

La entropía considerada como extensidad térmica

EN un artículo reciente * me he referido extensamente a los factores de las diferentes formas «superiores» de energía y creo haber eliminado en ese estudio las dificultades que podían suscitarse y haber dejado bien establecido que en toda transformación reversible el trabajo elemental es de la forma

$$d\tau = I_1 de_1 + I_2 de_2 \dots \quad (1)$$

en que las intensidades I y las extensidades e son, para las diferentes formas de energía, las cantidades físicas que aparecen en el cuadro siguiente:

Energía	Intensidad o Variable de tensión	Extensidad o Variable de posición
Elástica, tracción	Fuerza de tracción	Alargamiento
Elástica, torsión	Par de torsión. Torque.	Angulo de torsión
Elástica, capilar	Tensión superficial	Superficie
Elástica, volumen	Presión	Volumen
Cinética	Velocidad	Cant. de movimiento
Electrostática	Potencial	Carga eléctrica
Eléctrica	Diferencia de potencial	Cant. de electricidad
de Posición	Fuerza de acción a distancia	Desplazamiento
Química	Potencial químico	Masa
Térmica	Temperatura absoluta	Entropía o Calórico

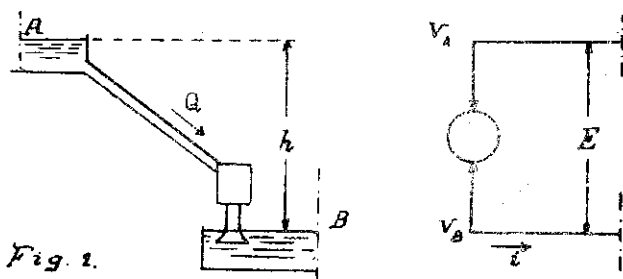
Me propongo, ahora, considerar más especialmente los factores de la energía térmica y su comportamiento en las transformaciones reales no reversibles.

Las energías no térmicas utilizadas industrialmente por el hombre se reducen a la gravífica en forma de energía hidráulica y la energía eléctrica suministrada por una red de tensión constante. Estas dos formas presentan entre sí una analogía casi perfecta, pero difieren substancialmente de la energía térmica en un punto fundamental: *no son susceptibles de producir trabajo por medio de una evolución en ciclo cerrado.*

* Véase el número 3 de los ANALES, de Marzo de 1931.

En efecto, consideremos el motor hidráulico y el motor eléctrico de la figura 1, en los que admitiremos se ha establecido el régimen permanente, lo que sucede siempre a partir de poco tiempo después de la puesta en marcha. Supondremos despreciables todas las pérdidas por frotamientos y choques en el primer caso, y por frotamiento, resistencia ohmica, ventilación, histéresis, etc. en el segundo.

Con estas hipótesis, el único cambio en el sistema hidráulico que compensa el trabajo exterior producido durante el tiempo dt es la entrada en A al sistema de una masa dm de agua al potencial V_A , y la salida en B de una masa igual al potencial V_B .



Por consiguiente, el principio de la conservación conduce a la relación

$$d\tau = V_A dm - V_B dm = (V_A - V_B) dm = gh dm$$

y la potencia obtenida será

$$P = \frac{d\tau}{dt} = gh \frac{dm}{dt} = gh Q$$

siendo Q el gasto de la turbina.

Del mismo modo, en el motor eléctrico se tiene

$$d\tau = V_A dq - V_B dq = (V_A - V_B) i dt = E i dt$$

$$P = \frac{d\tau}{dt} = E i$$

Resulta, por lo tanto, que ambos fenómenos se caracterizan por la evolución de una cierta cantidad de extensidad que «cae» de una intensidad dada a otra más baja. Si se representan estos fenómenos en el diagrama Intensidad-Extensidad correspondiente, la transformación se traduce en un trozo de recta paralela al eje de las intensidades. Con esta observación resulta inmediatamente demostrado que un ciclo cerrado (como es el realizado si se incluye el generador en el circuito eléctrico) corresponde necesariamente a un trabajo total nulo.

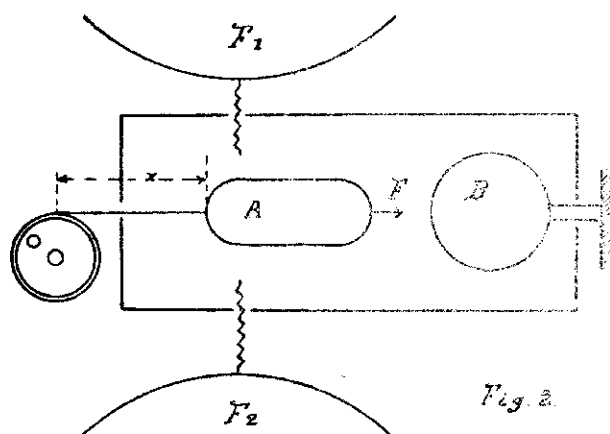
Para poder encontrar en las energías «superiores» una evolución comparable al ciclo Carnot de las máquinas térmicas, es preciso recurrir a una energía función de dos extensidades diferentes e independientes, como lo es la energía electrostática de un sistema de conductores.

