

TERMODINÁMICA

MÓDULO 4

El rasgo característico de una sociedad industrial es su capacidad de utilizar, para fines acertados o desacertados, fuentes de energía distintas de los músculos del hombre o de los animales.

Excepto en el caso de la energía hidráulica, cuya potencia mecánica es directamente utilizable, la mayor parte de las provisiones de energía están constituídas por combustibles tales como el carbón o el petróleo, en los cuales la energía se encuentra almacenada en forma de energía interna.

El proceso de combustión libera la energía interna y la convierte en calor. En esta forma, la energía puede utilizarse para calentar habitaciones, cocinar o mantener un horno a elevada temperatura, con objeto de efectuar otros procesos físicos o químicos. Pero para mover una máquina o propulsar un vehículo o un proyectil, ha de transformarse el calor en energía mecánica, y uno de los problemas del ingeniero es llevar a cabo esta conversión con el máximo de rendimiento posible.

PROCESOS TERMODINÁMICOS REVERSIBLES E IRREVERSIBLES

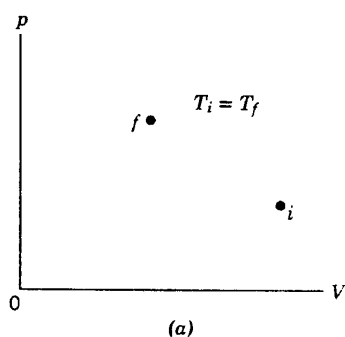
Decimos que un sistema termodinámico está en equilibrio si las variables termodinámicas de presión, volumen y temperatura tienen el mismo valor para todo el sistema y no cambian a través del tiempo. Podemos producir cambios en un sistema termodinámico de tal manera que el pase de un estado de equilibrio a otro.

Una situación de equilibrio termodinámico puede ser representada en un diagrama P-V puesto que en todo instante tiene sus variables definidas para todo el sistema.

Analicemos ahora un sistema formado por una masa de gas contenida en un cilindro con un émbolo móvil, el cilindro está colocado en un depósito a temperatura constante.

Proceso irreversible

Se introduce el émbolo violentamente en el cilindro llevando el gas desde una posición inicial de equilibrio a una final de equilibrio.

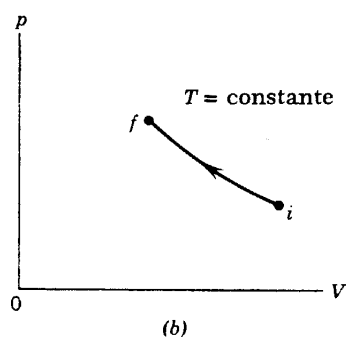


Los estados intermedios por la rapidez con que se desarrolla el proceso no son estados de equilibrio puesto que las variables termodinámicas en el transcurso de ellos no van teniendo el mismo valor para todos los puntos del sistema.

Este tipo de procesos no se pueden representar en un diagrama P-V puesto que conocemos solamente las variables de presión y volumen para los puntos inicial y final del proceso y no para los puntos intermedios que no están definidos de forma única para el sistema. Este tipo de procesos recibe el nombre de irreversibles. Los procesos naturales son en general procesos irreversibles.

Proceso reversible

Si el émbolo no posee roce con las paredes del cilindro y se introduce lentamente de forma cuasiestática, se permite que el sistema se desplace de un estado de equilibrio a otro muy próximo pasando por lo tanto de la posición inicial a la final por una serie de estados de equilibrio termodinámicos.



Este proceso se puede representar en un diagrama P-V ya que en todo momento se pueden conocer las variables termodinámicas del sistema.

Se puede decir que un proceso reversible es aquel que mediante un cambio diferencial en el medio ambiente, se puede hacer que recorra su trayectoria a la inversa.

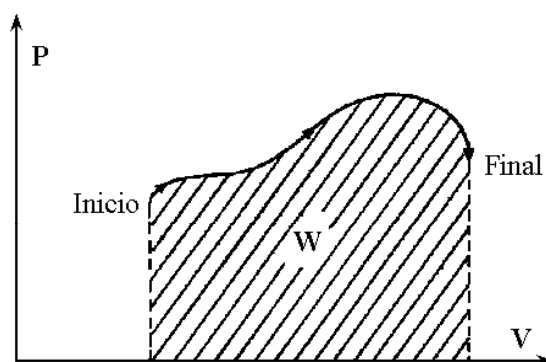
Los procesos reversibles son una abstracción de la realidad.

