

Calor y la Primera Ley de la Termodinámica

Matías Fernández y Paulo Valente,
Instituto de Física, Facultad de Ingeniería.

29 de junio de 2020

1. Nociones intuitivas y curiosidades históricas

Antes del inicio del siglo XVIII existían básicamente dos hipótesis fundamentales sobre la explicación física para las variaciones de temperatura. Una de ellas argumentaba que los cambios de temperatura debido al contacto se debían a la existencia de un fluido, el *calórico*, de consistencia muy suave, casi etéreo, que permearía la materia y fluiría de un cuerpo a otro. Así un cuerpo caliente aumentaría la temperatura de un cuerpo frío, tal cual un trapo mojado humedece un trapo seco si son puestos en contacto. Como en ese entonces siquiera existía una ley de conservación de energía, esa visión parecía ser suficiente.

Otros, más experimentalistas, buscaban relacionar los aumentos de temperatura con la ejecución de trabajo mecánico, una visión bastante intuitiva, dada la evidente observación de que los cuerpos se calientan debido al rozamiento: al refregar una mano contra la otra, por ejemplo. Dada la visión moderna vista en el capítulo de Teoría Cinética, es asombroso saber que, mucho tiempo antes, el propio Newton llegó a decir que “el calor es una consecuencia del minúsculo movimiento de todas las partículas que componen un cuerpo macroscópico”. Él no estaba correcto, pero se acercó muchísimo de la realidad, porque en verdad el movimiento se relaciona con la energía interna, como se vé en el capítulo de Teoría Cinética.

Solamente en finales del siglo XVIII que Benjamin Thomson (Conde de Rumford, en la Bavaria) percibió un *relación cualitativa* importante y sistemática entre ejecución de trabajo y el calor. Su trabajo consistía en supervisar el proceso de perforación de cañones de bronce. El procedimiento es similar a la actuación de un taladro doméstico. Dado un caño macizo de bronce, una mecha de material duro y afilado gira y corta el material a ser perforado. Debido al rozamiento y a las altas velocidades alcanzadas, ambos metales pueden calentarse muchísimo, donde no parece haber un límite superior para la temperatura, pudiendo inclusive a acercarse del punto de fusión del agua. Notamos que este efecto físico aparentemente desimportante, tiene importancia fundamental en la historia de la civilización: este hecho es lo que permite obtener fuego a partir del rozamiento entre trozos de madera. Esta falta de un límite superior es absolutamente contradictoria con la hipótesis de un fluido calórico, que debería obedecer la ley de conservación de masa.

Una versión *cuantitativa* de la relación entre aumentos de temperatura debido a la ejecución de trabajo mecánico son debidas a un cervecero y cientista amateur, James Joule, que publicó sus trabajos durante la década de 1840. El principio de conservación de energía en la forma moderna ha sido formulada por Hermann von Helmholtz en 1847, que reconocía todos los fenómenos conocidos en aquel entonces. “La cantidad de energía en la naturaleza es tan eterna e inalterable como la cantidad de materia. Expresada en esa forma, llamo a esa ley general de *Principio de Conservación de la Energía*”.

2. Calor: energía en tránsito

Al día de hoy, se interpreta el calor como una forma de transferir energía de un cuerpo a otro. A continuación, vamos relacionar la cantidad de calor entregada a un cuerpo con su variación de temperatura a través de experimentos sencillos.

Para eso, se utiliza una fuente de calor, como una llama, o una chapa eléctrica o un horno caliente, para entregar calor a una cierta cantidad de sustancia y medir sus cambios de temperatura. Con eso, observamos que

- I Tomando una sustancia (por ejemplo el agua), vemos que para llevar 1 litro de agua al punto de hervor se necesita la mitad del calor que es necesario para hervir 2 litros. De aquí se concluye que la cantidad de energía transferida en forma de calor debe ser proporcional a la cantidad de masa: $Q \propto m$.
- II Podemos tomar una misma masa de una dada sustancia y entregar diferentes cantidades de calor y observar las diferencias de temperaturas alcanzadas, donde se observa que, tanto mayor la cantidad de calor entregada, mayor será la diferencia de temperatura, o sea $Q \propto \Delta T$.
- III Si ahora fijamos una cantidad de masa, podemos observar que para aumentar 1 grado de temperatura, las diferentes sustancias requieren diferentes cantidades de calor. O sea, cada sustancia tiene una capacidad propia para recibir energía en forma de calor, a lo que se llama *calor específico* c de un material.

