático

$$\ln(TV^{\gamma-1}) = cte$$

$$TV^{\gamma-1} = cte$$

$$pV^{\gamma} = cte$$

Expansión adiabática de un gas

Trabajo de proceso adiabático de compresión o expansión

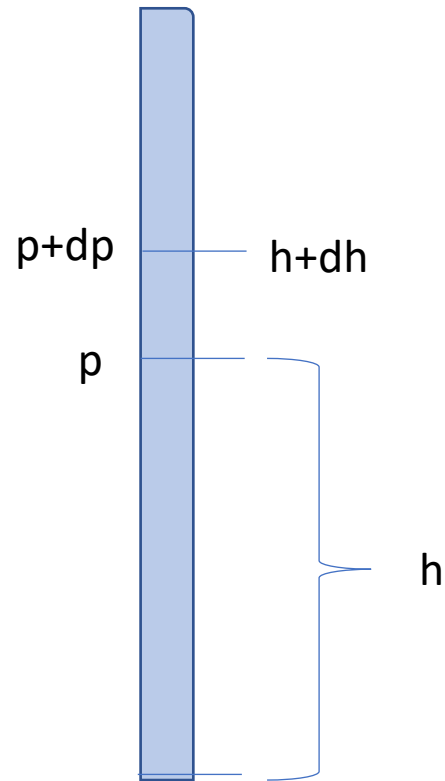
$$\delta W = -\delta U = -C_V \delta T$$

$$W = -C_V \Delta T = C_V (T_1 - T_2)$$

$$W = \frac{C_V}{nR} (p_1 V_1 - p_2 V_2) = \frac{p_1 V_1 - p_2 V_2}{\gamma - 1}$$

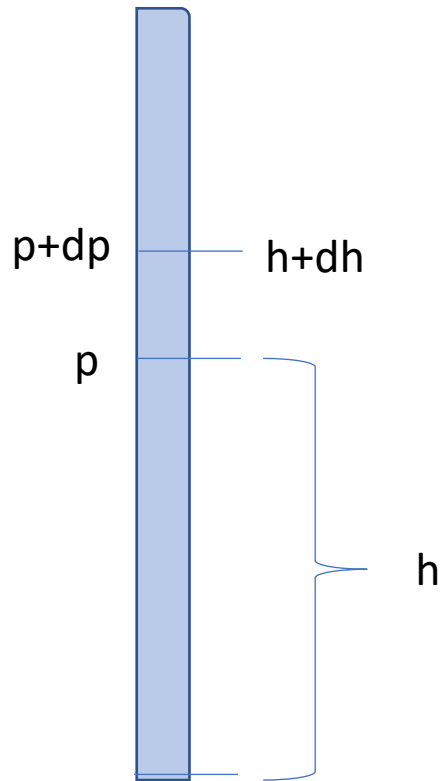
Expansión adiabática de un gas

Aplicación: dep. temp. de la atmosfera con la altura



Expansión adiabática de un gas

Aplicación: dep. temp. de la atmosfera con la altura



$$\delta p = -\rho g \delta h$$

$$pV = nRT = \frac{m}{M}RT$$

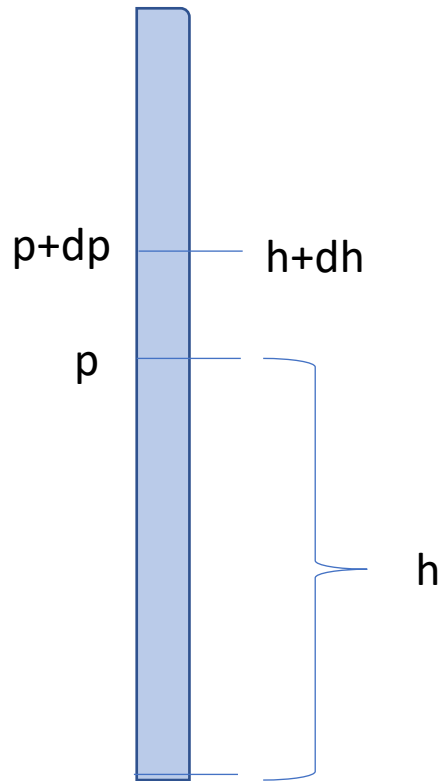
$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{Mp}{RT}$$

masa

Peso molecular

Expansión adiabática de un gas

Aplicación: dep. temp. de la atmosfera con la altura



$$\delta p = -\frac{Mpg}{RT} \delta h$$

$$TV^{\gamma-1} = cte$$

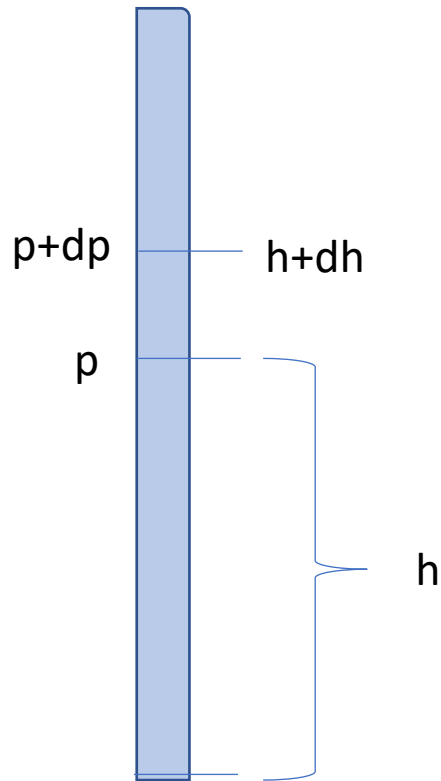
$$pV^{\gamma} = cte$$

$$Tp^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} = cte$$

Tranf. adiabática

Expansión adiabática de un gas

Aplicación: dep. temp. de la atmosfera con la altura



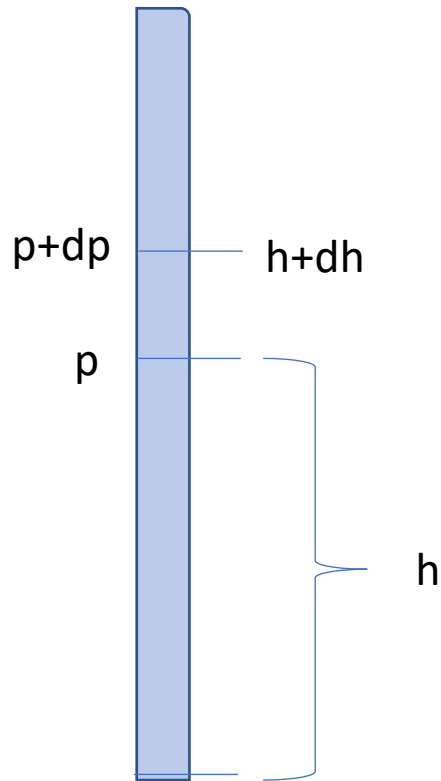
$$\frac{\delta T}{T} = \frac{(\gamma - 1)}{\gamma} \frac{\delta p}{p}$$

$$\delta p = -\frac{Mpg}{RT} \delta h$$

$$\frac{\delta T}{\delta h} = -\frac{(\gamma - 1) gM}{\gamma R}$$

Expansión adiabática de un gas

Aplicación: dep. temp. de la atmosfera con la altura



$$\frac{\delta T}{\delta h} = - \frac{(\gamma - 1) g M}{\gamma R}$$

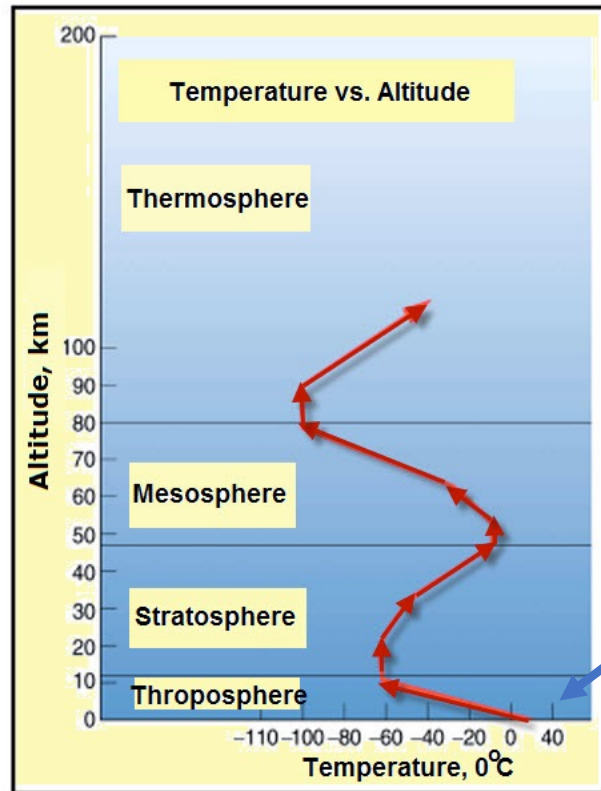
$$\gamma = 7/5 \quad g = 980 \text{ cm/seg}^2$$

$$M = 28.88 \text{ gr/mol}$$

$$R = 8.24 \times 10^7 \text{ erg/Kmol}$$

Expansión adiabática de un gas

Aplicación: dep. temp. de la atmosfera con la altura



$$\frac{\delta T}{\delta h} = -9.8K/Km$$

No da tan mal!

Clase 5

Hoy:

1. Segunda ley de la termodinámica
2. Ciclo de Carnot
3. Ciclo de Carnot para un gas ideal

Es el estudio de la energía y sus transformaciones. Podemos decir que toda la termodinámica está contenida en dos leyes...*Understanding Thermodynamics*. H. C. Van Wess.