En un artículo anterior * expuse un dispositivo de esta naturaleza, indicado por Lippmann, en él que el fluido evolutivo es una carga eléctrica llevada por un conductor dilatible

Recurriré, ahora, a un motor electrostático, imaginado por Matisse, y que hace intervenir la atracción entre dos conductores cargados.

Sea, (fig. 2), B un conductor fijo, aislado, portador de una carga negativa invariable. A, otro conductor aislado, móvil y unido a la polea P por medio de un hilo que permite desplazarlo mediante el gasto de cierto trabajo mecánico.

Prescindiremos de la acción de la gravedad y, para mayor sencillez, admitiremos que los conductores A y B son de revolución en torno de un eje común que es de simetría para todo el sistema.



F_1 y F_2 son dos conductores de gran capacidad (fuentes electrostáticas) cargados positivamente y cuyos potenciales son V_1 y V_2 respectivamente. Para eliminar la acción inductiva de estas fuentes sobre el sistema A-B, se rodea éste de otro conductor cerrado, provisto solamente de las aberturas necesarias para dejar pasar el hilo y los alambres mediante los cuales se conectará A con las fuentes.

El estado del sistema queda entonces definido por el valor de las cuatro variables siguientes:

- 1.º La carga de A, q .
- 2.º Su potencial, V .
- 3.º La longitud de hilo desenrollado, x .
- 4.º La fuerza de atracción, F .

Pero estas variables tienen que satisfacer las ecuaciones de definición de la atracción del potencial:

* N.º 9 de Septiembre de 1928.

$$F = \iiint \frac{dq dq'}{r^2} \quad (2)$$

$$V = \iiint \frac{dq}{\rho} \quad (3)$$

de manera que solamente dos de ellas pueden ser elegidas independientemente.

Vamos a hacer describir al sistema un ciclo cerrado que descompondré en cuatro partes:

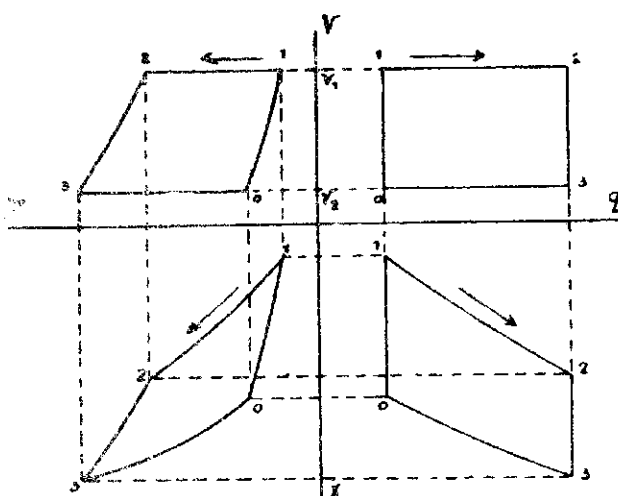


Fig. 3

1.º) Con A aislado y al potencial de V_2 , se hace girar la manivela de manera que x decrezca: q queda invariable, F decrece pero V crece. En efecto, como A se aleja de B cargado negativamente, los valores de s correspondientes a cargas negativas en (3) aumentan, lo que acarrea una disminución del valor absoluto de los términos sustractivos de la integral.

Se continúa esta operación hasta que V alcance el valor V_1 (Línea 0-1 de los diagramas); el sistema absorbe trabajo.

2.º) Se establece la conexión entre A y F_1 que tienen ahora el mismo potencial y se deja que la fuerza de atracción F arrastre el hilo y la polea: x crece lo mismo que F , V permanece invariable, pero q aumenta a expensas de F_1 . En efecto, la capacidad del sistema A-B disminuye y el potencial de A tendería a disminuir si no recibiera carga de F_1 .

Durante esta fase que corresponde a la línea 1-2 de los diagramas, el sistema cede trabajo.

3.º) Se aísla nuevamente A y se deja que siga cediendo a la atracción de B: x y F crecen, q no varía pero V disminuye. Se continúa la operación representada

por la línea 2-3 en los diagramas hasta que el potencial de A haya disminuído hasta el valor V_2 .

Durante esta fase el sistema ha cedido trabajo.

4.º) Se establece la conexión entre A y F_2 y, suministrando trabajo por medio de la polea P, se aleja A de B: x , q y F decrecen; V queda invariable. Se continúa esta fase, representada en los diagramas por la línea 3-0 hasta que el sistema haya vuelto a su estado inicial.

Este ciclo es representable gráficamente en función de 2 cualesquiera de las 4 variables, es decir, de seis maneras diferentes. En la figura 3 se representan simultáneamente los 4 diagramas V - q , q - x , F - x y V - F ; la figura así obtenida muestra una gran semejanza con un diagrama de Boulvin.

En el diagrama V - q el área comprendida entre la curva representativa, el eje de los q y las ordenadas extremas representa

$$\int V dq$$

es decir, la energía eléctrica recibida por el sistema A-B.

Del mismo modo, el área análoga comprendida entre la curva representativa, el eje de los x y dos ordenadas en el diagrama F - x representan el trabajo exterior τ cedido por el sistema.