Procesos termodinámicos cíclicos

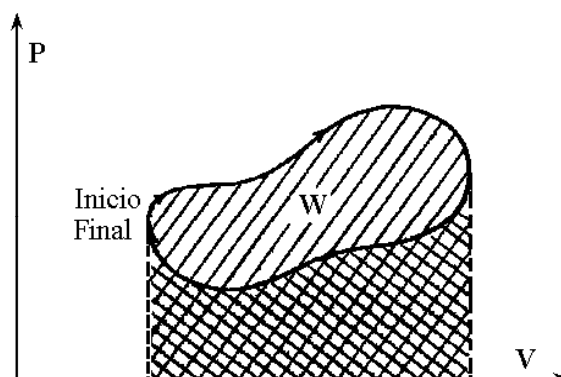
Tenemos que cualquier proceso termodinámico reversible se puede representar en un diagrama P-V. El trabajo realizado por el gas en dicho proceso está dado por

$$\int_i^f p dv = W$$

lo cual corresponde al área bajo la curva, como se puede ver en la siguiente figura.



Un proceso termodinámico es cíclico cuando las variables termodinámicas inicial y final son las mismas o sea corresponden a un mismo punto en un diagrama P-V, como se ilustra en la siguiente figura



Del gráfico podemos ver que el trabajo realizado por el gas en un ciclo termodinámico está representado por el área encerrada por la curva que determina el ciclo.

En un ciclo la variación de energía interna es cero.

$$\Delta U = 0 \quad \text{y por lo tanto} \quad Q = W$$

Máquina térmica

Sadi Carnot, joven ingeniero francés, fué quien primero abordó el problema del rendimiento de un motor térmico desde un punto de vista verdaderamente fundamental.

Antes de los trabajos de Carnot, en 1824, los perfeccionamientos de las máquinas de vapor se habían efectuado basándose en un mejor proyecto mecánico, y si se consiguieron mejoras fundamentales fué debido a la casualidad o a la inspiración, pero no estuvieron dirigidas por el conocimiento de los principios fundamentales.

La contribución de Carnot fué teórica, pero ha tenido más influencia en el desarrollo de la sociedad industrial del siglo XIX que el trabajo de cualquiera de los hombres prácticos que le habían precedido en este campo.

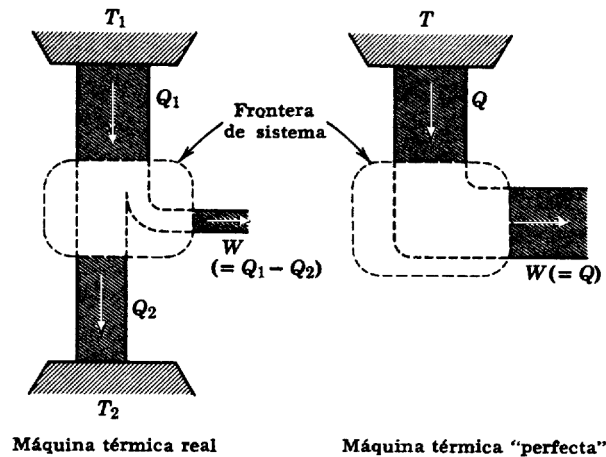
En resumen, lo que hizo Carnot fué prescindir de los detalles de funcionamiento, y enfocar su atención sobre los hechos verdaderamente importantes. Estos son, en primer lugar, que se suministra energía al motor en forma de calor, a una temperatura relativamente elevada. Segundo, que el calor realiza trabajo mecánico. Tercero, que el motor cede calor a temperatura inferior.

En tiempos de Carnot se admitía todavía la teoría del calórico, que consideraba el calor como un fluido indestructible, y Carnot imaginaba el flujo calorífico que pasaba por el motor, análogo al paso del agua a través de una rueda hidráulica o turbina, desde cierta altura a otra inferior. Durante un intervalo de tiempo cualquiera, entra y sale cualquier cantidad de agua en la turbina, pero durante el paso se ha obtenido del agua cierta cantidad de energía mecánica.

Carnot creía que, en un motor térmico, tenía lugar un proceso análogo: del calor se sacaba energía mecánica, pero la cantidad de calor cedida por el motor en un intervalo cualquiera de tiempo era igual a la suministrada al mismo.

Actualmente sabemos que esta idea no es exacta, y que el calor cedido por el motor es inferior al suministrado, en una cantidad que es, precisamente, la convertida en trabajo mecánico.

A pesar de su concepto erróneo acerca de la naturaleza del calor, Carnot obtuvo en realidad la expresión correcta del rendimiento máximo de cualquier motor térmico que opera entre dos temperaturas dadas.



Las transformaciones de energía en un motor térmico están representadas esquemáticamente de un modo convencional por el diagrama de la figura anterior.

El calor Q_1 suministrado al motor es proporcional a la sección del tubo de entrada colocado en la parte superior del diagrama. La sección del tubo de salida en la parte inferior es proporcional a la parte de calor, Q_2 , expulsada por el escape. El tubo de la derecha representa el calor neto suministrado al motor y que éste convierte en un trabajo mecánico, W .