La termodinámica es el estudio de las consecuencias macroscópicas de las innumerables coordenadas atómicas que en virtud del promedio estadístico no aparecen explícitamente en la descripción macroscópica de un sistema dado. *Termodinámica*. H. B. Callen.

La termodinámica se ocupa de la relación entre calor y trabajo....La termodinámica no formula hipótesis sobre la estructura de la materia. Es una ciencia experimental o empírica. *Termodinámica*. Sears

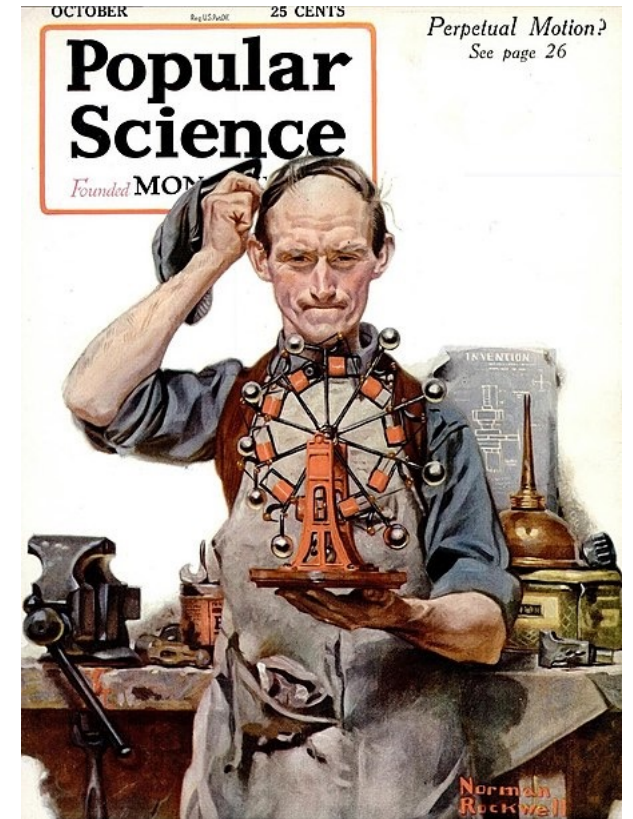
Calor

Trabajo

La primera ley de la termodinámica surgió como resultado de la imposibilidad de construir una máquina capaz de crear energía. Esta primera ley, sin embargo, no impone limitaciones a la posibilidad de transformar unas formas de energías en otras. Por ejemplo, teniendo en cuenta únicamente la primera ley, existe siempre la posibilidad de transformar el calor en trabajo o el trabajo en calor con tal que la cantidad total de calor sea equivalente a la cantidad total de trabajo.

Esto es realmente cierto para la transformación de trabajo en calor. Un cuerpo, cualquiera sea su temperatura, puede siempre ser calentado por fricción y recibirá, en forma de calor, una cantidad de energía exactamente igual al trabajo efectuado. Análogamente, la energía eléctrica puede siempre ser transformada en calor haciendo pasar una corriente eléctrica a través de una resistencia. Existen, sin embargo, limitaciones muy definidas para la posibilidad de transformar el calor en trabajo. Si así no fuera, sería posible construir una máquina que podría, enfriando los cuerpos circundantes, transformar en trabajo el calor tomado del medio ambiente.

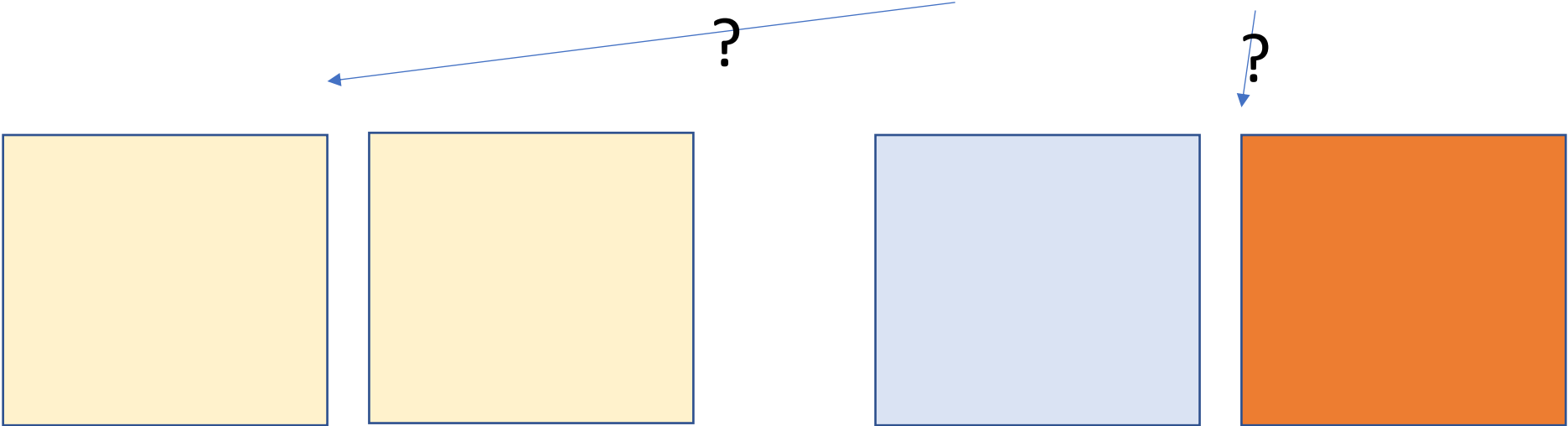
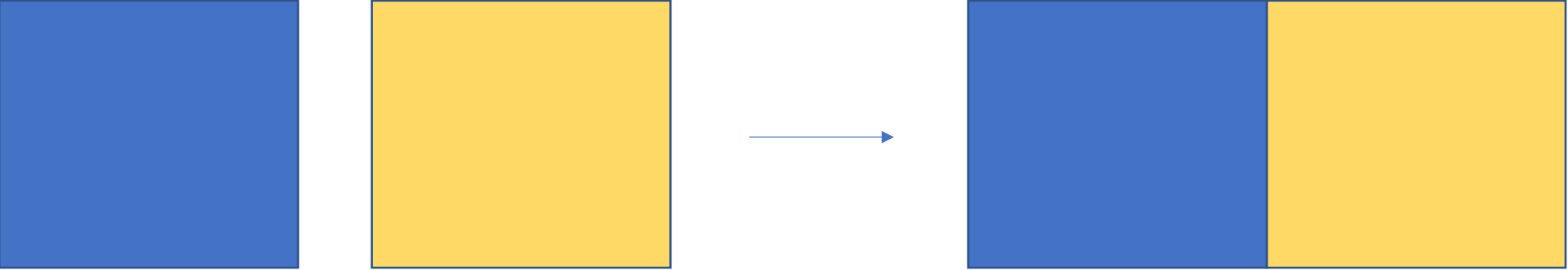
~~Móvil perpetuo~~



Segunda ley

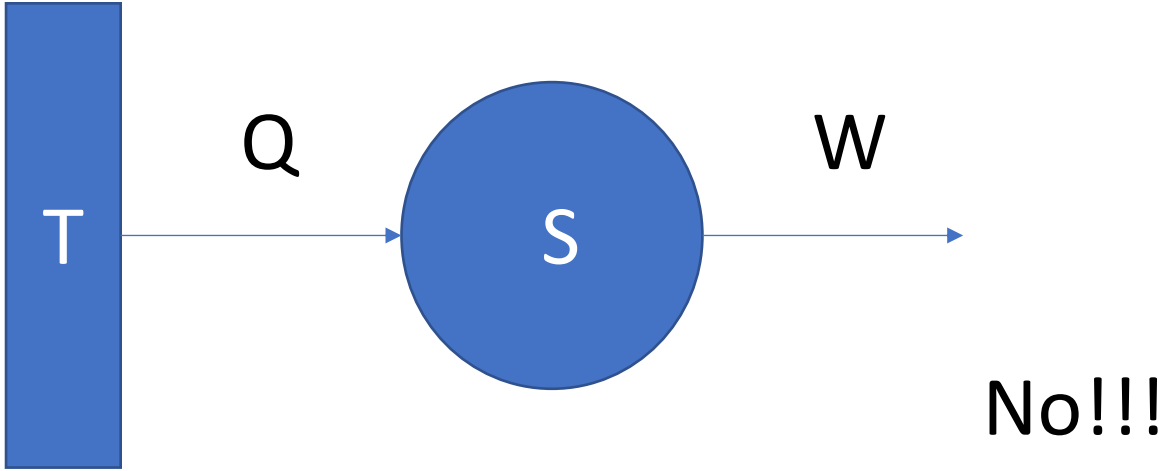
- La primera ley surge por la imposibilidad de construir un dispositivo que cree energía.
- Según la primera ley es igual de posible transformar trabajo en calor o viceversa.
- Hay limitaciones muy fuertes de convertir calor en trabajo.
- Ver que por rozamiento podemos transformar trabajo en calor.

Segunda ley



Segunda ley

Postulado de Kelvin: es imposible efectuar una transformación cuyo único resultado sea transformar en trabajo el calor extraído de una fuente con la misma temperatura en todos sus puntos.



Segunda ley

Postulado de Clausius: es imposible efectuar una transformación cuyo único resultado sea transferir calor de un cuerpo a una dada temperatura a otro a una temperatura mayor.

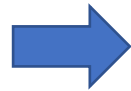
(equivalente) si el calor fluye de un cuerpo A a otro B es imposible una transformación cuyo único resultado sea transferir calor de B a A.