A pesar de que dichas leyes empíricas no puedan ser generalizadas, de manera que permita calcular la cantidad de calor intercambiado con una sustancia para cualquier rango de temperaturas, es posible encontrar buenas aproximaciones válidas, que pueden ser ampliamente utilizadas en ingeniería. Para eso, hacemos dos grandes separaciones: entre Gases Ideales por un lado y sólidos y líquidos por el otro.

2.1. Sólidos y líquidos

La aplicación de los experimentos descriptos a una sustancia nos lleva a concluir que la cantidad de calor transferida a un cuerpo puede ser determinada por

$$d'Q = c(T)mdT \quad (1)$$

$$Q_{if} = \int_{T_i}^{T_f} c(T)mdT \quad (2)$$

En general, el calor específico $c(T)$ es una función de la temperatura, a pesar de que puede ser aproximado para una constante si los intervalos de temperatura no son muy grandes y las temperaturas no son excesivamente bajas (cerca del 0 K). Las dimensiones del calor específico pueden ser obtenidas despejándolo de la ecuación (2)

$$c = \frac{Q}{m\Delta T} \quad (3)$$

$$[c] = \frac{J}{kgK} = \frac{J}{kg \text{ } ^\circ C} \quad (4)$$

$$(5)$$

2.2. Cambios de fase

Sabemos que cuando las sustancias reales son sometidas a cambios de temperatura, eventualmente puede producirse una *transición de fase*, o sea un cambio de estado físico, sea de sólido a líquido (y vice-versa) o líquido a vapor (y vice versa).

Durante los procesos de cambio de fase, el cálculo de la cantidad de calor es totalmente distinto. De la experiencia diaria de ponerse a calentar el agua para un mate, notamos que la temperatura crece mientras se entregue calor hasta que llega a aproximadamente 100°C , cuando empieza a hervir. Luego, la temperatura permanece constante, a pesar de que la llama permanece prendida y la entrega de calor no es interrumpida. La entrega de calor no produce cambios de temperatura y por lo tanto no puede ser descrita por la ec. 2.

De la experiencia, notamos que

- I Si fijamos la cantidad de masa, notamos que las diferentes sustancias cambian de fase a diferentes temperaturas y requieren diferentes cantidades de calor para producirse dicho cambio de fase. En cambio al concepto de calor específico, las diferentes sustancias difieren por sus *calores latentes* de cambio de fase L .
- II Si fijamos una cantidad de masa y una dada sustancia, el cambio de fase líquido-vapor requiere una cantidad de calor diferente del cambio de fase sólido-líquido. Así que en general $L_{\text{vaporiz}} \neq L_{\text{fusion}}$.
- III Si fijamos la sustancia y el proceso, vemos que la cantidad de calor requerida para producir el cambio de fase es proporcional a la cantidad de sustancia, o sea de su masa.

Así que podemos concluir que en los procesos de cambio de fase las sustancias intercambian calor tal que

$$Q = mL_{\text{trans}} \quad (6)$$

donde L_{trans} es el calor latente de la transformación y m es la masa que cambió de fase. La dimensión del calor latente es J/kg .

En los problemas prácticos, cuando una sustancia pasa a un estado más energético, por ejemplo sólido a líquido y líquido a gas, entonces $L_{\text{trans}} > 0$, porque se le entrega calor a la sustancia. En los casos inversos, la condensación del vapor a líquido y la solidificación, $L_{\text{trans}} < 0$ porque es el sistema que entrega calor.

2.3. Gases Ideales

Como se ha visto en el capítulo anterior, el trabajo ejecutado por (sobre) un gas difiere según el camino termodinámico realizado por el mismo. Análogamente, las cantidades de calor intercambiadas siguen una relación sencilla solamente en algunos pocos procesos. Por ejemplo, en los procesos *isóbaros* e *isócoros* el intercambio de calor de un sistema gaseoso puede ser determinado via las ecuaciones

1. Proceso a *Presión* constante:

$$d'Q = nc_P dT \rightarrow Q_P = nc_P(T_f - T_i) \quad (7)$$

.

2. Proceso a *Volumen* constante:

$$d'Q = nc_V dT \rightarrow Q_V = nc_V(T_f - T_i) \quad (8)$$

.

Donde n es el número de moles del gas y c_P y c_V son los calores específicos (molares) a presión y volumen constante, respectivamente. Sus unidades son $J/molK$.

Debemos notar que la relación entre intercambio de calor y variación de temperatura para un gas ideal no es para nada general. Por ejemplo, si tomamos los procesos descritos en el capítulo anterior, vemos que en el proceso adiabático, hay cambios de temperatura mientras que no hay intercambio de calor; en contra partida, en el proceso isotérmico la temperatura se mantiene constante, mientras el sistema intercambia calor con una fuente térmica.