Por lo tanto, durante una transformación elemental, durante la cual las extensidades experimentan los incrementos dq y dx , la variación de la energía del sistema será

$$dU = V dq - F dx = V dq - d\tau \quad (4)$$

Si, ahora, suponemos que los potenciales son medidos en una escala absoluta, como se hace con la temperatura, y no a partir del potencial desconocido de la Tierra, se observa que el sistema, durante la evolución 1-2, ha recibido la energía

$$W_1 = V_1 \cdot \Delta q$$

de la fuente F_1 .

En vez de transformar íntegramente esta energía en trabajo, vemos que el sistema cede a la fuente F_2 la energía

$$W_2 = V_2 \cdot \Delta q$$

Por consiguiente, si como es costumbre hacerlo para las máquinas térmicas, se compara el trabajo obtenido con la energía recibida por el sistema de la fuente de alto potencial, el rendimiento de esta máquina electrostática sería

$$\eta = \frac{(V_1 - V_2) \cdot \Delta q}{V_1 \cdot \Delta q} = 1 - \frac{V_2}{V_1} \quad (5)$$

Consideremos ahora, la evolución de un fluido cuya energía elástica depende

también de dos variables independientes. La evolución de un gas que describe un ciclo de Carnot se representará en el diagrama de Boulvin que aparece en la figura 4.

La simple comparación de las figuras 3 y 4 evidencia la correspondencia de las variables:

T con V
S con q
p con F
v con x

La superficie encerrada en el diagrama T-S entre la curva, el eje de las entropías S y dos ordenadas representa la energía térmica recibida por el sistema, mientras que el área correspondiente en el diagrama p-v representa el trabajo exterior τ .

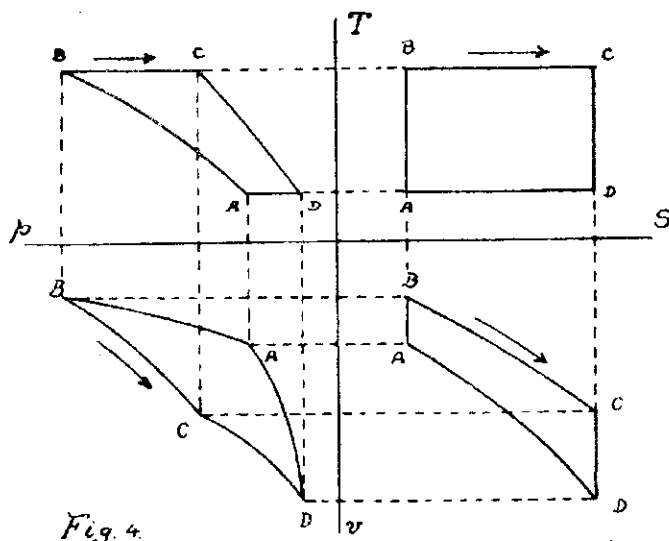


Fig. 4.

La variación elemental de la energía del sistema, en función de los incrementos dS y dv de las extensidades es

$$dU = T dS - p dv = T dS - d\tau \quad (6)$$

y el rendimiento térmico,

$$\eta = \frac{(T_1 - T_2) \cdot \Delta S}{T_1 \cdot \Delta S} = 1 - \frac{T_2}{T_1} \quad (7)$$

La similitud es completa y se comprueba así que la entropía desempeña aquí el mismo papel que la carga eléctrica, por lo tanto es efectivamente la extensidad térmica.

Por razones que no acierto a entender, los textos de termodinámica tratan

siempre los incrementos dQ de la energía térmica como una entidad indivisible; quiero decir, sin preocuparse de cual de los dos factores de la energía es el cuya variación ha provocado este incremento.

Por ejemplo, durante la transformación 0-1 de nuestro motor electrostático, su energía ha crecido; igual cosa sucede durante la transformación 1-2; sin embargo, los dos casos son bien diferentes.

En el segundo, se ha aumentado la carga, es decir, la cantidad de electricidad —la que se distingue cuidadosamente de la energía eléctrica— mientras el otro factor, el potencial, quedaba constante. En cambio, en el primero, se ha disminuído la capacidad del sistema para aumentar su potencial a carga constante.

Diferencias análogas existen entre un aumento de energía isotérmico y uno adiabático, es decir, a temperatura y a entropía constante.

Me parece que se facilitaría bastante la comprensión del funcionamiento de las máquinas térmicas si, como parece haber sido la idea de Carnot, se distinguiera el *calor*, energía térmica, del *calórico*, extensidad térmica.

Se definiría la unidad de calórico, para la cual el nombre de «carnot» me parece ser el más indicado, como la cantidad de calórico que al caer de una temperatura a otra inferior en un grado absoluto, a través de una máquina perfecta, produce la unidad de trabajo. En el sistema práctico el carnot equivaldría a un kg. m/ grado.

Con esto el motor o la turbina a vapor intercalados entre un caldero a la temperatura absoluta T_1 y un condensador a la temperatura T_2 quedarían exactamente en las mismas condiciones que la turbina hidráulica y el motor eléctrico de la figura 1. Su funcionamiento quedaría definido por la cantidad de carnots que pasan por el motor y la diferencia de sus temperaturas de entrada y salida.