Segunda ley

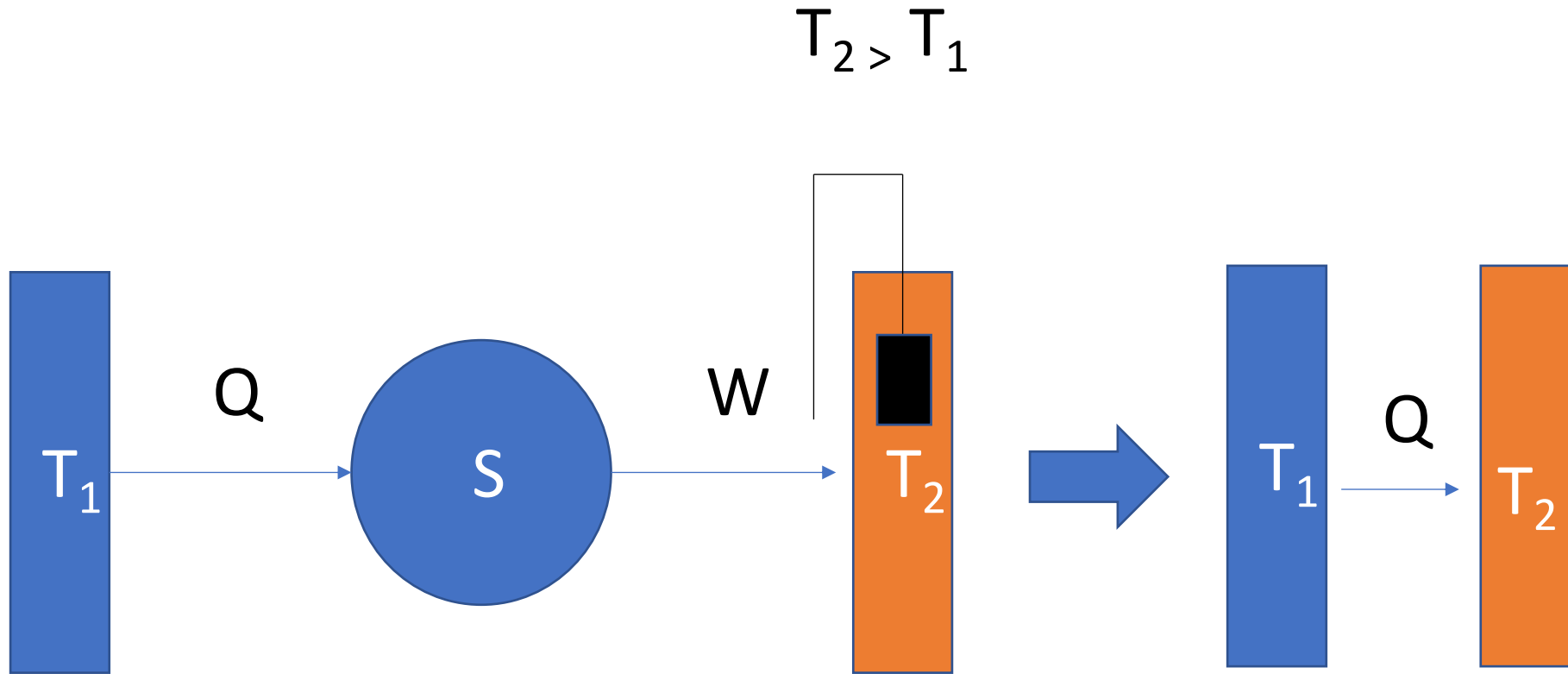
Postulado de Kelvin  **Postulado de Clausius**

