

## 6. ENTROPÍA

Antes de desarrollar técnicas analíticas para aplicar las leyes de la Termodinámica a sistemas físicos y químicos de interés vamos a estudiar algunas de las propiedades de la entropía, para familiarizarnos con ese concepto. Esto no fue necesario para el caso de la energía interna gracias a su analogía con la energía mecánica. Para dar una interpretación mecánica de la entropía es necesario introducir nociones de Mecánica Estadística; eso se verá más adelante y mostraremos que la entropía se relaciona con las ideas de orden y de probabilidad de los estados a nivel microscópico. Pero por ahora procuraremos adquirir más familiaridad con la entropía sin introducir modelos mecánicos.

### *Ecuación diferencial de la entropía*

Para un proceso reversible, la Primera Ley se escribe en la forma

$$dE = dQ_R - dW_R \quad (6.1)$$

Si usamos  $dQ_R = TdS$  y resolvemos para  $dS$  obtenemos

$$dS = \frac{1}{T} dE + \frac{1}{T} dW_R \quad (6.2)$$

La expresión del trabajo infinitesimal  $dW_R$  tiene diferente forma según cual sea el sistema que estamos considerando (gaseoso, químico, eléctrico, magnético, etc.). Para ser concretos, si el sistema puede trabajar expandiéndose contra una presión exterior (como un gas en un cilindro dotado de un pistón), entonces

$$dW_R = p dV \quad (6.3)$$

Aquí  $p$  es la presión del sistema ya que en un proceso reversible la presión interna debe ser igual a la presión externa:  $p = p_e$ . Por lo tanto, para un tal sistema la ecuación diferencial de la entropía es:

$$dS = \frac{1}{T} dE + \frac{p}{T} dV \quad (6.4)$$

Esta es una ecuación fundamental que contiene ambas leyes de la Termodinámica, y permite calcular los cambios de entropía para variaciones dadas de la energía interna y el volumen. Es fundamental, porque si se conoce la entropía como función de  $E$  y  $V$ , entonces todas las demás propiedades termodinámicas se pueden calcular por diferenciación a partir de  $S(E, V)$ , sin que aparezcan constantes de integración indeterminadas. Las funciones que tienen esta propiedad, como  $S$  y otras que veremos en el Capítulo 7, se denominan *funciones características*. En el caso de la ec. (6.4), una de las variables independientes, la energía interna, no es una variable conveniente para especificar el estado del sistema puesto que es difícil de medir. En el próximo capítulo mostraremos como se pueden transformar las funciones características para que dependan de variables independientes más cómodas de usar.

Es importante observar que todos los diferenciales en la ec. (6.4) son diferenciales *exactos*, pues son diferenciales de funciones de estado. Esto no ocurre con el enunciado (6.1) de la Primera

Ley, en el cual figura  $dQ_R$  que no es el diferencial de una función de estado. El hecho que los diferenciales que figuran en la ec. (6.4) sean exactos es lo que permite usar poderosas técnicas matemáticas para resolver problemas, en lugar de esquemas engorrosos basados en hipotéticos motores cíclicos.

### ***Aditividad de la entropía para sistemas compuestos***

Si un sistema está compuesto por un cierto número de partes, ocurre muchas veces (aunque no siempre) que la entropía del sistema es igual a la suma de las entropías de sus partes. La entropía es aditiva cuando la energía interna es aditiva y cuando el trabajo total involucrado en una transformación del sistema es igual a la suma de los trabajos correspondientes a cada una de sus partes individualmente. Esto no ocurre, por ejemplo, si la energía depende de la extensión de las superficies de las partes del sistema. Por lo tanto, si queremos estudiar la termodinámica de fenómenos de superficie, no debemos dar por cierta la aditividad ni de la energía ni de la entropía. A veces, esta dificultad se puede eludir considerando las superficies como fases separadas.

### ***Determinación experimental de la entropía***

La misma definición de la entropía sugiere algunos métodos sencillos para medir sus variaciones. Recordemos que solo podemos medir *variaciones* de entropía y que (al menos por ahora) no tiene sentido hablar del valor absoluto de la entropía. La situación es completamente análoga a la de la energía, y al igual de lo que ocurre con la energía, vamos a referir las variaciones de entropía a algún estado patrón al cual le asignaremos arbitrariamente un valor numérico conveniente (generalmente cero). Dicho esto, vamos a presentar algunos métodos para determinar variaciones de entropía.