Puesto que la sustancia que experimenta el ciclo vuelve periódicamente a su estado inicial, y la variación de energía interna en un número cualquiera de ciclos es nula, se deduce, en virtud del primer principio de la termodinámica, que

$$W = Q_1 - Q_2$$

Esto es, el trabajo mecánico realizado es igual a la diferencia entre el calor suministrado al motor y el cedido por él (por convenio, W , Q_1 y Q_2 se consideran todos positivos.)

El rendimiento o eficiencia e del motor es la razón del trabajo realizado al calor absorbido. Por consiguiente

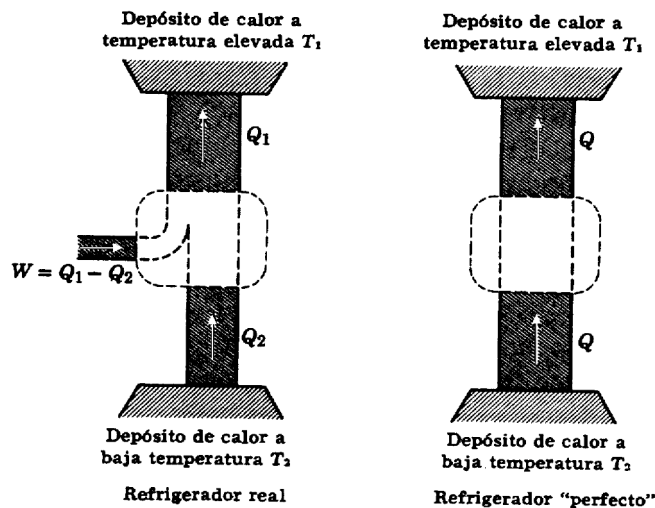
$$e = \frac{\text{Trabajo Realizado}}{\text{Calor Absorbido}} = \frac{W}{Q_1} \quad (60 \text{ T})$$

$$e = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} \quad (61 \text{ T})$$

Según este diagrama, el motor de rendimiento óptimo es aquel para el cual el tubo de la derecha que representa el trabajo obtenido es lo más ancho posible, mientras que el tubo de escape es lo más estrecho posible, para un tubo de entrada o cantidad de calor suministrada prefijados.

Máquina frigorífica

Una máquina frigorífica puede considerarse como un motor térmico que funciona en sentido inverso esto es, un motor térmico toma calor de un foco a temperatura elevada, convierte una parte del calor en trabajo mecánico y cede la diferencia en forma de calor por el escape a un foco a temperatura más baja. Una máquina frigorífica toma calor a baja temperatura, el compresor suministra trabajo mecánico, y la suma se expulsa al exterior en forma de calor a temperatura más alta.



$$e = \frac{Q_2}{W} = \frac{Q_2}{Q_1 - Q_2} \quad (62 \text{ T})$$

SEGUNDA LEY DE LA TERMODINÁMICA

La primera ley de la termodinámica establece que se conserva la energía. Ahora bien, podemos imaginar muchos procesos termodinámicos que conservan la energía pero que nunca ocurren. Por ejemplo, cuando se pone en contacto un cuerpo caliente y uno frío, simplemente no ocurre que el cuerpo caliente se ponga más caliente y el cuerpo frío se haga más frío. O también, un estanque no se congela repentinamente en un día caliente de verano proporcionando calor a su medio ambiente. Y, sin embargo ninguno de estos procesos viola la primera ley de la termodinámica. En forma semejante, la primera ley no restringe nuestra posibilidad de convertir trabajo en calor o calor en trabajo, salvo que la energía debe conservarse en el proceso. Y, sin embargo, en la práctica, aún cuando podemos convertir una cantidad dada de trabajo en calor, nunca hemos sido capaces de encontrar un método para convertir una cantidad dada de calor completamente en trabajo.

La segunda ley de la termodinámica se ocupa de que procesos que siendo compatibles con la primera ley ocurren en la naturaleza y cuales no tienen lugar. Aun cuando las ideas contenidas en la segunda ley pueden parecer sutiles y abstractas, en sus aplicaciones se les encuentra sumamente prácticas. Veamos ahora dos enunciados de la segunda ley de la termodinámica.

Enunciado de Kelvin y Planck

Una transformación cuyo único resultado final sea transformar en trabajo calor extraído de alguna fuente que se encuentra en toda su extensión a la misma temperatura es imposible.