Segunda ley

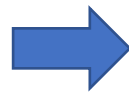
~~Postulado de Kelvin~~



~~Postulado de Clausius~~

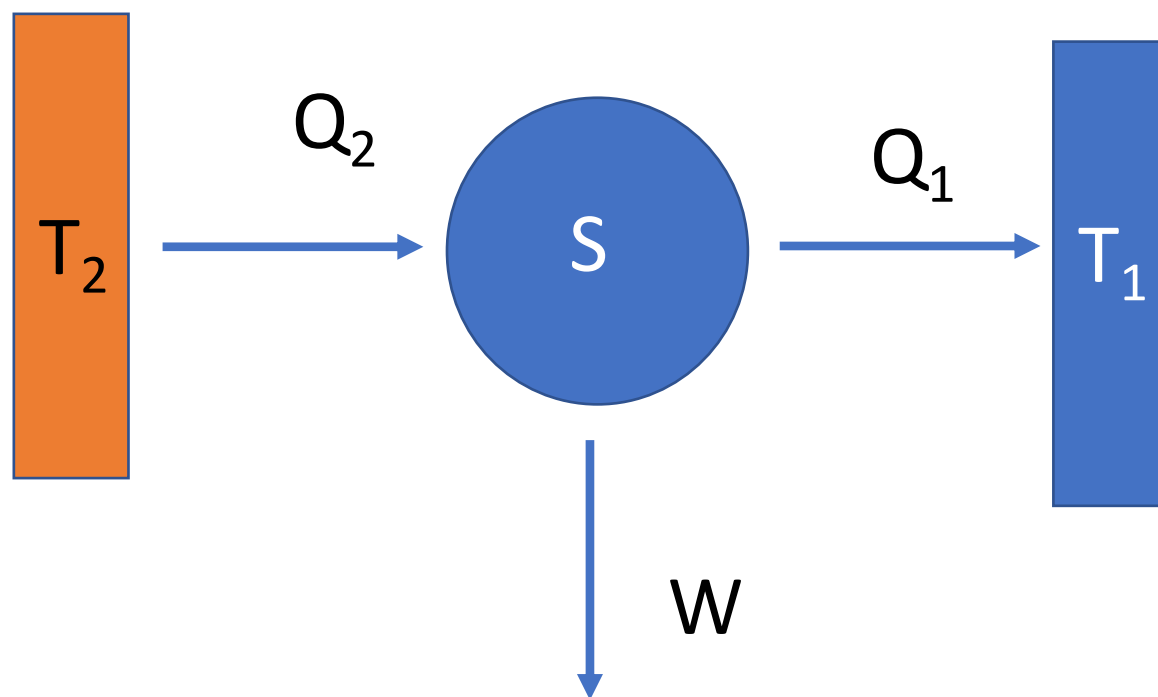


~~Postulado de Kelvin~~

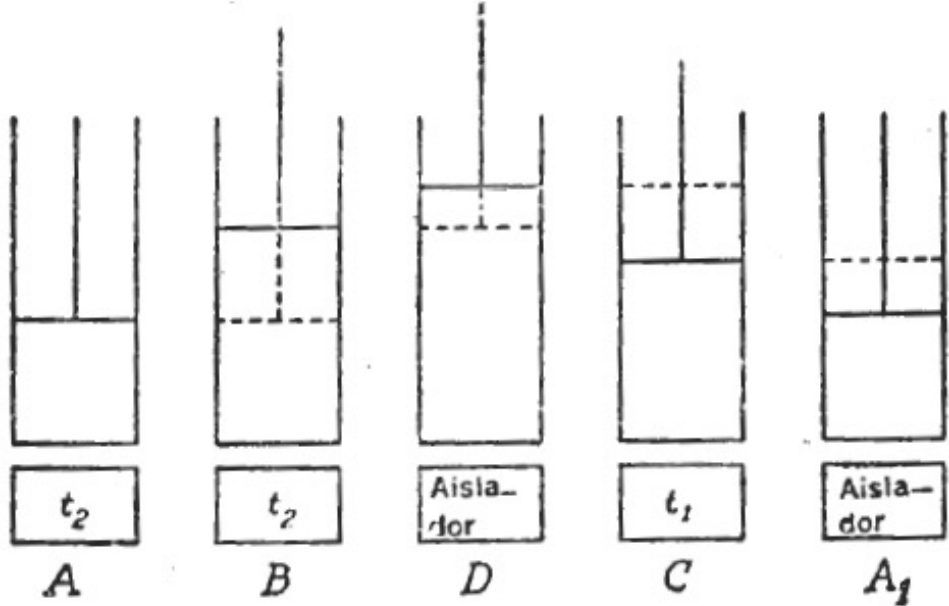


~~Postulado de Clausius~~

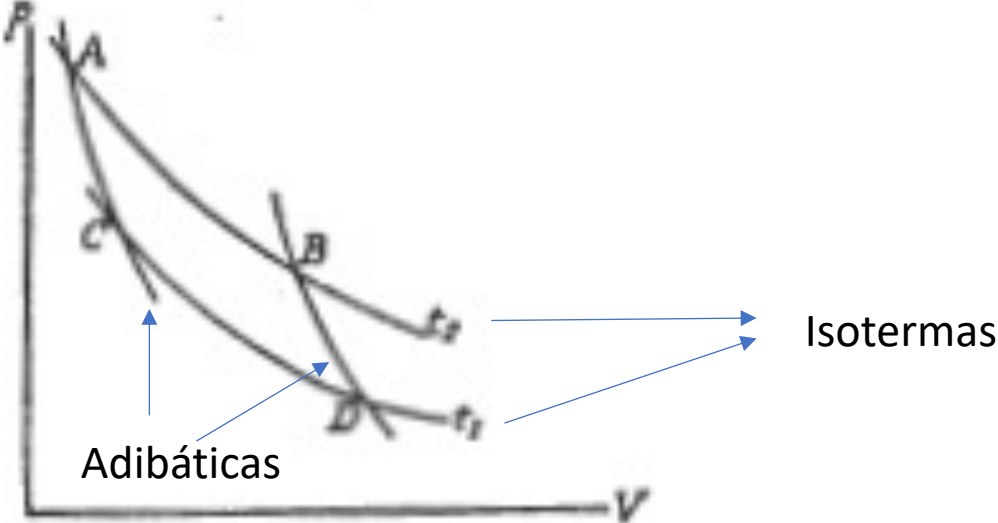
Ciclo de Carnot



Ciclo de Carnot



Ciclo de Carnot



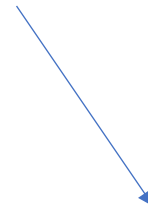
Ciclo de Carnot

$$\Delta U = 0$$

$$W = Q_2 - Q_1$$

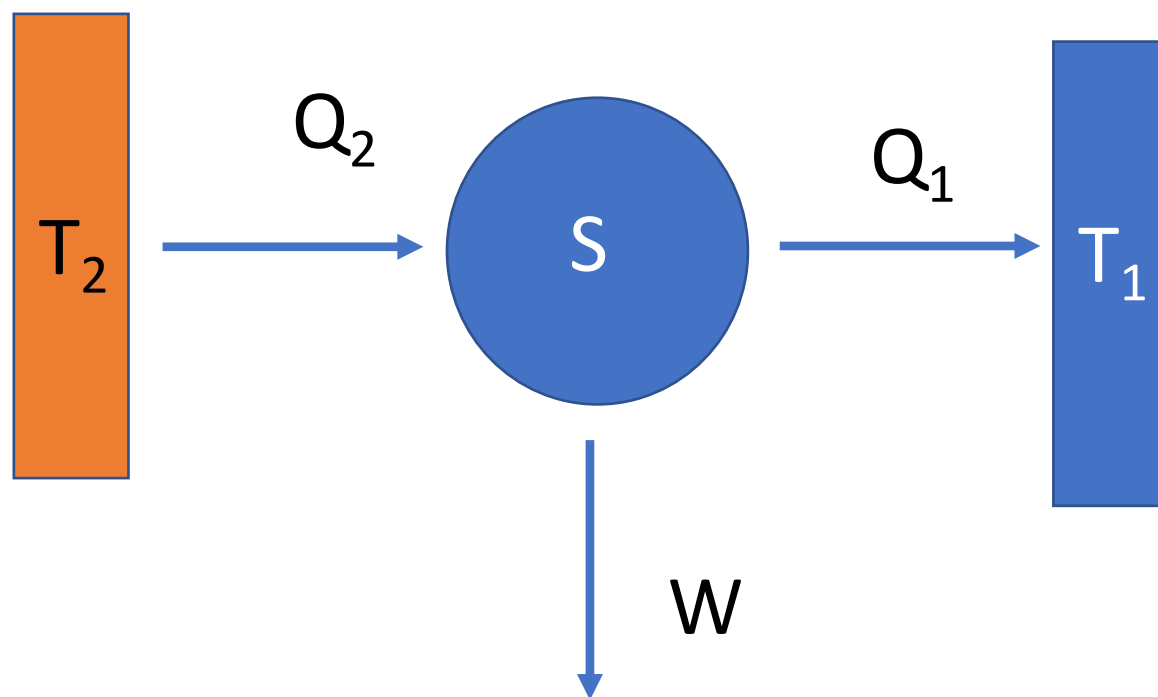


Calor absorbido cuando se efectúa la expansión isotérmica a T_2



Calor entregado cuando se efectúa la compresión isotérmica a T_1

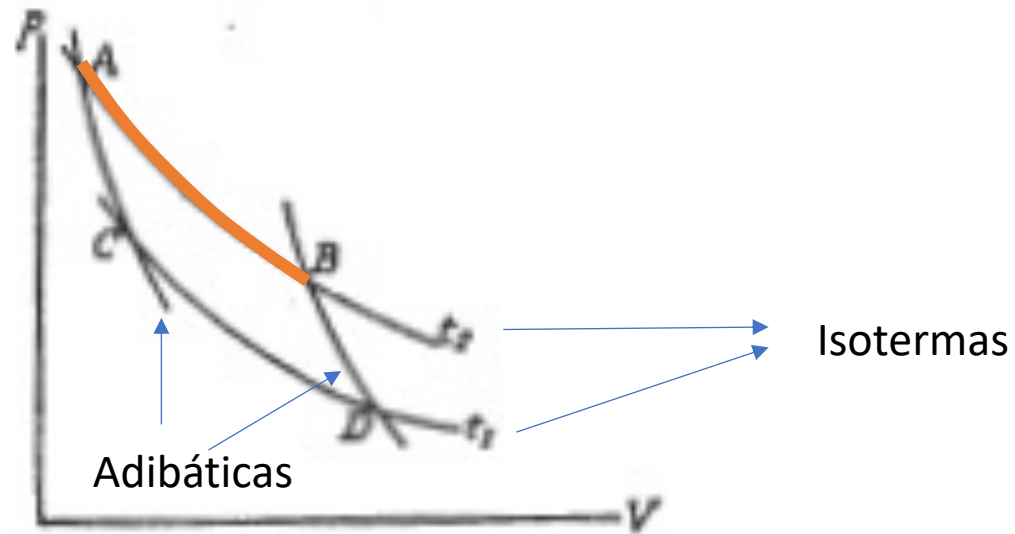
Ciclo de Carnot



Ciclo de Carnot

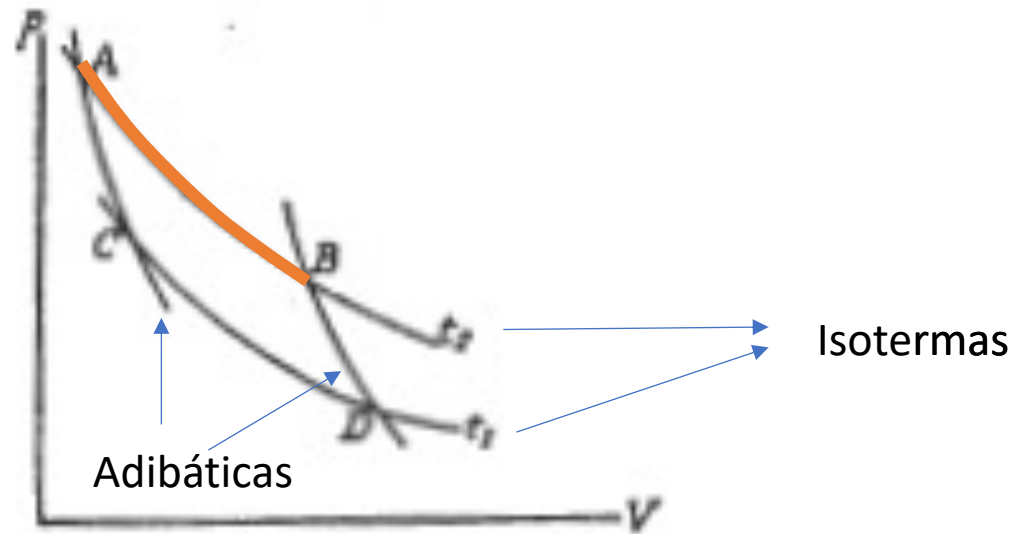
$$\eta = \frac{W}{Q_2} = \frac{Q_2 - Q_1}{Q_2} = 1 - \frac{Q_1}{Q_2}$$

Ciclo de Carnot de un gas ideal



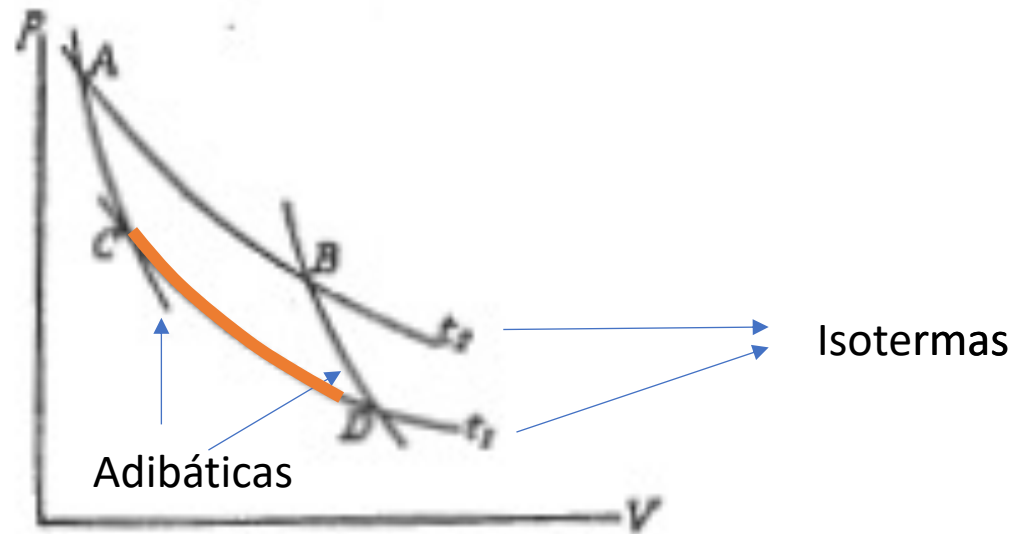
$$W_{AB} = RT_2 \ln\left(\frac{V_B}{V_A}\right) \quad U(T) \rightarrow U_A = U_B$$