#### Medidas de la capacidad calorífica

Si se calienta reversiblemente un sistema desde  $T$  a  $T + dT$ , la capacidad calorífica a lo largo de ese camino particular es

$$C \equiv \frac{dQ_R}{dT} = T \frac{dS}{dT} \quad (6.5)$$

La variación de entropía desde un estado 1 a un estado 2 se puede calcular por integración, si se conoce  $C$ :

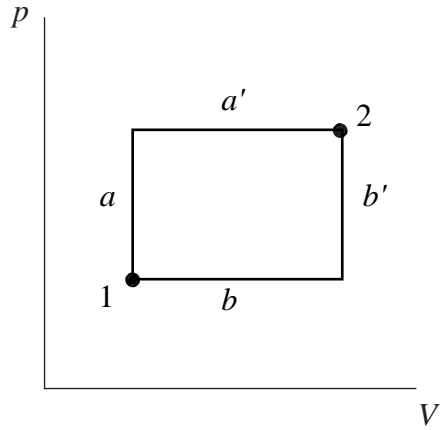
$$\Delta S = \int_1^2 \frac{C}{T} dT \quad (6.6)$$

Puesto que la entropía es una función de estado, esta integral es independiente del camino, pese a que la capacidad calorífica  $C$  depende del camino. Es la presencia del factor  $1/T$  lo que hace que la integral en (6.6) sea independiente del camino. La integral

$$Q = \int_1^2 C dT \quad (6.7)$$

depende, por supuesto, del camino. Por este motivo, el factor  $1/T$  se denomina “factor integrante” para el calor.

En general se consideran procesos a volumen constante o a presión constante, puesto que resultan más fáciles de realizar en el laboratorio y porque usualmente dos estados arbitrarios se pueden conectar mediante una combinación de estos procesos. Por ejemplo, en la Fig. 6.1, los estados 1 y 2 se pueden conectar tanto por el camino  $aa'$  como por el camino  $bb'$ , que son ambos combinaciones de procesos a presión constante y a volumen constante. La variación de entropía calculada a lo largo de uno u otro de esos caminos es la misma. Para procesos a volumen constante (subíndice  $V$ ) y a presión constante (subíndice  $p$ ) se tiene:



$$C_V = T \left( \frac{\partial S}{\partial T} \right)_V, \quad C_p = T \left( \frac{\partial S}{\partial T} \right)_p \quad (6.8)$$

de forma que

$$\Delta S_V = \int \frac{C_V}{T} dT = \int C_V d(\ln T) \quad (6.9)$$

y

$$\Delta S_p = \int \frac{C_p}{T} dT = \int C_p d(\ln T) \quad (6.10)$$

Fig. 6.1. Un cambio de estado efectuado mediante combinaciones de procesos a presión constante y a volumen constante.

Notar que las integrales en (6.9) y (6.10) corresponden a diferentes cambios de estado.

### Calores latentes de transición o de reacción

Si se lleva a cabo en forma reversible e isoterma una transición de fase o una reacción química, de la definición de entropía resulta que

$$\Delta S = \frac{Q_R}{T} \quad (6.11)$$

En particular, para procesos a volumen constante o a presión constante resulta

$$\Delta S = \frac{Q_{RV}}{T} = \frac{\Delta E}{T} \quad (V = \text{cte.}) \quad (6.12)$$

y

$$\Delta S = \frac{Q_{Rp}}{T} \quad (p = \text{cte.}) \quad (6.13)$$

Luego, si medimos la temperatura termodinámica y la cantidad de calor que entra o sale de un sistema mientras se produce un cambio de fase o una reacción química en forma isotérmica, podemos calcular la variación de entropía para el cambio de estado.

### Procesos adiabáticos reversibles

De la definición de entropía resulta que en un proceso adiabático reversible no hay variación de entropía, es decir  $\Delta S = 0$ .