Si designamos por

$$S' = \frac{dS}{dt}$$

el valor de la «corriente calórica» en carnots por segundo, la potencia térmica absorbida por la máquina será

$$P = S' (T_1 - T_2)$$

y si N es la potencia mecánica desarrollada, el rendimiento, o sea la perfección del motor, quedará medido por

$$\eta = \frac{N}{S' (T_1 - T_2)}$$

así como el rendimiento de un motor eléctrico se define por

$$\eta = \frac{N}{(V_1 - V_2) i} = \frac{N}{E i}$$

Desgraciadamente, no disponemos de ningún medio para medir directamente la cantidad de calórico contenida en un sistema y es preciso definirla a partir del calor y de la temperatura por medio de la relación evidente

$$dS = \frac{dQ}{T}; \text{ o sea, } S = \int \frac{dQ}{T} + C \quad (8)$$

Ahora bien, el teorema de Clausius nos dice que, para todo ciclo cerrado reversible, esta integral es nula lo que, por otra parte, nos confirma la similitud de S y una extensidad. En efecto, todas las extensidades gozan de esta propiedad que es equivalente al *principio de su conservación*.

Por definición, la integral (8), aplicada a una transformación abierta reversible, representa la variación de *entropía* correspondiente al paso del estado inicial al estado final.

$$\int_A^B \frac{dQ}{T} = S_B - S_A \quad (9)$$

valor independiente de los estados intermedios, siempre que la evolución sea reversible. Se desprende de lo anterior que, si se prescinde de la constante de integración, entropía y calórico son sinónimos y representan la extensidad térmica; la integral (8) nos suministra un medio de calcularla en cualquiera evolución reversible. (*)

Con esto ha quedado demostrada una vez más la absoluta semejanza del calor con las otras formas de energía cuando se consideran exclusivamente transformaciones reversibles.

En cambio, cuando las evoluciones son irreversibles, se sabe que la integral

$$\int \frac{dQ}{T}$$

relativa a un ciclo cerrado es siempre menor que cero (Teorema de Clausius). Se infiere de esto que en una transformación abierta irreversible

$$\int_A^B \frac{dQ}{T} \leq S_B - S_A \quad (10)$$

es decir, la integral ya no representa la variación de entropía que, en general, es mayor que ella

En efecto, y esto constituye la única diferencia entre el calor y las energías superiores, la extensidad térmica o calórico puede crearse con gran facilidad a expensas de las otras formas de energía; en cambio, las otras extensidades son increables e indestructibles.

(*) En lo sucesivo usaré de preferencia la palabra *calórico* para designar la extensidad térmica, por considerarla más intuitiva que «entropía».

¿Será posible mantener la analogía entre el calor y las otras energías, a pesar de estas diferencia fundamental? A mi juicio, sí; pero, naturalmente, no podrá tratarse ya de una semejanza absoluta como la hemos encontrado en los fenómenos reversibles.

Empezaré por estudiar detalladamente las maneras de que disponemos para incrementar la energía térmica de un cuerpo.

Estas son:

1.º Recurrir a una transformación adiabática que eleve su temperatura; en tal caso, por definición, el calórico contenido en el cuerpo queda invariable.

Este procedimiento corresponde a la elevación del potencial de un conductor por disminución de su capacidad, a la elevación de una masa fija de agua, etc.

2.º Suministrar calórico, ya sea procedente de otros cuerpos o creado a expensas de otra energía.

Este segundo procedimiento, que es el habitual, merece ser examinado detalladamente, y, para hacerlo entender mejor, recurriré otra vez a una comparación electrostática. (*)

Sean A y B dos conductores libres de toda influencia extraña y cuyos potenciales absolutos son V_1 y V_2 respectivamente. Para aumentar la energía de A podemos desplazarlo en la dirección necesaria para que la capacidad del sistema A—B disminuya; este procedimiento es el equivalente del N.º 1 indicado para el calor. Si la fuerza aplicada a A para desplazarlo es constantemente igual y opuesta a la acción de B sobre él y, además, no hay resistencias pasivas, el proceso es reversible y se tiene (**)

$$d\tau = dW_1 = q_1 dV_1 \quad (11)$$

Otro procedimiento, correspondiente al N.º 2, consistiría en suministrar extensión, es decir carga, a A. La carga eléctrica, como toda extensidad superior, es increable, pero podemos suponerla traída de un punto infinitamente distante (potencial absoluto nulo), lo que es equivalente. En este caso, el trabajo consumido es:

$$d\tau = dW_1 = V_1 dq_1 \quad (12)$$

siempre que el proceso se haya realizado en forma reversible.

Pero, para aumentar la carga de A, se habría podido aprovechar la extensión contenida en otro conductor de potencial no nulo, como el conductor B.