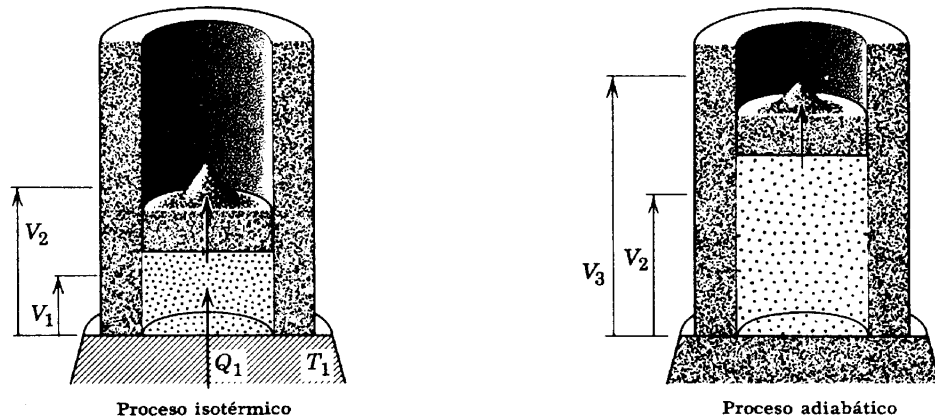
Enunciado de Clausius

Es imposible que una máquina cíclica produzca exclusivamente el efecto de hacer pasar calor continuamente de un cuerpo a otro que se encuentra a una temperatura más elevada.

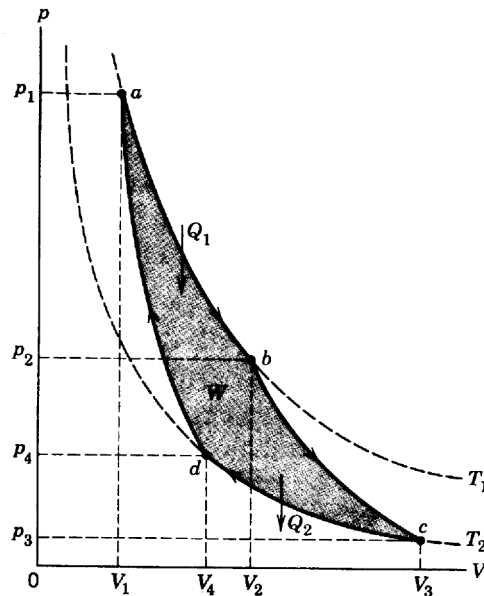
La segunda ley es una generalización de la experiencia y plantea que no existe una máquina térmica perfecta ni una máquina refrigeradora perfecta.

Ciclo de Carnot

Se denomina motor de Carnot a un motor ideal, imaginado por Carnot, que tiene, según puede demostrarse, el rendimiento máximo entre los que funcionan en las condiciones citadas. El ciclo de Carnot está compuesto por dos procesos isotérmicos y dos procesos adiabáticos.



Este ciclo aparece representado en la fig. Está limitado por dos isothermas y dos adiabáticas. De esta forma, todo el calor suministrado al motor tiene la misma temperatura elevada, y todo el calor cedido es expulsado a la misma temperatura baja. Si se somete un gas ideal a un ciclo de Carnot, no es difícil probar que la eficiencia está dado por



$$e = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (63 \text{ T})$$

Demostración que la eficiencia de una máquina de Carnot que utilice como sustancia de trabajo un gas ideal está dada por la ecuación (63 T).

Recordemos que la eficiencia de una máquina térmica está dada por

$$e = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}$$

Al seguir la isoterma ab , la temperatura y por consiguiente, la energía interna de un gas ideal permanece constante.

De acuerdo con la Primera Ley de la termodinámica, la cantidad de calor Q_1 , absorbida por el gas durante la dilatación, debe ser igual a la cantidad de trabajo W_1 efectuado durante esta dilatación.

$$Q_1 = W_1 = nRT_1 \ln(V_2/V_1)$$

Análogamente, en la compresión isotérmica a lo largo de la trayectoria cd ,

$$Q_2 = W_2 = nRT_2 \ln(V_3/V_4)$$

Dividiendo miembro a miembro la primera ecuación y la segunda tenemos

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{T_1 \ln(V_2/V_1)}{T_2 \ln(V_3/V_4)}$$