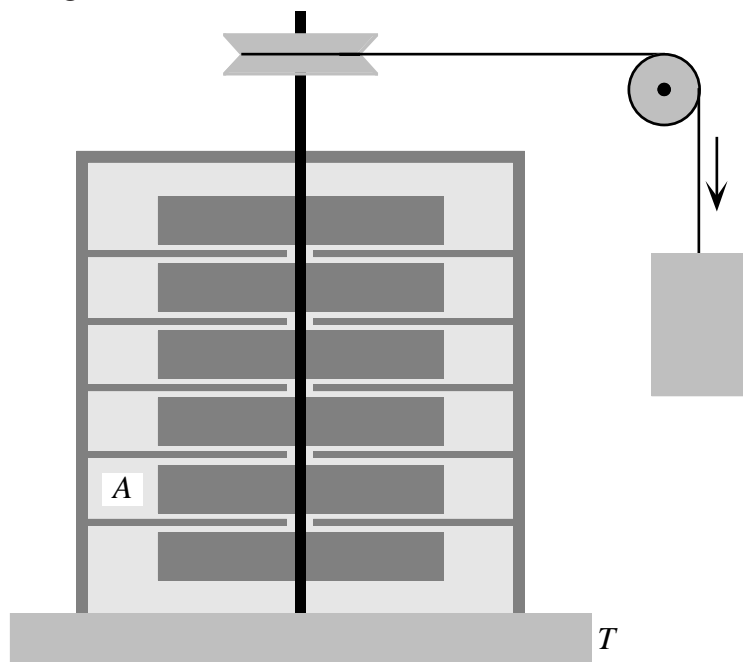
La lista que hemos dado no es exhaustiva y en los próximos capítulos obtendremos otras relaciones que permiten deducir variaciones de entropía a partir de datos experimentales.

### ***Otras propiedades de la entropía***

Hasta ahora nos hemos ocupado principalmente de las propiedades de la entropía en cuanto función de estado. Veremos ahora otras de sus propiedades.

#### **No conservación de la entropía**

A diferencia de la energía, la entropía no se conserva, a pesar de ser también una función de estado. En Mecánica se suele designar sistema conservativo aquél en el cual la cantidad de trabajo necesaria para desplazar un cuerpo de una posición a otra es independiente del camino. La analogía con la Mecánica puede llevar a pensar que todas las funciones de estado se conservan, cosa que no es cierta. Que la energía interna sea una función de estado que se conserva, mientras que la entropía no se conserva, nos enseña que la analogía entre sistemas mecánicos y sistemas termodinámicos no es completa. Ya dijimos antes que para apreciar mejor los alcances de dicha analogía hace falta recurrir a los métodos de la Mecánica Estadística.



Para ilustrar la no conservación de la entropía podemos considerar el aparato de paletas de Joule, que ya mencionamos cuando tratamos la Primera Ley. Este aparato es un ejemplo de “generador de entropía”. El experimento se puede hacer como se indica en la Fig. 6.2. El fluido *A* que está siendo agitado en el recipiente se puede mantener a una temperatura constante *T* al estar en contacto con una fuente térmica a través de una pared diatérmica. A medida que giran las paletas la temperatura del fluido se mantiene constante debido a que fluye calor desde el fluido a la fuente térmica. Este flujo es reversible

Fig. 6.2. El aparato de Joule como generador de entropía.

pues en todo instante hay sólo una diferencia infinitesimal de temperatura entre el fluido y la fuente. La variación de entropía de la fuente térmica es:

$$\Delta S = \int \frac{dQ_R}{T} = \frac{Q_R}{T} \quad (6.14)$$

Esta es también la variación total de entropía del sistema compuesto constituido por el fluido más la fuente térmica, puesto que el estado del fluido *A* no ha cambiado al final del proceso. Además  $\Delta E_A = 0$  de modo que  $Q_R = W$ , y el aumento total de entropía es

$$\Delta S = \frac{W}{T} \quad (6.15)$$

Luego la realización continua de trabajo sobre el sistema genera continuamente entropía. Obsérvese que la entropía del sistema de pesas que mueve a las paletas no cambia durante el proceso, y que la entropía generada no ha salido “de la nada”, se creó debido a la desaparición de trabajo en el ambiente.