Para hacer pasar reversiblemente carga de B a A se podrá recurrir al dispositivo de la figura 2 en él que se substituirían las fuentes F_1 y F_2 por los conductores A y B. También podría emplearse un conductor de superficie variable. Cualquiera que sea el dispositivo empleado, el paso de una carga dq de B a A corresponde al aumento

(*) Una comparación hidráulica sería, tal vez, más intuitiva; desgraciadamente no sería tan perfecta debido a la complicación introducida por la no uniformidad del potencial gravífico de una masa líquida.

(**) Suponiendo que la capacidad de B es muy grande, de manera que su potencial no varíe apreciablemente con el desplazamiento de A; de otro modo el trabajo de desplazamiento se almacenaría, parte en A y parte en B.

$$dW_A = V_1 dq \quad \text{de la energía de A}$$

$$\text{y a la disminución} \quad dW_B = -V_2 dq \quad \text{de la de B.}$$

Por consiguiente, el trabajo necesario para efectuar este transporte será

$$d\tau_2 = (V_1 - V_2) dq$$

La comparación de este valor con el encontrado en (12) conduce a

$$d\tau_2 = d\tau_1 \left(1 - \frac{V_2}{V_1}\right) \quad (13)$$

Por fin, si el potencial V_2 del cuerpo que suministra la carga es mayor que el de A, podemos aprovechar la tendencia natural que tiene la extensidad de pasar de un potencial alto a otro más bajo. Sin embargo, si pusiéramos B en contacto directo con A observaríamos una serie de fenómenos complejos, como chispas, luz, ruido, desprendimiento de partículas de metal que complicarían excesivamente el cambio. Para evitarlos, estableceremos el contacto por intermedio de un alambre largo y muy delgado.

En este caso se observa que el potencial de los dos conductores tiende a nivelarse y que el alambre se calienta; el fenómeno es evidentemente irreversible. Un análisis más detallado demuestra que el paso en estas condiciones de una carga elemental dq de B donde el potencial es V_2 , a A donde su valor es V_1 , da lugar a la aparición de una cantidad de calórico

$$dS = \frac{(V_2 - V_1)}{T} dq \quad (14)$$

en que T es la temperatura del cuerpo en que se crea dS.

En efecto, el principio de la conservación exige en este caso, *de pués que el alambre ha vuelto a su temperatura inicial*, la aparición de una cantidad de calor

$$dQ = (V_2 - V_1) dq$$

Para completar la demostración de (14) basta observar que esta cesión de calor del alambre al medio exterior se efectuaría lo mismo si rodeáramos el alambre con un cuerpo de temperatura invariable, como una mezcla de agua y hielo a 0° C. Esto basta para hacer ver que el aumento de temperatura del conductor se debe siempre a una creación de calórico y no a un fenómeno adiabático.

Simultáneamente con la creación de dS se observa que la disminución de la energía de B es mayor que el incremento de la de A, pues el principio de la indestructibilidad de dq implica la relación

$$dq = \frac{dW_A}{V_1} = \frac{dW_B}{V_2} \quad (15)$$

Sin necesidad de dar más ejemplos que el lector hallará fácilmente, podemos generalizar este resultado:

Cada vez que una extensidad «superior» de pasa en forma irreversible de una intensidad I_1 a otra inferior I_2 sin producir trabajo y sin que suba el potencial de otra extensidad, aparece calórico según la relación

$$dS = \frac{(I_1 - I_2) \text{ de}}{T} \quad (16)$$

Volvamos a la energía térmica; el ejemplo anterior nos va permitir entender lo que sucede en los fenómenos de conducción.

Sea un cuerpo A que contiene la energía térmica Q_1 a la temperatura absoluta T_1 , y otro, B que contiene Q_2 a la temperatura T_2 , inferior a T_1 . En estas condiciones, ya sea por irradiación o por conducción, B cede calor a A; veamos si se puede mantener la analogía con las energías superiores.

Cuando A pierde el calor dQ_1 es porque ha salido de él el calórico

$$dS_1 = \frac{dQ_1}{T_1}$$

y éste, al ser recibido por B, da lugar al incremento de Q_2

$$dQ_2 = T_2 dS_1 = \frac{T_2}{T_1} dQ_1$$

lo que es contrario al principio de la conservación del calor en los fenómenos de conducción.

Pero, si se admite la absoluta generalidad de (16), se deduce que la caída irreversible de la extensidad dS_1 de la intensidad T_1 a la T_2 debe dar lugar a la aparición en el cuerpo que recibe y cuya temperatura es T_2 de una cantidad suplementaria de calórico.

$$dS' = \frac{(T_1 - T_2)}{T_2} dS_1 = \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right) dQ_1 \quad (17)$$

de manera que el incremento total de la energía de B es

$$dQ_2 = T_2 (dS_1 + dS') = T_2 dQ_1 \left[\frac{1}{T_1} + \frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right] = dQ_1$$

como lo exige la calorimetría.

Por consiguiente, se puede mantener la analogía del calor con las otras formas de energía, aun en los fenómenos irreversibles. Para esto bastará tratarlos como

si fueran reversibles, lo que implica la conservación de todas las extensidades, siempre que, al mismo tiempo, se tenga presente el principio siguiente, generalización evidente de (16)

Cada vez que una extensidad de, ya sea térmica o superior, pasa de una intensidad I_1 a otra I_2 al mismo tiempo que las demás energías del sistema experimentan un incremento global dW y que el sistema produce el trabajo exterior $d\tau$, aparece una cantidad de calórico, nunca negativa, cuyo valor es

$$dS' = \frac{(I_1 - I_2) de + dW - d\tau}{T} \quad (18)$$

siendo T la temperatura absoluta de la porción del sistema en que aparece dS' .