De la ecuación de estado para un gas ideal obtenemos, para los puntos ab y cd

$$p_1 V_1 = p_2 V_2$$

$$p_3 V_3 = p_4 V_4$$

De la ecuación del proceso adiabático para un gas ideal obtenemos, para los tramos bc y da

$$p_2 V_2^\gamma = p_3 V_3^\gamma$$

$$p_4 V_4^\gamma = p_1 V_1^\gamma$$

Multiplicando miembro a miembro estas cuatro ecuaciones y simplificando el factor $p_1 p_2 p_3 p_4$ obtenemos:

$$V_1 V_2^\gamma V_3 V_4^\gamma = V_2 V_3^\gamma V_4 V_1^\gamma$$

De donde,

$$(V_2 V_4)^{\gamma-1} = (V_3 V_1)^{\gamma-1}$$

y entonces

$$V_2/V_1 = V_3/V_4$$

Aplicando este resultado en nuestra expresión para $\frac{Q_1}{Q_2}$ tenemos

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

de manera que

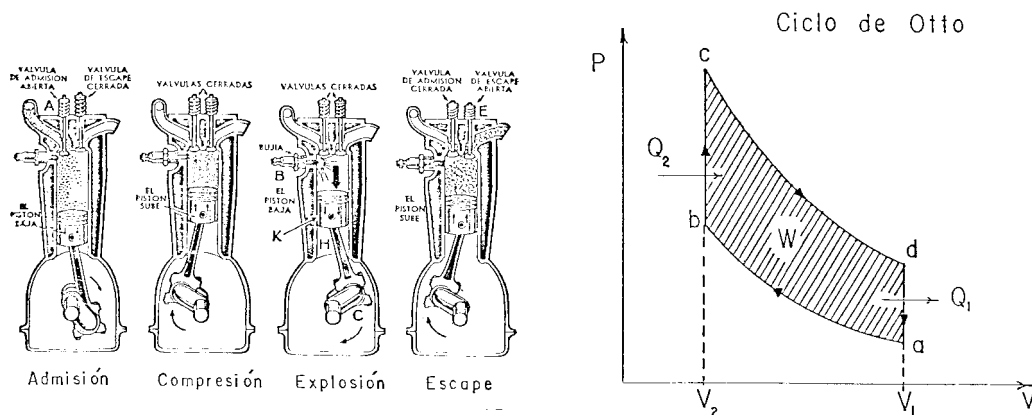
$$e = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}$$

o sea,

$$e = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (64 \text{ T})$$

De la ecuación (63 T) vemos que la eficiencia de un motor térmico será mayor mientras menor sea la temperatura inferior T_2 , pero esa temperatura esta limitada por la temperatura ambiente o alguna fuente natural de refrigeración. Otra posibilidad sería aumentar la temperatura T_1 , pero eso tiene una limitación estructural dada por los materiales de los cuales esta hecho el motor térmico. Se puede demostrar que ningún motor térmico que trabaje entre dos temperaturas puede tener un rendimiento mayor que el de Carnot.

Máquina térmica. Motor de combustión interna

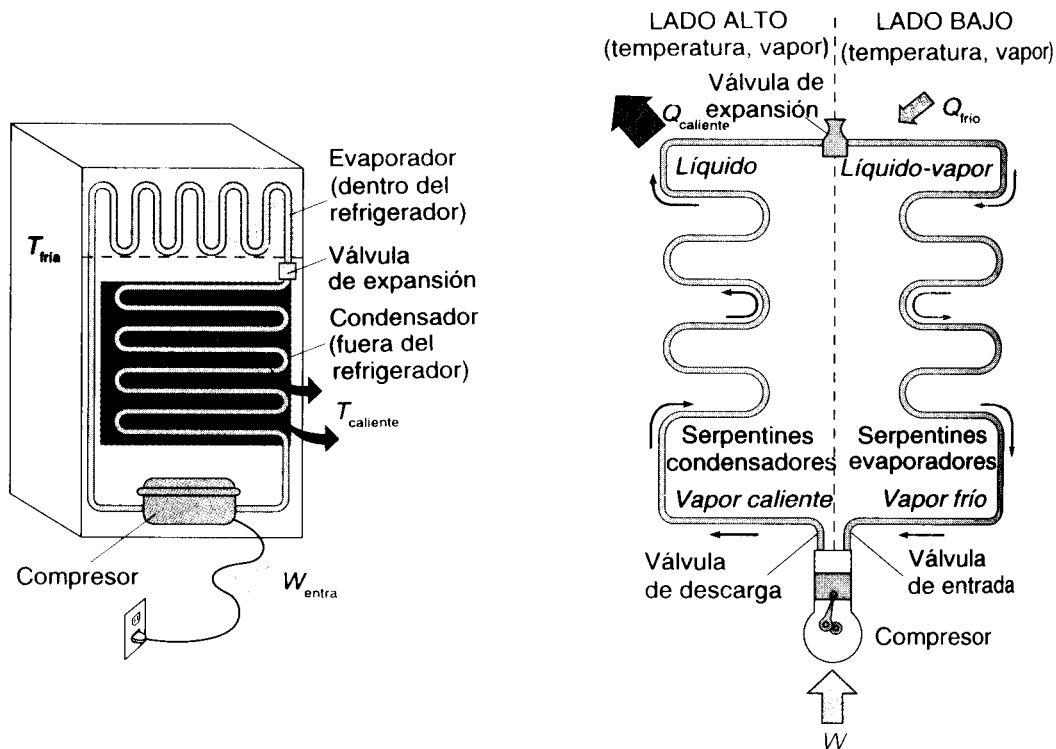


El motor de combustión interna se denomina motor de cuatro tiempos porque en cada ciclo se verifican cuatro procesos.