Se podría pensar que para que aumente la entropía de un sistema es necesario que éste interactúe con el ambiente (como en el caso que acabamos de ver). Esto no es cierto: la entropía de un sistema aislado puede también crecer. En realidad pronto veremos que no puede nunca *decrecer*. Un ejemplo puede ayudar a comprender esta cuestión.

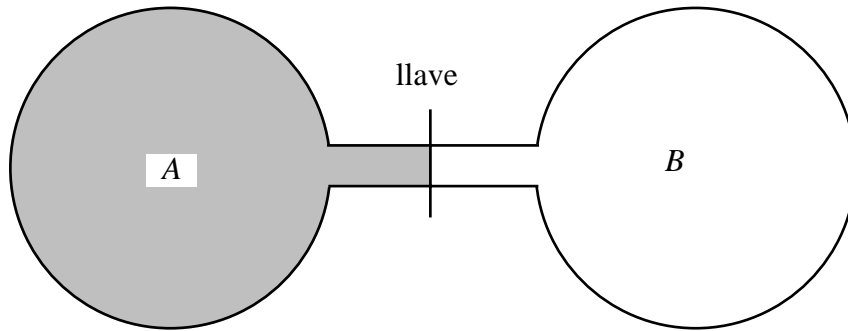


Fig. 6.3. Experimento de Joule sobre la expansión libre de un gas.

Consideremos el experimento de Joule sobre la expansión libre de un gas, ilustrado en la Fig. 6.3.

Inicialmente se tiene un gas en equilibrio en el

bulbo *A*, mientras que en el bulbo *B* se hizo el vacío. Se abre entonces la llave para permitir que el gas se expanda hasta llenar *B* y se deja que el sistema alcance el equilibrio. Todo el dispositivo está rodeado por una pared adiabática (para simplificar se puede pensar que la pared adiabática está constituida por los bulbos mismos, en cuyo caso el sistema es simplemente el gas. No se puede calcular la entropía *durante* el curso de la expansión puesto que el sistema no está en equilibrio y en consecuencia la entropía no está definida, salvo al comienzo y al final del proceso. Sabemos que la energía interna del sistema no varía, puesto que no se intercambia con el ambiente ni calor ni trabajo. Para calcular la variación de entropía entre los estados inicial y final de equilibrio debemos imaginar que esos estados se puedan conectar mediante algún proceso reversible, de manera que se cumpla la relación  $dS = dQ_R / T$ . Este proceso reversible lo podemos elegir a nuestro antojo de la forma más conveniente a los fines del cálculo. Elegiremos entonces una expansión reversible con la condición de que la energía interna se mantenga constante durante toda la expansión. Igualmente se podría haber elegido cualquier otro camino reversible, siempre y cuando sus estados inicial y final coincidan con los que se observan en la expansión irreversible. Para nuestro proceso reversible podemos usar la ec. (6.4) que, poniendo  $dE = 0$ , se reduce a

$$dS = \frac{P}{T} dV \quad , \quad (E = \text{cte.}) \quad (6.16)$$

La (6.16) se puede integrar formalmente y se obtiene

$$\Delta S = \int_{V_1}^{V_2} \frac{P}{T} dV > 0 \quad (6.17)$$

Puesto que todas las cantidades del integrando son positivas, y  $V_2 > V_1$  resulta que  $\Delta S > 0$ , es decir que la entropía aumenta. Para calcular el valor numérico de  $\Delta S$  nos hace falta conocer la ecuación de estado del gas, pero esta información proviene de afuera de la Termodinámica. Lo esencial aquí es que la entropía de un sistema aislado puede crecer, y que dicho resultado sí proviene de la Termodinámica pura.