Esta manera de interpretar los hechos no altera en nada los teoremas o resultados de la Termodinámica clásica, pero sí, proporciona una representación menos abstracta y muchísimo más intuitiva de lo que sucede en los fenómenos térmicos. Con ella la entropía o calórico pierde su aspecto de entidad matemática «prodigiosamente abstracta» para adoptar el de extensidad térmica, tan concreta como la masa material, carga eléctrica o la cantidad de movimiento.

Subsiste solamente la diferencia fundamental de que, contrariamente a las demás extensidades que son increables e indestructibles, el calórico, también indestructible, aparece cada vez que otra forma de energía desaparece en forma irreversible.

Como lo he dicho en un estudio anterior (*), esta diferencia peculiar del calor se explica perfectamente por tener todas las energías que conocemos un origen solar, es decir, térmico.

Estamos ahora en condiciones de entender claramente por qué no podemos aprovechar íntegramente la energía acumulada en forma química en nuestros combustibles, y vamos a ver que esto es una consecuencia de la insuficiencia de nuestros medios y no de una supuesta inferioridad del calor. Para esto empezaré por un ejemplo de calefacción.

Supongamos que se trate de mantener a la temperatura constante T_1 una habitación rodeada por la atmósfera que podemos asimilar a una fuente térmica de temperatura T_2 . Para fijar las ideas supondré

$$T_1 = 293^\circ \text{K}$$

$$T_2 = 273^\circ \text{K}$$

lo que corresponde a un caso bastante usual. Debido a la imperfección de su aislamiento, la habitación pierde Q_1 calorías en la unidad de tiempo.

Interpretaremos esta situación como la consecuencia de una pérdida de calórico de

(*) N.º 2 de Febrero de 1929 de los ANALES.

$$\frac{dS}{dt} = \frac{EQ_r}{T_1} \text{ carnots por segundo}$$

que es preciso compensar. (E = equivalente mecánico a una caloría).

Para esto se puede recurrir a una estufa, esto es, un aparato que, mediante el consumo de energía química o eléctrica, se mantiene a una temperatura T' superior a T_1 , lo que le permite ceder a la habitación las Q_r calorías por segundo que necesita. Esta, cuando menos, es la interpretación clásica; nosotros, en cambio, diremos que la estufa es un aparato que emite a la temperatura T' un flujo de calórico de

$$\frac{EQ_r}{T'} \text{ carnots por segundo.}$$

Ahora bien, en conformidad al principio enunciado en la ecuación (18), el paso irreversible de este flujo de extensidad de la temperatura T' a la temperatura T_1 , sin compensación de ninguna especie en forma de energía o trabajo, da lugar a una aparición de calórico suplementario de manera que la habitación recibe en definitiva

$$\frac{EQ_r}{T'} + EQ_r \left[\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T'} \right] = \frac{EQ_r}{T_1}$$

cualquiera que sea el valor de T' . El consumo de energía es

$$W \geq EQ_r$$

según el grado de irreversibilidad del funcionamiento de la estufa; en la práctica, sobre todo si la estufa es eléctrica, la relación anterior se reducirá a una igualdad. (La irreversibilidad aludida en este caso es la del funcionamiento interno de la estufa y no se refiere a la transmisión del calor generado).

Ahora bien, en lugar de crear el calórico que necesitamos, podemos sacarlo de la atmósfera que lo contiene en cantidad ilimitada; por analogía con los resultados obtenidos en la fórmula (13), este segundo procedimiento debe producir una economía en el consumo de energía.

Para realizar la calefacción por este medio habrá que valerse de una máquina térmica que extraiga de la atmósfera y en la unidad de tiempo los

$$\frac{EQ_r}{T_1}$$

carnots que necesitamos, los eleve adiabáticamente de la temperatura T_2 de la atmósfera a la T_1 de la habitación para cedérselos isotérmicamente a dicha temperatura. En tal caso el trabajo necesario sería

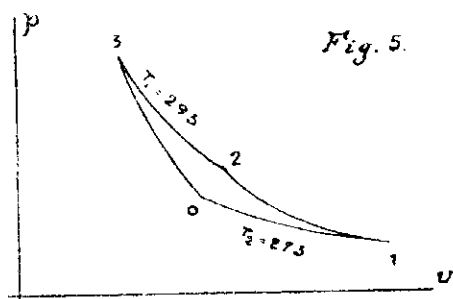
$$W' \geq E \frac{Q_1}{T_1} (T_1 - T_2) = E Q_1 \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right)$$

trabajo que, para las temperaturas adoptadas, es

$$W' \geq 0.0683 W$$

Por consiguiente, el segundo procedimiento, realizado por una máquina perfecta, conduciría a una economía de más de 93% en el consumo de energía. Por muy imperfectas que sean las máquinas frigoríficas que sabemos construir, queda un margen más que suficiente para que hubiera ventaja en usarlas para calefacción. Sin embargo, el bajo precio de los combustibles por una parte, y el alto costo y relativa complicación de estas máquinas por otra, hará que no sean empleadas para la calefacción durante mucho tiempo aún.