Los procesos que constituyen este ciclo son: admisión, compresión, explosión, escape.

Para fines de cálculo, el ciclo de un motor a combustión puede sustituirse aproximadamente por el ciclo de Otto.

Máquina refrigerante. Nevera



En la neveras se utiliza como medio de transferencia de calor una sustancia que se denomina refrigerante y que tiene un punto de evaporación bastante bajo. A una presión de 1 atm el amoníaco tiene un punto de ebullición de -33°C , el bióxido de azufre -10.1°C y el freón -29.8°C .

Entropía

La entropía es un concepto fundamental de la Física, pero su comprensión no es sencilla. En este nivel no hay lugar para una exposición a fondo de este concepto por lo cual nos limitaremos a dar solamente su definición.

De la expresión (64 T) tenemos

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

De donde podemos obtener que

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

que podemos escribir como

$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2} \quad (65 T)$$

En esta expresión se consideran las magnitudes de Q_1 y Q_2

Si consideramos que el calor absorbido es positivo y el calor cedido es negativo podemos escribir la expresión (65 T) como

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

Esta ecuación establece que la suma algebraica $\frac{Q}{T}$ es cero para un Ciclo de Carnot.

Afirmamos que cualquier ciclo reversible es equivalente, con toda la aproximación que deseemos, a una agrupación de Ciclos de Carnot.

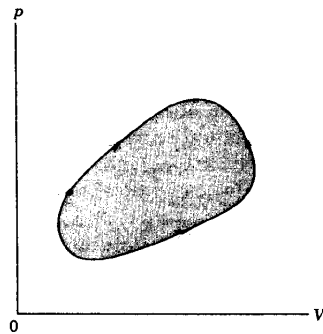


fig.a

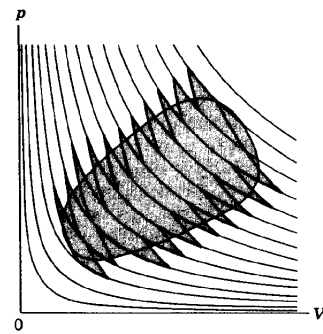


fig.b

Entonces podemos escribir para la sucesión de líneas isotermas y adiabáticas

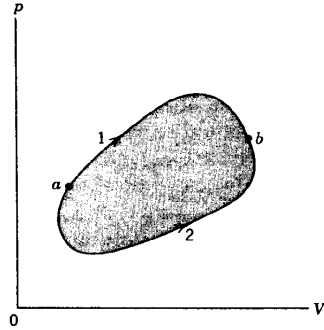
$$\sum \frac{Q}{T} = 0$$

O bien, en el límite de las diferencias de temperaturas infinitesimales entre las isoterma

$$\oint \frac{dQ}{T} = 0 \quad (66 T)$$

Tenemos entonces que $\frac{dQ}{T}$ es una variable de estado que llamaremos Entropía y la designamos por la letra S . Tenemos entonces de (66 T)

$$dS = \frac{dQ}{T} \quad \text{y} \quad \oint dS = 0 \quad (67 \text{ T})$$



Calculemos el cambio de entropía entre los puntos a y b al unir dichos puntos por la trayectoria 1 y la trayectoria 2 que se muestran en la fig.

Tenemos de la fig. y de la expresión (67 T)

$${}_1\int_a^b dS + {}_2\int_b^a dS = 0 \qquad {}_1\int_a^b dS - {}_2\int_a^b dS = 0 \qquad {}_1\int_a^b dS = {}_2\int_a^b dS$$

Esta última ecuación nos dice que la entropía entre dos estados cualesquiera de equilibrio del sistema es independiente de la trayectoria que conecta esos estados.

El cambio de entropía entre los puntos a y b es entonces

$$S_b - S_a = \int_a^b dS = \int_a^b \frac{dQ}{T} \quad (68 \text{ T})$$

debiéndose valuar la integral en una trayectoria reversible cualquiera que una esos dos estados.