3. Equivalente mecánico del calor

Los experimentos de James Joule (divulgados en el correr de la década de 1850), ocurrieron al largo de muchos años, con diferentes variaciones de parámetros. Tenían siempre el mismo objetivo en común: *elegir la temperatura de un líquido ejecutando trabajo mecánico y sin transferir calor al mismo*. Esto se hace por ejemplo con un proceso de agitación, como el mostrado en la figura 1. La caída de una masa desde una altura h hace mover un conjunto de palas que agitan un líquido, causando turbulencia. El líquido está contenido en un recipiente adiabático y en contacto con un termómetro. El experimento consiste en medir la diferencia de temperatura del líquido en seguida de la caída de la masa.

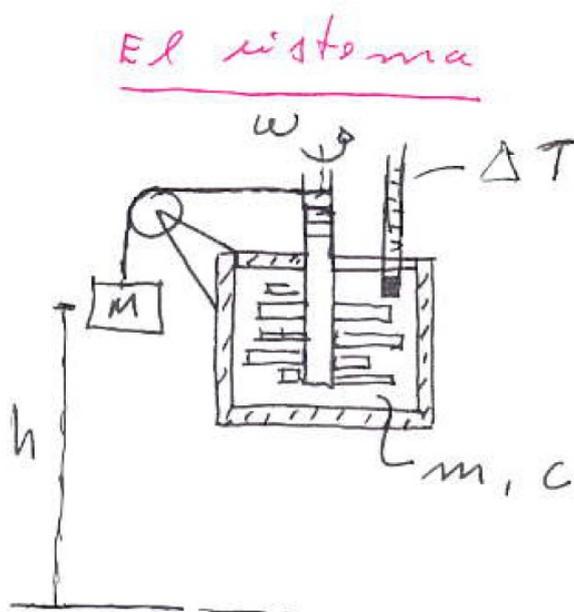


Figura 1: Esquema típico de los experimentos de Joule

La energía inicial del sistema puede ser considerada la energía potencial gravitacional de la masa, o sea

$$E_g = Mgh \quad (9)$$

Usando la ley de conservación de energía, la hipótesis de Joule fue suponer que esta energía debería ser entregada en forma (al menos equivalente) de calor al cuerpo, tal que

$$Q = mc\Delta T \quad (10)$$

A partir de medidas de transferencias de calor, se define la *caloría* como la energía necesaria para subir $1^\circ C$ una masa de 1 g de agua pura. Los experimentos de Joule permiten obtener el *equivalente mecánico para la caloría* a través de la energía mecánica E_g , que resultó ser $E_g = 4,186$ Joules. Así, empíricamente, podemos determinar que

$$E_g = Q \quad (11)$$

$$4,186 J = 1 cal \quad (12)$$

Otras medidas equivalentes fueron hechas por Lord Kelvin en su viaje de luna de miel en Estados Unidos. Visitó las cataratas del Niágara y constató que había una diferencia en la temperatura media de las aguas de arriba (más tranquilas) y las de abajo (agitadas por la turbulencia).

Sus resultados y conclusiones estaban correctos a la luz de la Teoría Cinética (mayor velocidad media de las partículas implica en mayor temperatura absoluta). Otra importante causa del calentamiento de los cuerpos via trabajo se debe al rozamiento, el cual en el caso de un líquido se conoce como viscosidad.

4. Primera Ley de la Termodinámica

El dispositivo de Joule permite elevar la temperatura sin entregar calor, o sea, de forma adiabática y a volumen constante, realizando lo que él llamó *trabajo adiabático a volumen constante*. Él también observó que este trabajo puede ser ejecutado por una *fuerza conservativa*, como el caso de la fuerza gravitacional. Como se sabe, el trabajo de una fuerza conservativa es independiente del camino, y es igual a la variación de la energía potencial entre los estados inicial y final.

Empíricamente, se observa que las diferentes formas de entregar dicho *trabajo adiabático a volumen constante* (variando sea la masa o la altura) llevan a la misma variación de temperatura. Eso lleva a la idea de existencia de una energía, que debe ser función solo de los estados inicial y final.

Para ver eso, vamos a considerar dos estados termodinámicos arbitrariamente elegidos I y II y analizar dos caminos distintos que conectan dichos estados, como se ve en la figura 2.