Con el fin de eliminar toda duda que pudiera subsistir en la mente del lector respecto de este resultado, voy a confirmarlo indicando cómo podría ser obtenido prácticamente. Las máquinas frigoríficas usuales, y bastaría hacerlas funcionar en sentido inverso para aplicarlas a la calefacción, utilizan la condensación y evaporación de un fluido, pues se consigue así movilizar más calores por unidad de masa del fluido que evoluciona. Preferiré, sin embargo, imaginar una que funcione con un gas perfecto para utilizar solamente fórmulas que se encuentran en todos los manuales.



Se sabe que en un ciclo de carnot la razón de compresión en las dos isotermas es constante; es decir que, con referencia a la figura 5, se tiene

$$\frac{p_0}{p_1} = \frac{p_3}{p_2} = k$$

El resultado que buscamos es independiente del valor de esta relación, que fijaré arbitrariamente en 2. Consideremos la evolución de 1 kg. de aire.

De 0 a 1 expandiremos el gas a la temperatura de la atmósfera; es decir, dejando que la atmósfera caliente el gas cuya temperatura tiende a bajar por la expansión. El trabajo correspondiente es

$$\tau_1 = -R T_2 \text{Log } k = -29.27 \times 273 \times 0.6932 = -5\,539 \text{ kg-m.}$$

en seguida, se le comprime adiabáticamente hasta que alcance la temperatura de la habitación. El trabajo necesario es

$$\tau_2 = \frac{R}{1-\gamma} (T_1 - T_2) = \frac{29.27}{0.4} (293 - 273) = 1\,463.5 \text{ kg-m.}$$

Se comprime entonces el gas isotéricamente, para que ceda calor a la habitación; se consume el trabajo

$$\tau_3 = R T_1 \text{Log } k = 29.27 \times 293 \times 0.6932 = 5\,945.0 \text{ kg-m.}$$

Por fin, se le deja expandirse adiabáticamente hasta que vuelva al estado inicial; el trabajo consumido en esto es

$$\tau_4 = -\tau_2 = -1\,463.5 \text{ kg-m.}$$

El trabajo consumido en un ciclo completo es

$$\tau = R (T_1 - T_2) \text{Log } k = \tau_1 + \tau_2 + \tau_3 + \tau_4 = 426 \text{ kg-m/ciclo}$$

La entropía movilizada,

$$S = \frac{5\,945}{293} - \frac{5\,539}{273} = 20.29 \text{ calots/ciclo}$$

y el calor cedido a la pieza:

$$Q_1 = \frac{5\,945}{426.7} = 13.93 \text{ Cal/ciclo}$$

Se confirma así que el costo energético de la calefacción por el segundo método resulta ser solamente de

$$\frac{406}{13.93} = 29.40 \text{ kg-m/Cal.}$$

en vez de 426.7 kg-m/Cal. como en el primero.

La economía de 93% así confirmada resulta muy clara y enteramente análoga a la que se realiza con el segundo método señalado para aumentar la carga de un conductor y que aparece en la fórmula (13). En efecto, con la máquina térmica sólo hemos tenido que movilizar los 20.29 calots de la temperatura absoluta T_1 hasta la T_2 ; en cambio, con la estufa, los hemos *creado*, lo que equivale a traerlos desde

el cero absoluto. El mayor trabajo así consumido no se ha perdido, pero ha servido solamente para aumentar la energía contenida en la atmósfera, en una cantidad

$$T_0 \Delta S = 20.29 \times 273 = 5\,539 \text{ kg-m}$$

la que corresponde a la diferencia.

Volvamos nuevamente a las máquinas térmicas. Hasta ahora las hemos considerado representadas por la evolución de un fluido, en ciclo cerrado, entre dos fuentes térmicas que, en el caso de una máquina a vapor, son el caldero y el condensador.

Si, por el contrario, se incluye el hogar y el combustible dentro del sistema evolutivo, la máquina térmica se convierte en un motor químico que intercambia calórico con una sola fuente: la atmósfera. Su evolución es, entonces, evidentemente abierta puesto que, al final, el combustible y el comburente no se encuentran en el estado inicial. Este segundo método de representación es, por otra parte, el único aplicable a las máquinas de combustión interna.

Ahora bien, el combustible con el aire necesario para su combustión y tomados a la temperatura ambiente, contienen una cierta cantidad de calórico que designaré por S_0 ; además poseen un cierto potencial químico μ_0 que, multiplicado por su masa, M , representa su energía química total.