### Variaciones de entropía en procesos irreversibles

Los dos ejemplos precedentes muestran que la entropía no se conserva. En ambos casos se trató de procesos irreversibles. Esta relación entre aumento de entropía y procesos irreversibles no es casual, sino que surge de un Teorema general que establece que *la variación total de entropía es positiva en todos los procesos irreversibles*. Este Teorema es consecuencia directa de la desigualdad de Clausius (Corolario VIII del Capítulo 5):

$$\oint \frac{dQ}{T} \leq 0 \quad (6.18)$$

Efectivamente, consideremos un cambio de estado *cualquiera* del estado 1 al estado 2, y luego realicemos un cambio *reversible* que devuelve el sistema al estado 1. De la ec. (6.18) obtenemos:

$$\int_1^2 \frac{dQ}{T} + \int_2^1 \frac{dQ_R}{T} \leq 0 \quad (6.19)$$

Pero para un proceso reversible

$$\int_2^1 \frac{dQ_R}{T} = - \int_1^2 \frac{dQ_R}{T} \quad (6.20)$$

y en consecuencia, usando la definición de entropía:

$$\Delta S \geq \int_1^2 \frac{dQ}{T} \quad (6.21)$$

Para variaciones infinitesimales de estado, la (6.21) se puede escribir como

$$dS \geq \frac{dQ}{T} \quad (6.22)$$

donde el signo  $\geq$  vale solamente para procesos reversibles, como vimos en el Capítulo 5. Recordamos nuevamente que en las ecs. (6.21) y (6.22)  $T$  es la temperatura de la fuente y *no* la temperatura del sistema. Durante un proceso irreversible, la temperatura del sistema ni siquiera está definida.

### Variaciones de entropía de un sistema aislado

Un sistema aislado no intercambia ni trabajo ni calor con el ambiente. Poniendo entonces  $dQ = 0$  en la ec. (6.22) obtenemos

$$dS \geq 0 \quad (\text{Sistema aislado}) \quad (6.23)$$

Esto significa que *la entropía de un sistema aislado no puede nunca decrecer*. El experimento de expansión libre de Joule es un ejemplo concreto de este hecho. Pero la desigualdad (6.23) es un resultado completamente general. El interés de este resultado es que podemos siempre considerar un sistema como aislado, si definimos adecuadamente sus límites y los colocamos lo suficientemente lejos como para que a través de ellos no fluya calor. Las “vecindades” del sistema original quedan ahora incluidas como parte del sistema aislado. El resultado (6.23) se puede también usar para averiguar si ciertos procesos son posibles o no. *Un proceso que requiere una disminución neta de la entropía (de un sistema aislado) es imposible*. En consecuencia, para un sistema aislado podemos calcular el valor de  $\Delta S$  para todos los procesos y descartar como imposibles aquellos para los cuales  $dS < 0$ .

### Criterio entrópico para el equilibrio

La imposibilidad de procesos en los cuales la entropía de un sistema aislado disminuye se puede usar como criterio de equilibrio. En efecto, sea un sistema aislado que se encuentra en un determinado estado, y calculemos la variación de entropía para *todos* los procesos imaginables para los cuales  $E$  se mantiene constante. Si para todos ellos resulta que  $\Delta S < 0$ , se concluye que no es posible ningún proceso, y por consiguiente nuestro sistema está en equilibrio. En otras palabras: la entropía es máxima en un estado de equilibrio. Este principio maximal se puede usar para deducir muchos resultados de interés acerca del equilibrio de sistemas, como por ejemplo la famosa Regla de las Fases de Gibbs. Volveremos sobre este tema en el Capítulo 8.

Muchas veces este principio maximal no es de fácil de aplicar, puesto que en la práctica no es cómodo usar  $E$  como variable independiente. Afortunadamente, veremos en el Capítulo 7 que se pueden definir otras funciones de estado para las cuales las variables independientes naturales son  $p$ ,  $V$  o  $T$ , y en el Capítulo 8 mostraremos que el principio maximal de la entropía es equivalente a principios minimales para esas nuevas funciones. Esos principios minimales son más cómodos de emplear que el principio maximal de la entropía.

### ***Ejemplos de variaciones de entropía en procesos irreversibles***

Para ilustrar los resultados anteriores calcularemos las variaciones de entropía para algunos procesos irreversibles típicos. Primero estudiaremos un sistema (designado con el subcripto  $s$ ) que sufre un cambio de estado irreversible de modo tal que la entropía de su vecindad (subcripto  $a$ ) no varía. Luego produciremos el mismo cambio de estado, pero mediante un proceso reversible. La variación de entropía del sistema es la misma en ambos casos porque la entropía es una función de estado, pero la variación de entropía del ambiente es diferente. Si consideramos que el sistema junto con sus alrededores forman un sistema aislado, veremos que para este sistema compuesto,  $\Delta S > 0$  para el proceso irreversible, mientras que  $\Delta S = 0$  para el proceso reversible.