Ciclo de Carnot de un gas ideal



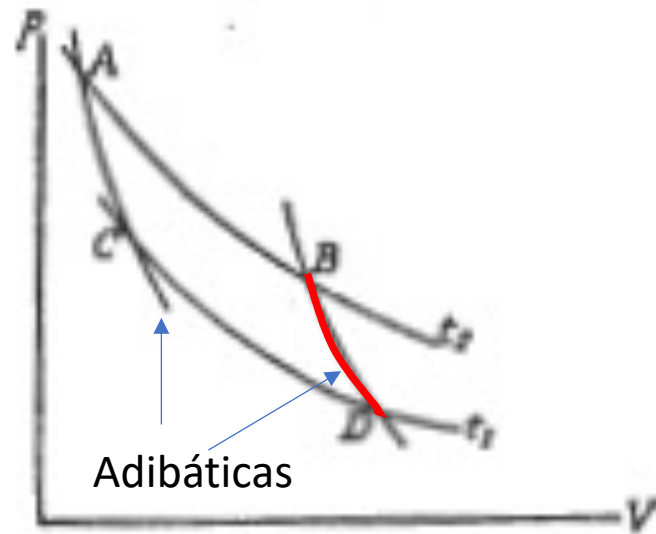
$$U_B - U_B + W_{AB} = Q_2 \rightarrow W_{AB} = Q_2 = RT_2 \ln\left(\frac{V_B}{V_A}\right)$$

Ciclo de Carnot de un gas ideal



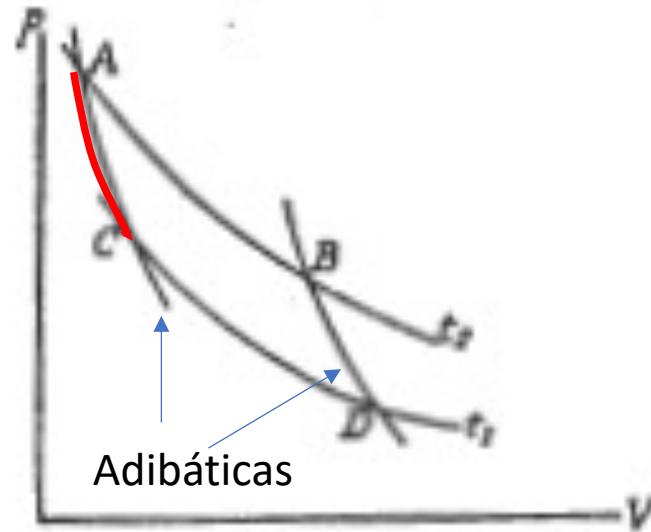
$$Q_1 = RT_1 \ln\left(\frac{V_D}{V_C}\right)$$

Ciclo de Carnot de un gas ideal



$$T_1 V_D^{\gamma-1} = T_2 V_B^{\gamma-1}$$

Ciclo de Carnot de un gas ideal



$$T_1 V_C^{\gamma-1} = T_2 V_A^{\gamma-1}$$

Ciclo de Carnot de un gas ideal

$$T_1 V_C^{\gamma-1} = T_2 V_A^{\gamma-1}$$

$$T_1 V_D^{\gamma-1} = T_2 V_B^{\gamma-1}$$

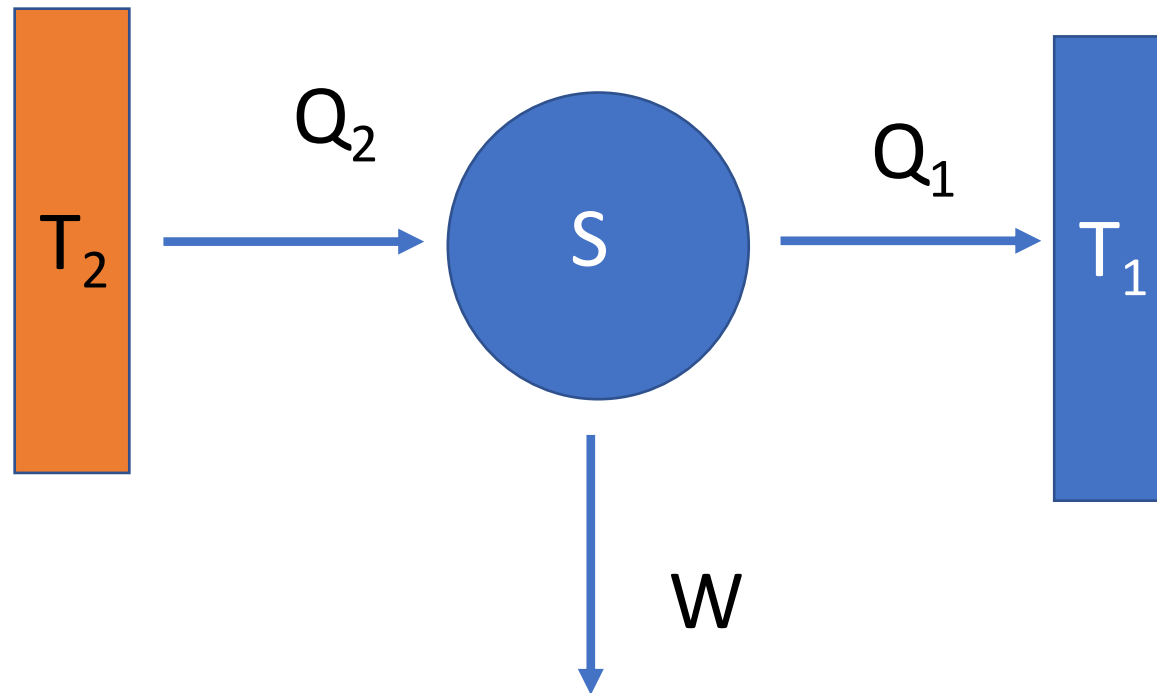
$$\longrightarrow \frac{V_B}{V_A} = \frac{V_D}{V_C} \longrightarrow \eta = 1 - \frac{Q_1}{Q_2} = 1 - \frac{T_1}{T_2}$$

Segunda ley

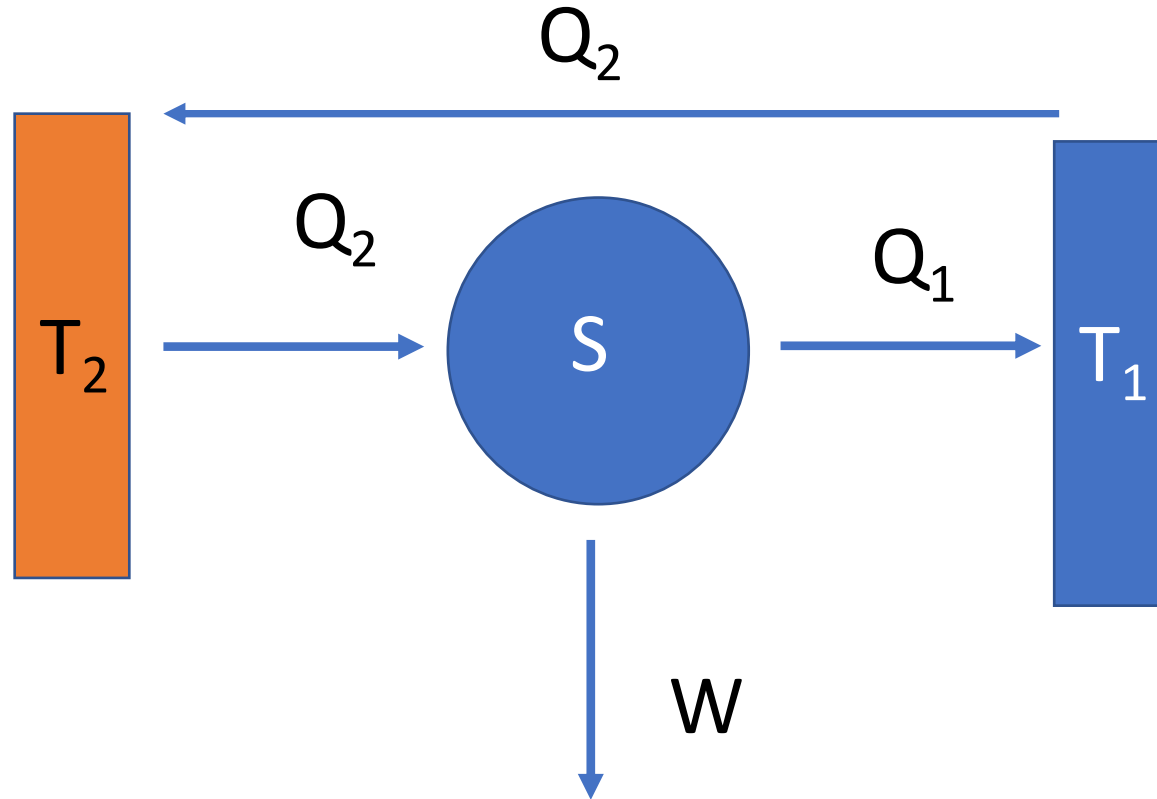
~~Postulado de Clausius~~ →

~~Postulado de Kelvin~~

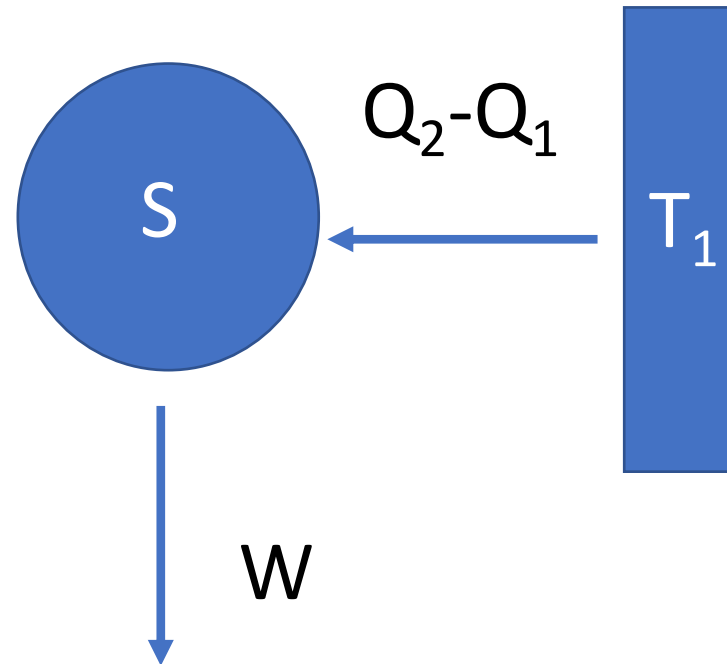
1) Hago un ciclo de Carnot



2) Como Claussius es falso:



2) Como Claussius es falso:



Si Clausius es falso puedo mandar Q_2 de la fuente que esta a T_1 a la fuente que esta a T_2 entonces a la fuente a T_2 no le pasa nada y el resultado de Carnot es sacar $Q_2 - Q_1$ de una fuente y convertirlo en trabajo.