Después de quemados, el potencial químico de los productos de la combustión, cuya masa no ha cambiado, es $\mu_1 < \mu_0$ de manera que la energía liberada por la combustión es

$$W_c = M (\mu_0 - \mu_1).$$

Si la combustión pudiera efectuarse a una temperatura suficientemente alta para que la reacción química corresponda a un equilibrio químico (reacción reversible), toda esta energía se emplearía en elevar la temperatura del calórico S_0 hasta la temperatura T' y se tendría

$$W_c = S_0 (T' - T_0) \quad (19)$$

Entonces el caldero recibiría el calor

$$Q_1 = S_0 T'$$

del cual la máquina transformaría en trabajo la fracción

$$\tau = S_0 T' \left(1 - \frac{T_0}{T'} \right) = S_0 (T' - T_0)$$

y devolvería a la atmósfera el calor

$$Q_2 = S_0 T_0 = Q_0$$

es decir, exactamente lo que contenían el combustible y el comburente antes de ser quemados.

Naturalmente, sería preciso calentar previamente el combustible y comburente hasta la temperatura de combustión antes de introducirlos en la cámara de combustión; pero si esta operación se efectúa en forma reversible, el consumo de energía correspondiente está tomado en cuenta en la ecuación (19).

Se comprueba, por lo tanto, que con una máquina que funcionase en las condiciones estipuladas se obtendría la conversión total de la energía química del combustible en trabajo útil.

Desgraciadamente, esto es irrealizable en nuestras máquinas: la combustión se realiza en ellas a una temperatura que no es la de equilibrio, la temperatura de los productos de la combustión, T' , es superior a la del caldero, T_r , etc. Todos estos motivos de irreversibilidad originan la aparición de una cierta cantidad de calórico S' . Además, la mayor temperatura del hogar es siempre motivo de un escape directo de entropía a la atmósfera, ya sea por la chimenea o las paredes, que se traduce en una pérdida seca S'' T' .

Admitamos, sin embargo, que *toda* la energía liberada por el combustible sea recibida por el caldero; se tendrá entonces (*).

$$W_c = (S_0 + S') T_r - S_0 T_0 \quad (20)$$

y el caldero o la máquina reciben

$$Q_r = (S + S') T_r$$

de lo cual se convertirá en trabajo, a lo más,

$$\tau = Q_r \left(1 - \frac{T_0}{T_r} \right) = (S + S') (T_r - T_0) \quad (21)$$

La comparación de las ecuaciones (20) y (21) muestra que

$$\tau = W_c - S' T_0$$

por lo tanto, hay una pérdida $S' T_0$ que, como en el caso de la calefacción, corresponde al producto del aumento del calórico contenido por la atmósfera multiplicado por su temperatura.

Se desprende claramente de lo anterior que el aprovechamiento total de la energía química de los combustibles es prácticamente irrealizable pero no imposible.

* Las ecuaciones (19) y (20) requieren una aclaración. En general, la energía necesaria para hacer pasar, reversiblemente o no, el calórico S_0 de la temperatura T_0 a la T' depende de los estados intermedios y no corresponde a las expresiones indicadas. Sin embargo, si existe un régimen permanente, lo que siempre es el caso en una máquina, los cambios que experimenta la energía total durante un tiempo cualquiera Δt son:

— ΔW_c ; disminución correspondiente al combustible quemado.

+ $T_0 \Delta S_0$; aumento correspondiente a la introducción del combustible.

— $T' (\Delta S_0 + \Delta S')$; disminución correspondiente a la salida de los productos de la combustión.

Si se escribe que la suma de estas variaciones es nula, se obtiene (20); (19) es un caso particular correspondiente a $S' = 0$.

Para acercarse a él, como nos acercamos al rendimiento 1 en las turbinas y motores eléctricos sería preciso:

1.º Elevar reversiblemente la temperatura del combustible y aire de combustión de T_0 hasta una temperatura T'' en que la reacción de combustión sea un equilibrio químico. Esto podría realizarse por un procedimiento análogo al indicado en el ejemplo de calefacción reversible.

2.º Hacer evolucionar directamente los gases de combustión u otro fluido, en forma reversible, entre la temperatura T'' con que salen de la combustión y T_0 temperatura del ambiente.

Las dificultades con que tropieza la realización de este programa son puramente de orden técnico o económico, y no una consecuencia de los principios de la termodinámica.

Lo único que nos dice la termodinámica es que todo fenómeno irreversible envuelve una pérdida de *energía utilizable*; cierto que todos los fenómenos reales son irreversibles, pero pueden acercarse indefinidamente a la reversibilidad.

Repito, el principio o teorema de Carnot, en virtud del cual sólo puede ser transformada en trabajo la fracción

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

de la energía contenida en la fuente caliente fija un límite al rendimiento solamente en el caso en que se quiere aprovechar una diferencia de intensidad preexistente entre dos fuentes naturales de energía. Este sería el caso, por ejemplo, para el aprovechamiento de la energía de los mares tropicales según el procedimiento Claude-Douchet realizado con todo éxito en una planta experimental en Cuba. Por lo demás, se aplica en tal caso lo mismo a las energías superiores que a la térmica.

En cambio, si la diferencia de intensidad es creada artificialmente a expensas de otra forma de energía, la energía así almacenada es recuperable con un rendimiento que puede acercarse indefinidamente a la unidad, y será tanto mayor cuanto menos irreversibles sean los procesos utilizados.

Valdivia, Noviembre 1931.