### Expansión libre de Joule

En la expansión libre de Joule hay un cambio de la entropía del gas dado por la ec. (6.17). En la expansión libre *irreversible*, la variación de entropía del ambiente es nula. La variación total de entropía del sistema compuesto  $s + a$  (el gas más el ambiente que lo rodea) es por lo tanto

$$\Delta S_{s+a} = \Delta S_s + \Delta S_a = \int_{V_1}^{V_2} \frac{p}{T} dV + 0 > 0 \quad (6.24)$$

En el proceso reversible, la variación de entropía del gas sigue siendo la misma, pero la entropía del ambiente cambia en

$$\Delta S_a = - \int_1^2 \frac{dQ_R}{T} \quad (6.25)$$

donde  $dQ_R$  es el calor que fluye desde el ambiente al sistema. Para averiguar el valor de  $dQ_R$  observamos que durante la expansión la energía interna del gas no varía, es decir  $dE = 0$ , luego  $dQ_R = dW_R = pdV$  y por lo tanto

$$\Delta S_a = - \int_{V_1}^{V_2} \frac{p}{T} dV \quad (6.26)$$

Luego la variación total de entropía para el proceso reversible es

$$\Delta S_{s+a} = \Delta S_s + \Delta S_a = \Delta S_a = \int_{V_1}^{V_2} \frac{p}{T} dV - \int_{V_1}^{V_2} \frac{p}{T} dV = 0 \quad (6.27)$$

Se debe notar que aunque las variaciones de entropía del gas y del ambiente no son nulas, la variación del sistema conjunto (gas + ambiente) es nula.

### Agitación adiabática (experimento de Joule)

Ya mencionamos el dispositivo de paletas de Joule para mostrar que la entropía se puede generar. Vamos a calcular ahora cuánto varía la entropía del agua ( $s$ ) cuando se cambia su estado mediante una agitación adiabática. Esto puede servir, de paso, para familiarizarnos con el “tamaño” de las unidades de entropía (calorías/grado o mejor, joules/grado). Supongamos que agitamos adiabáticamente 1 kg de agua a 14.5 °C hasta que su temperatura llega a 15.5 °C. Durante este proceso cambia la entropía del agua, pero no la del ambiente (el único cambio del ambiente es el descenso de las pesas). Para calcular la variación de entropía del agua vamos a suponer que producimos el mismo cambio de estado haciendo pasar calor en forma reversible desde el ambiente al agua. Resulta entonces

$$\Delta S_s = \int_1^2 \frac{dQ_R}{T} = \int_{T_1}^{T_2} C_p \frac{dT}{T} = C_p \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) \quad (6.28)$$

Introduciendo valores numéricos, y recordando que  $c_p = 1 \text{ cal/gramo } ^\circ\text{K}$  y que  $^\circ\text{K} = ^\circ\text{C} + 273.15$ , resulta:

$$\Delta S_s = 3.47 \frac{\text{cal}}{^\circ\text{K}} \quad (6.29)$$

En el proceso reversible

$$\Delta S_a = \int_1^2 \left( \frac{-dQ_R}{T} \right) = -3.47 \frac{\text{cal}}{^\circ\text{K}} \quad (6.30)$$

Luego, en el proceso irreversible la variación total de entropía es



$$\Delta S_{s+a} = (3.47 + 0) \frac{\text{cal}}{^\circ\text{K}} = 3.47 \frac{\text{cal}}{^\circ\text{K}} \quad (6.31)$$

y para el proceso reversible resulta

$$\Delta S_{s+a} = (3.47 - 3.47) \frac{\text{cal}}{^\circ\text{K}} = 0 \quad (6.32)$$