Ciclo de Carnot: propiedades

Supongamos una maquina que trabaja a T_1 y T_2 , cíclica pero no necesariamente es un ciclo de Carnot. Si $W > 0$ (la maquina realiza trabajo) entonces $Q_1 > 0$ y $Q_2 > 0$. Supongamos que $Q_1 < 0$ esto quiere decir que absorbe calor de la fuente a T_1 . Entonces juntamos las fuentes y dejamos que fluya Q_1 de la fuente a T_2 a la fuente a T_1 entonces la La fuente a T_1 no le pasa nada entonces violamos Kelvin. Entonces $Q_1 > 0$

Clase 6

Hoy:

1. Ciclo de Carnot: teorema fundamental
2. Ciclo de Carnot: temperatura absoluta
3. Maquina termica, Refrigerador
4. Ciclo de Otto

Ciclos: propiedades

Tomemos otra maquina que trabaja con fuentes a T_1 y T_2 con W' , Q'_1 y Q'_2

a) Si la primera maquina es reversible:

$$\frac{Q_2}{Q_1} \geq \frac{Q'_2}{Q'_1}$$

b) Si la segunda maquina también es reversible:

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{Q'_2}{Q'_1}$$

Ciclos: propiedades

Demostración:

$$W = Q_2 - Q_1$$

$$W' = Q'_2 - Q'_1$$

Aproximamos $\frac{Q_2}{Q'_2}$ por un número racional $\frac{Q_2}{Q'_2} = \frac{N'}{N}$

Ciclos: propiedades

Hacemos N' ciclos de la segunda maquina y N inversos (es reversible) de la primera:

$$W_{Total} = N'W' - NW$$


$$Q_2^{Total} = N'Q'_2 - NQ_2$$

$$Q_1^{Total} = N'Q'_1 - NQ_1$$

Ciclos: propiedades

Hacemos N' ciclos de la segunda maquina y N inversos (es reversible) de la primera:

$$W_{Total} = Q_2^{Total} - Q_1^{Total} = -Q_1^{Total}$$


$$Q_2^{Total} = N'Q'_2 - NQ_2 = 0$$

Ciclos: propiedades

Hacemos N' ciclos de la segunda maquina y N inversos (es reversible) de la primera:


$$W_{Total} = Q_2^{Total} - Q_1^{Total} = -Q_1^{Total}$$

Para no contradecir Kelvin: $W_{Total} \leq 0$

$$Q_1^{Total} = N'Q'_1 - NQ_1 \geq 0$$

Ciclos: propiedades

$$\frac{N'}{N} \geq \frac{Q_1}{Q'_1} \quad \frac{Q_2}{Q'_2} = \frac{N'}{N}$$


$$\frac{Q_2}{Q_1} \geq \frac{Q'_2}{Q'_1}$$


$$\eta' \leq \eta$$

Hoy:

1. Ciclo de Carnot: teorema fundamental
2. Ciclo de Carnot: temperatura absoluta
3. Maquina termica, Refrigerador
4. Ciclo de Otto

Ciclos: propiedades

Del teorema fundamental nos muestra que el cociente Q_2/Q_1 es independiente de la característica de la máquina siempre que sea reversible

$$\frac{Q_1}{Q_2} = f(T_1, T_2)$$



Función universal

Demostremos que:

$$f(T_1, T_2) = \frac{f(T_0, T_2)}{f(T_0, T_1)}$$


Ciclos: propiedades

Demostremos que:

$$f(T_1, T_2) = \frac{f(T_0, T_2)}{f(T_0, T_1)}$$

Siendo T_0, T_1 y T_2 tres temperaturas arbitrarias, sean A_1 y A_2 dos maquinas reversibles que trabajan a T_1 y T_0 y T_2 y T_0 , entonces

$$\frac{Q_1}{Q_0} = f(T_0, T_1) \quad \frac{Q_2}{Q_0} = f(T_0, T_2)$$


$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{f(T_0, T_2)}{f(T_0, T_1)}$$

Ciclos: propiedades

Demostremos que:

$$f(T_1, T_2) = \frac{f(T_0, T_2)}{f(T_0, T_1)}$$

Si ahora hacemos A1 en directo y y A2 en reverso:


$$\longrightarrow \frac{Q_2}{Q_1} = f(T_1, T_2)$$

$$\longrightarrow f(T_1, T_2) = \frac{f(T_0, T_2)}{f(T_0, T_1)}$$

Ciclos: propiedades

Como la T_0 de la dirección anterior es arbitraria entonces $f(t_0, t)$ será solo función de t y podemos escribir:

$$K f(T_0, t) = \Theta(t)$$

 $\frac{Q_2}{Q_1} = f(T_1, T_2) = \frac{\Theta(T_2)}{\Theta(T_1)}$

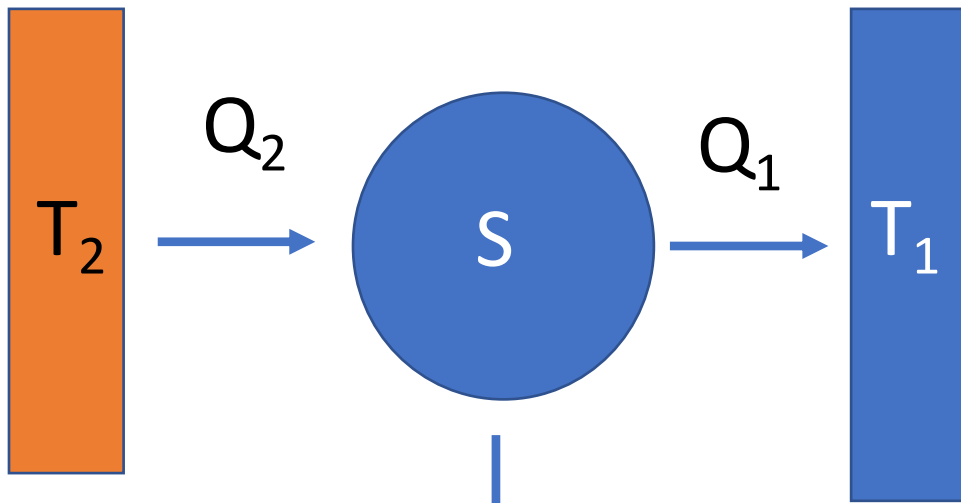
¿ Como definimos $\Theta(T)$? Usamos propiedad de ciclo de Carnot de gas ideal

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{T_2}{T_1} \quad \text{--->} \quad \Theta = T$$

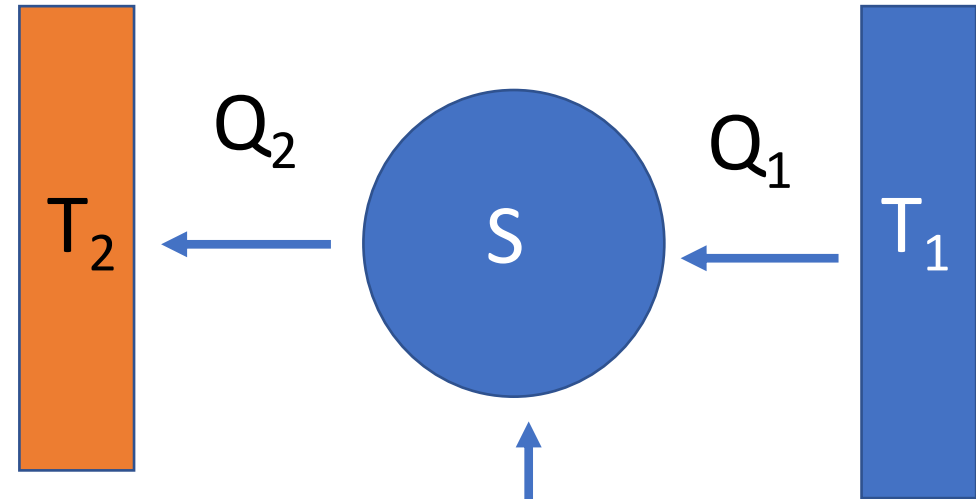
Hoy:

1. Ciclo de Carnot: teorema fundamental
2. Ciclo de Carnot: temperatura absoluta
3. Maquina termica, Refrigerador
4. Ciclo de Otto