Entropía de procesos reversibles

Calcular el cambio de entropía que experimenta un gas ideal en una dilatación isotérmica reversible desde un volumen V_i hasta un volumen V_f

Puesto que la energía interna solo depende de la temperatura, tenemos entonces que en un proceso isotérmico $\Delta U = 0$

Tenemos de acuerdo a la Primera Ley

$$dU = dQ - dW$$

por lo tanto en un proceso isotérmico $dQ = dW$

Tenemos entonces de la ecuación (68 T)

$$S_f - S_i = \int_i^f \frac{dQ}{T} = \frac{1}{T} \int_i^f dQ = \frac{1}{T} \int_i^f dW = \frac{W_{i \rightarrow f}}{T} \quad S_f - S_i = \frac{W_{i \rightarrow f}}{T}$$

Sabemos que el trabajo realizado por un gas en un proceso isotérmico esta dado por

$$W_{i \rightarrow f} = nRT \ln(V_f / V_i)$$

Por lo tanto la variación de entropía del gas en un proceso de dilatación isotérmica reversible esta dado por

$$S_f - S_i = nR \ln(V_f / V_i) \quad (69 T)$$

Puesto que es una dilatación $V_f > V_i$ tenemos entonces que la entropía del sistema crece.

$$\Delta S_{sistema} > 0$$

Con el objeto de llevar a cabo este proceso de dilatación isotérmica de un gas se necesita tener un depósito a temperatura T que se encuentre en contacto con el gas y proporcione el calor necesario para mantener la temperatura constante.

Por lo tanto el depósito cede una cantidad de calor igual a la que el gas absorbe, por lo tanto el disminuirá su entropía en una cantidad igual al incremento de entropía del gas.

$$\Delta S_{medio ambiente} < 0$$

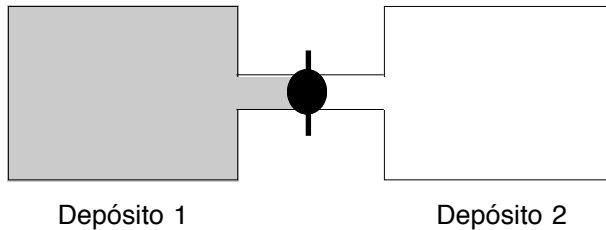
Por lo tanto

$$\Delta S_{total} = \Delta S_{sistema} + \Delta S_{medio ambiente} = 0$$

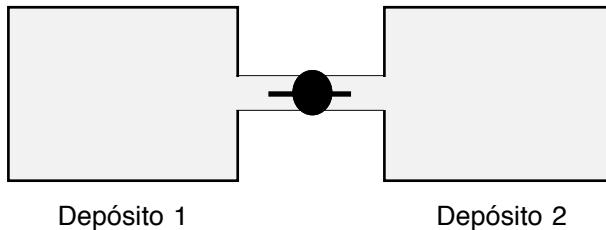
Tenemos entonces que la entropía total del sistema más el medio ambiente no varía en un proceso reversible.

Entropía de procesos irreversibles

Dilatación libre



a) Se introduce gas a presión en el depósito 1 y se hace vacío en el depósito 2, permitiendo que el sistema adquiera una temperatura uniforme.



b) A continuación se abre la llave que une ambos depósitos, pasando gas del primero al segundo hasta igualarse las presiones en ambos. El gas restante en el depósito 1 se enfría por expansión, mientras que el que fluye en el depósito 2 aumenta su temperatura.

Si ambas vasijas se encuentran sumergidas en un depósito de agua mantenida en constante agitación, se observa que no se produce ningún cambio neto de temperatura en el agua; es decir, que el enfriamiento de una parte del sistema compensa el calentamiento de la otra.

La dilatación libre de un gas es un proceso irreversible.

¿Cómo calculamos entonces la entropía de este proceso?

Puesto que la entropía no depende de la trayectoria sino de variables iniciales y finales del proceso para calcular la entropía de la dilatación libre de un gas buscamos cualquier proceso reversible que comience y termine en los mismos estados de equilibrio.

Tenemos que en la dilatación libre $W = 0$, $Q = 0$ y por lo tanto $\Delta U = 0$ por la Primera Ley de la Termodinámica. Puesto que la energía interna solo depende de la temperatura, en este proceso no habrá cambio de temperatura $T_i = T_f$.

Por lo tanto para calcular la entropía de la dilatación libre podemos considerar un proceso isotérmico reversible que lleve el gas desde un volumen inicial V_i a un volumen final V_f .

Este es un proceso totalmente diferente a la dilatación libre y solamente tiene en común con la dilatación isotérmica reversible el hecho que une el mismo conjunto de estados de equilibrio inicial y final.

Tenemos de la parte anterior que la variación de entropía para un procesos de dilatación isotérmica reversible esta dado por

$$S_f - S_i = nR \ln(V_f / V_i)$$

Por lo tanto la entropía del gas en una dilatación libre es

$$S_f - S_i = nR \ln(V_f / V_i)$$

Puesto que es una dilatación $V_f > V_i$ tenemos entonces que la entropía del sistema crece.

$$\Delta S_{sistema} = nR \ln V_f / V_i > 0$$

Tenemos que este proceso de dilatación libre de un gas se realiza adiabáticamente por lo tanto la entropía del medio ambiente no cambia.

$$\Delta S_{medio ambiente} = 0$$

$$\Delta S_{total} = \Delta S_{sistema} + \Delta S_{medio ambiente} > 0$$

Por lo tanto la entropía total del sistema más el medio ambiente crece en un proceso irreversible.