### Flujo de calor irreversible

Por último, consideremos dos cuerpos de gran tamaño a temperaturas  $T_1$  y  $T_2$ , respectivamente, con  $T_1 > T_2$ . El proceso irreversible consiste en dejar pasar una cantidad de calor  $Q$  del cuerpo 1 al cuerpo 2, poniéndolos en contacto a través de una pared diatérmica. Para simplificar los cálculos vamos a suponer que la temperatura de los cuerpos no cambia apreciablemente en este proceso. Esto se puede conseguir si los dos cuerpos son muy grandes y  $Q$  es pequeño, o también si los dos cuerpos consisten de fases en equilibrio, de manera que el flujo de una cantidad finita de calor no produzca variaciones de temperatura (por ejemplo el cuerpo 1 podría ser una mezcla en equilibrio de vapor de agua y agua en ebullición, y el cuerpo 2 una mezcla en equilibrio de agua y hielo). Para calcular la variación de entropía del sistema tenemos que imaginar un proceso reversible que produzca el mismo cambio de estado. Podemos lograrlo si colocamos en las vecindades de los cuerpos una fuente térmica  $A$  de temperatura  $T_1$  y otra fuente  $B$  de temperatura  $T_2$  y ponemos en contacto térmico la fuente  $A$  con el cuerpo 1 al que le extraemos una cantidad de calor  $Q$  en forma reversible, análogamente ponemos en contacto térmico la fuente  $B$  con el cuerpo 2 y le suministramos en forma reversible esa misma cantidad de calor  $Q$ . La variación de entropía del sistema constituido por los dos cuerpos es entonces

$$\Delta S_{1+2} = -\frac{Q}{T_1} + \frac{Q}{T_2} \quad (6.33)$$

y es positiva pues  $T_1 > T_2$ . La variación de entropía de las vecindades (las fuentes  $A$  y  $B$ ) es

$$\Delta S_{A+B} = \frac{Q}{T_1} - \frac{Q}{T_2} \quad (6.34)$$

Resulta entonces nuevamente que en el proceso reversible tenemos  $\Delta S_{1+2+A+B} = 0$ . Sin embargo, en el proceso irreversible la variación de entropía del ambiente es nula, pero la del sistema sigue dada por la ec. (6.33) puesto que la entropía es una función de estado. Luego para el proceso irreversible

$$\Delta S_{\text{total}} = \Delta S_{1+2} = -\frac{Q}{T_1} + \frac{Q}{T_2} > 0 \quad (6.35)$$

Este ejemplo también se puede usar para ilustrar la desigualdad  $dS \geq dQ/T$  (ec. (6.22)), si imaginamos a cada uno de los cuerpos como a un sistema separado. La variación de entropía del cuerpo 1 es

$$\Delta S_1 = -\frac{Q}{T_1} \quad (6.36)$$

y la del cuerpo 2 es

$$\Delta S_2 = \frac{Q}{T_2} \quad (6.37)$$

En estas expresiones, la temperatura que figura en el denominador debe ser la de la fuente (*A* o *B*, respectivamente), aunque coincide con la del sistema, puesto que la variación de entropía se debe calcular para un proceso reversible. Esto significa que la temperatura de la fuente puede diferir a lo sumo en un infinitésimo de la temperatura del sistema. En el proceso irreversible, por lo contrario, cada sistema actúa como fuente *para el otro* sistema, de manera que la razón  $Q/T$  para el sistema 1 es

$$-\frac{Q}{T_2} \quad (6.38)$$

y para el sistema 2 es

$$\frac{Q}{T_1} \quad (6.39)$$

Comparando la ec (6.36) con (6.38) resulta

$$\Delta S_1 = -\frac{Q}{T_1} > -\frac{Q}{T_2} \quad (6.40)$$

puesto que  $T_1 > T_2$ . Análogamente, comparando la ec (6.37) con (6.39) se obtiene

$$\Delta S_2 = \frac{Q}{T_2} > \frac{Q}{T_1} \quad (6.41)$$

Vemos pues que la desigualdad fundamental (6.22) vale para cada sistema individualmente, como debe ser. Este ejemplo sirve también para subrayar que es *la temperatura de la fuente* la que se debe usar en el segundo miembro de la desigualdad, no la temperatura del sistema.

Las propiedades y usos de la entropía se irán aclarando a medida que avancemos, pero es importante recordar que si bien la entropía no tiene una analogía mecánica simple, muchas de sus características se pueden comprender sin recurrir a la Mecánica Estadística.