Maquina térmica vs. refrigerador



$$\eta = \frac{W}{Q_2}$$

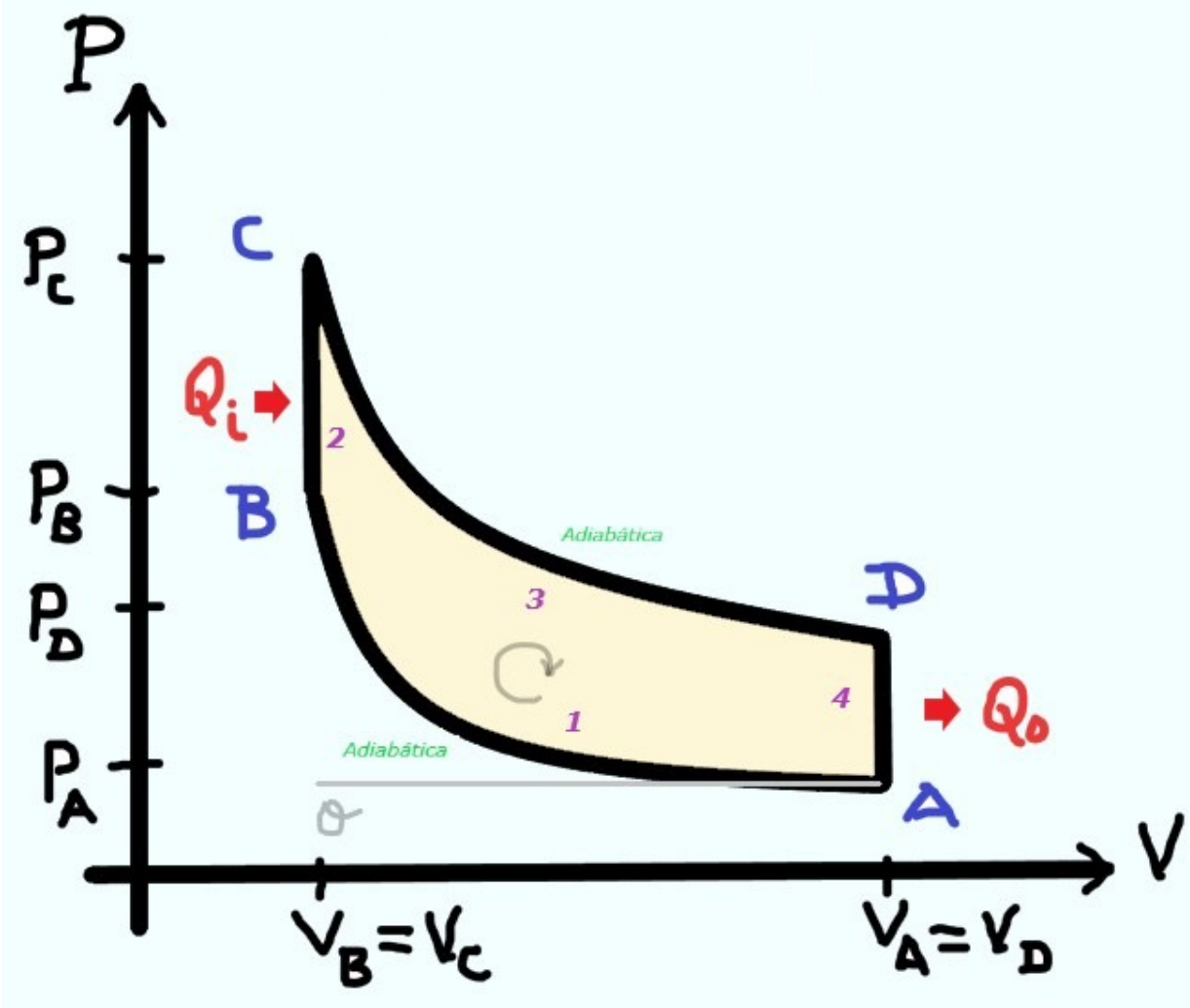


$$\epsilon = \frac{Q_1}{W}$$

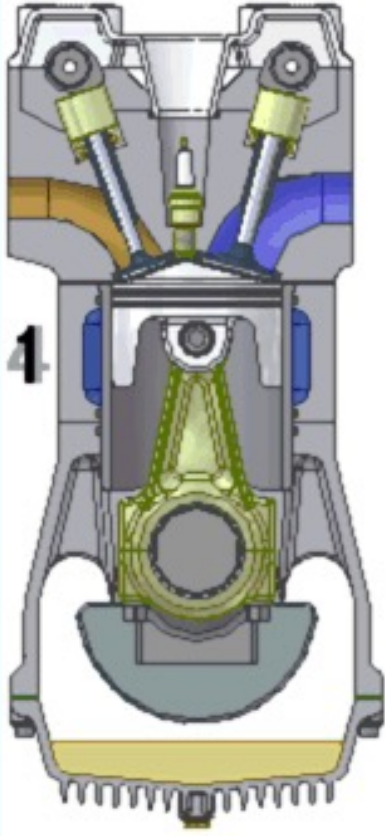
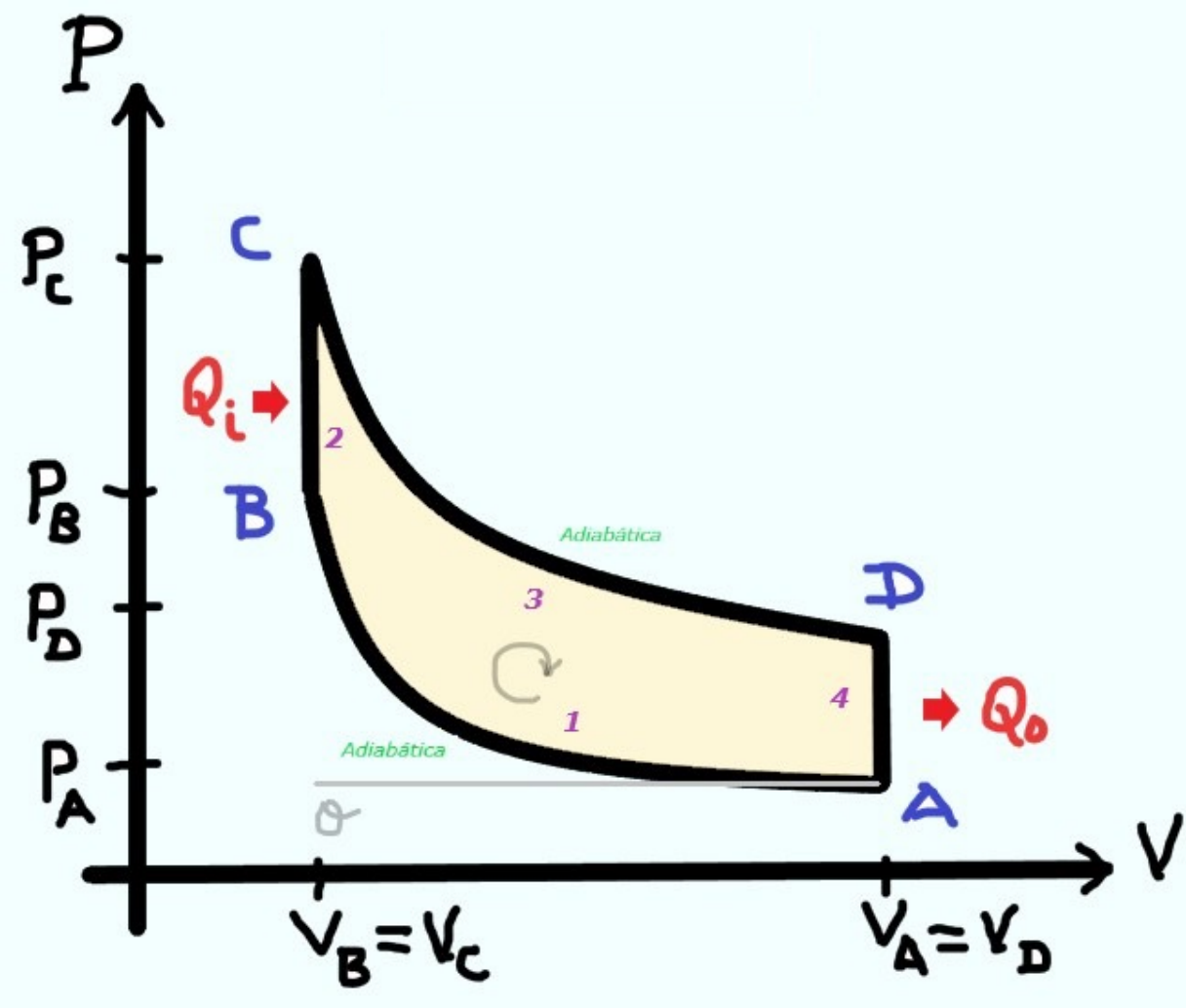
Hoy:

1. Ciclo de Carnot: teorema fundamental
2. Ciclo de Carnot: temperatura absoluta
3. Maquina termica, Refrigerador
4. Ciclo de Otto

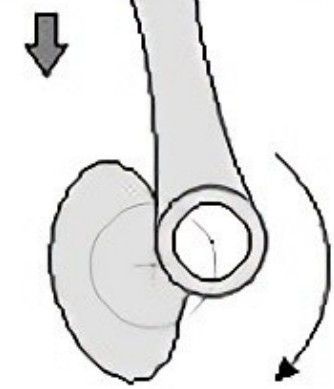
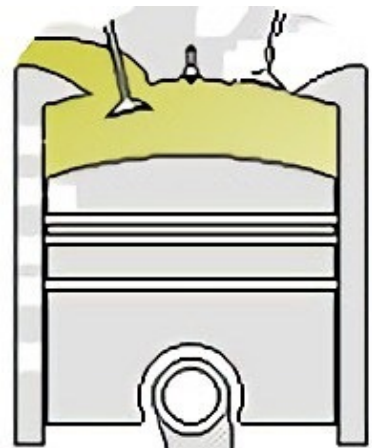
Ciclo de Otto:
maquina de combustión interna