Entropía y la segunda Ley de la Termodinámica

Ahora podemos formular la Segunda Ley de la Termodinámica en función de la Entropía. Puesto que esta ley es una generalización de la experiencia, no podemos demostrarla; sólo nos es posible escribirla y hacer ver que nuestro enunciado esta de acuerdo con el experimento.

Tenemos entonces que la Segunda Ley en función de la Entropía se expresa como:

"Un proceso natural que comienza en un estado de equilibrio y termina en otro, se desarrollará en el sentido que haga que aumente la entropía del sistema más el medio ambiente".

En la forma que lo hemos escrito, la segunda ley se aplica sólo a procesos irreversibles porque únicamente tales procesos tienen un a"dirección natural".

Ahora los procesos reversibles se pueden desarrollar de igual manera en cualquier dirección y para los procesos reversibles, la entropía del sistema más el medio ambiente permanecen inalterados.

EJEMPLOS

Ejemplo 1

Calcular el cambio de entropía de un sistema formado por 1.00 Kg de hielo a 0°C que se funde transformándose en agua a esa misma temperatura. El calor latente de fusión es de 79.6 cal/g.

Durante este proceso la temperatura permanece constante a 273 °K por ser un cambio de estado de hielo a agua.

Tenemos entonces que

$$\Delta S = S_{\text{agua}} - S_{\text{hielo}} = \frac{1}{T} \int dQ = \frac{Q}{T}$$

Donde Q es el calor necesario para fundir el 1.00 Kg. de hielo, (ver cambios de estado)

$$Q = 10^3 \text{ g} \times 79.6 \text{ cal/g}$$

Por lo tanto

$$\Delta S = \frac{79.6 \times 10^3 \text{ cal}}{273 \text{ } ^\circ K} = 292 \text{ cal/ } ^\circ K = 1220 \text{ J/ } ^\circ K$$

En cualquier proceso isoterma reversible, la variación de entropía equivale al calor suministrado dividido por la temperatura absoluta.

Ejemplo 2

Calcular el cambio de entropía de 1Kg de agua que se encuentra a 0 °C y se calienta hasta 100°C.

Tenemos entonces que

$$T_i = 273 \text{ } ^\circ K \qquad T_f = 373 \text{ } ^\circ K$$

$$m_{\text{agua}} = 1 \text{ Kg}$$

El calor necesario en este caso para producir el incremento de 100 °C de temperatura en el agua está dado por

$$dQ = m_{\text{agua}} c_{\text{agua}} dT$$

Por consiguiente

$$\Delta S = S_f - S_i = \int_{T_i}^{T_f} m_{\text{agua}} c_{\text{agua}} \frac{dT}{T} = m_{\text{agua}} c_{\text{agua}} \ln \frac{T_f}{T_i}$$

Considerando que tanto la escala Celsius como la escala Kelvin son centígradas tenemos que el calor específico del agua es

$$c_{\text{agua}} = 1.000 \text{ Kcal/Kg } ^\circ\text{C} = 1.000 \text{ Kcal/Kg } ^\circ\text{K}$$

Tenemos entonces que

$$\Delta S = 1.000 \text{ Kg} \times 1.000 \text{ Kcal/Kg } ^\circ\text{K} \times \ln \frac{373 \text{ } ^\circ\text{K}}{273 \text{ } ^\circ\text{K}} = 0.312 \text{ Kcal/} ^\circ\text{K}$$

$$\Delta S = 312 \text{ cal/} ^\circ\text{K}$$

Ejemplo 3

Al efectuar la expansión adiabática y reversible de un gas, ¿Cuál es la variación de entropía?

En un proceso adiabático no hay suministro de calor al sistema ni cesión de calor por éste; por tanto, $\Delta Q = 0$, y por lo tanto no hay variación de entropía. Resulta que en todo proceso adiabático reversible no hay variación de entropía, por lo que puede denominarse *isentrópico*.

Bibliografía

Sears F. W	Fundamentos de Física	Tomo I
Feynman R. P.	Física	Volumen I
Halliday D. y Resnick R. -	Física	Parte I
Tipler P. A.	Física	Tomo I
Serway R. A. y Beichner R. J.	Física	Tomo I
Wilson J. D.	Física	
Hewitt P. G.	Conceptos de Física	
Máximo A. y Alvarenga B.	Física General.	
Tippens P. E.	Física. Conceptos y Aplicaciones	