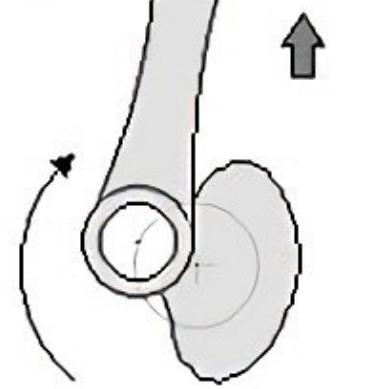
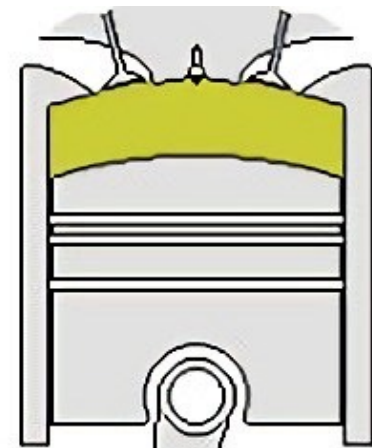
Ciclo de Otto:
maquina de combustión interna



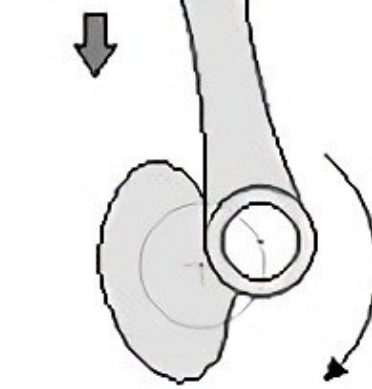
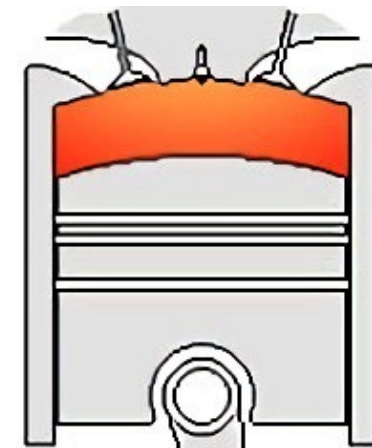
Ciclo de Otto:
maquina de combustión interna



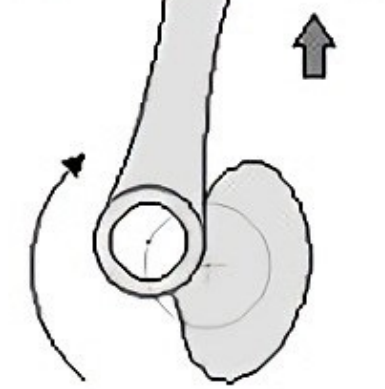
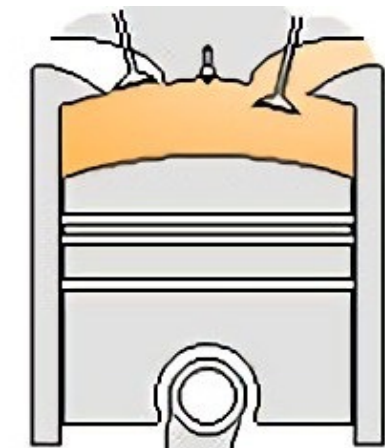
1^{er} tiempo
(Admisión)



2^o tiempo
(Compresión)



3^{er} tiempo
(Expansión)



4^o tiempo
(Escape)


Calculemos la eficiencia del ciclo de Otto:

$$\eta = \frac{W}{Q_i} = 1 - \frac{Q_0}{Q_i}$$

$$Q_0 = C_V(T_D - T_A)$$

$$Q_i = C_V(T_C - T_B)$$

Calculemos la eficiencia del ciclo de Otto:


$$\eta = \frac{W}{Q_i} = 1 - \left(\frac{T_D - T_A}{T_C - T_B} \right)$$

$$r \equiv \frac{V_A}{V_B} = \frac{V_D}{V_C}$$

$$T_C V_C^{\gamma-1} = T_D V_D^{\gamma-1}$$

$$T_C = T_D \left(\frac{V_D^{\gamma-1}}{V_C^{\gamma-1}} \right) = T_D r^{\gamma-1}$$

Calculemos la eficiencia del ciclo de Otto:

$$T_B = T_A r^{\gamma-1}$$



$$\eta = \frac{W}{Q_i} = 1 - \left(\frac{T_D - T_A}{T_C - T_B} \right) = 1 - \left(\frac{T_D - T_A}{T_D r^{\gamma-1} - T_A r^{\gamma-1}} \right)$$

$$\eta = 1 - \left(\frac{1}{r^{\gamma-1}} \right)$$

$$W_{neto} = -\frac{1 - r^{1-\gamma}}{1 - \gamma} (V_b P_b - V_c P_c)$$

Ejercicio

- Un motor de gasolina de cuatro tiempos de 1500 cc de cilindrada y relación de compresión 7,5 trabaja en un ambiente con presión atmosférica de 100 kPa y 20 grados Celsius. Determine el trabajo neto realizado por ciclo. Suponga que la combustión aporta 850 Joules por cada gramo de mezcla aire – combustible. Calcule la eficiencia del motor.

¿cuan chica puede ser una máquina térmica?

QUICK STUDY

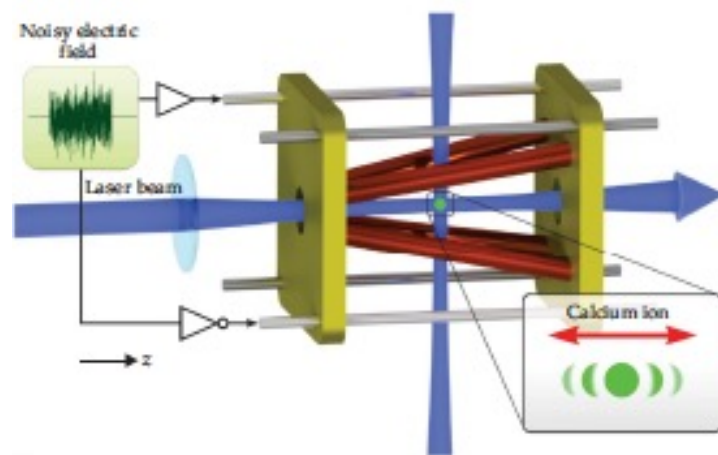
Eric Lutz is director of the Institute for Theoretical Physics I at the University of Stuttgart in Germany.

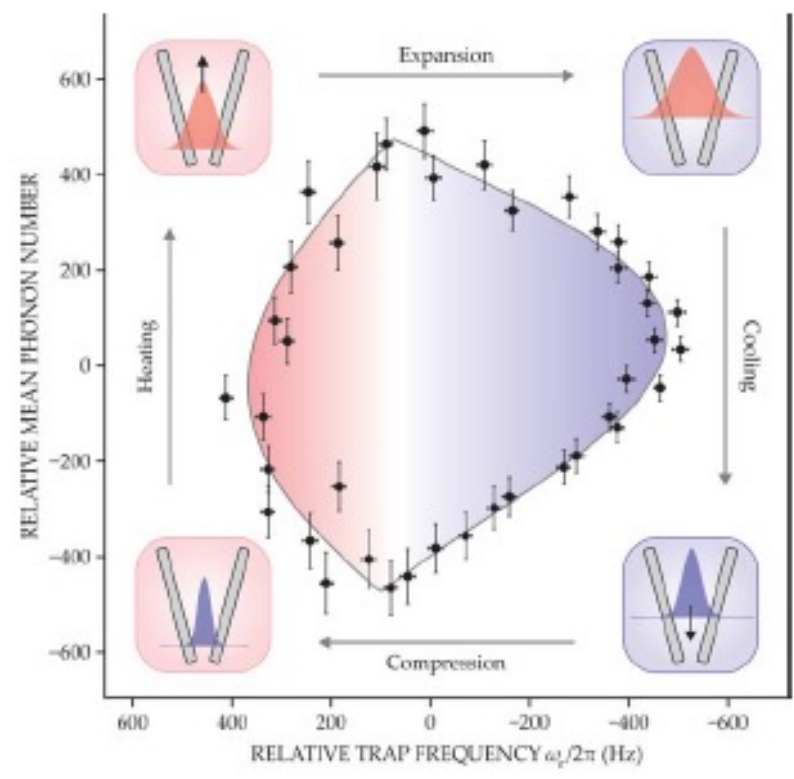


A single-atom heat engine

Eric Lutz

The power of an engine scales with the number of particles that make up its working fluid, a generalization that has proven true down to a single atom.





We calculated the absorbed heat from the corresponding temperature-entropy diagram. The efficiency, defined by the ratio of produced work to absorbed heat, is roughly 0.3%. That modest value indicates that the trap parameters were not optimal. (The average efficiency of a modern gasoline car engine is about 15–20%.) The performance of the engine could be improved by, for example, increasing the angle of the conical trap, which would lead to a higher radial frequency. For comparison, the first piston engine built by Thomas Newcomen around 1710 had an efficiency of about 0.5%.

QUANTUM INFORMATION THEORY

The New Thermodynamic Understanding of Clocks

 46 | 

Studies of the simplest possible clocks have revealed their fundamental limitations — as well as insights into the nature of time itself.