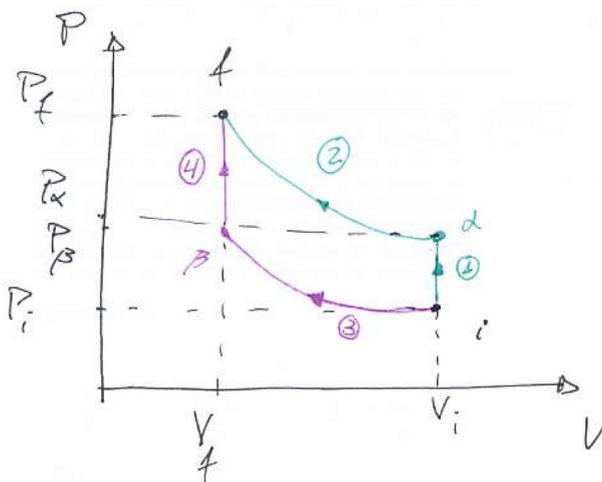


Figura 2: Diagrama PV conectando los estados i y f.

Existen infinitos procesos que pueden conectar los estados i con el estado f.

A A través del camino 1+2:

- 1 Adición de calor a Volumen constante hasta una estado intermedio $(P_\alpha, T_\alpha, V_i)$.
- 2 Compresión adiabática con consumo de trabajo mecánico, hasta alcanzar el estado f .

B A través del camino 3+4:

- 3 Compresión adiabática con consumo de trabajo mecánico, hasta alcanzar el estado (P_β, V_f, T_β) .
- 4 Adición de calor a Volumen constante, hasta alcanzar el estado f .

En la práctica, vemos que es posible alcanzar el estado f con intercambio de calor o con intercambio de trabajo. La primera ley de la termodinámica afirma entonces que, independientemente del camino, existe una cantidad que solo depende de los estados

inicial y final, que es la energía interna, y que representa la suma de los intercambios de energía via calor y trabajo, o sea

$$\Delta U = U_{final} - U_{inicial} = Q + W \quad (13)$$

Se define entonces una **energía interna** como *una función de estado*: es independiente del camino, depende solo de los estados. **Calor y trabajo** por su vez, *no* son funciones de estado, sino de los *procesos*, respresentando energía que cruza las fronteras del sistema, y no una propiedad interna del mismo.

Sobre la convención de signos. Las cantidades Q y W representan flujos de energía *hacia o desde* un sistema, y por lo tanto puede ser positiva o negativa, según el referencial que tomamos. En este curso, tomaremos que

- $Q > 0$ cuando el sistema *gana* energía, siendo un *calor entrante*.
- $Q < 0$ cuando el sistema *pierde* energía, siendo un *calor saliente*.
- $W < 0$ cuando $\Delta V > 0$, el *sistema realiza trabajo sobre el ambiente* y por lo tanto *pierde* energía.
- $W > 0$ cuando $\Delta V < 0$, el *ambiente realiza trabajo sobre el sistema*, el cual *gana* energía.

No confundir *función de estado*, como la energía interna, $U = U(P, V, T, N, \dots)$, con una ecuación de estado, como la ecuación de gas ideal $PV = nRT$ que representa una relación empírica entre las variables termodinámicas.

5. Contacto térmico e intercambio de calor

Considere un sistema termodinámico formado por un tanque de paredes rígidas y adiabáticas. Dicho sistema se conoce como un calorímetro, como por ejemplo un tanque de espumaplast, o un termo de tomar mate. Considere que este calorímetro contiene una masa M_A de un líquido a una temperatura inicial conocida T_i^A . Un otro cuerpo, de masa M_B y que inicialmente se encuentra a una temperatura T_i^B es inserido en el tanque, pasando a estar en contacto térmico con el líquido. La experiencia muestra que, cuando $T_i^B \neq T_i^A$ el sistema total alcanzará una temperatura de equilibrio, que estará entre la franja T_i^B y T_i^A (Ver figura 3). Analizando el sistema global $A + B$, observamos que el tanque es adiabático y de paredes rígidas, por lo tanto no realiza trabajo ni intercambia calor con el ambiente. O sea,

$$\Delta U = \Delta U_A + \Delta U_B \quad (14)$$

$$\Delta U = 0 \quad (15)$$

$$\Delta U_a = -\Delta U_b \quad (16)$$

el sistema A intercambia energía con el sistema B, pero ambos juntos constituyen un sistema aislado.

Por otro lado, podemos analizar el primer principio para cada uno de los dos subsistemas.

$$\Delta U_A = Q_A + W_A \quad (17)$$

$$\Delta U_B = Q_B + W_B \quad (18)$$

Si consideramos que las variaciones de volumen debido a la dilatación térmica es muy pequeña (mucho menor que las dimensiones del tanque) se puede decir que ninguno de

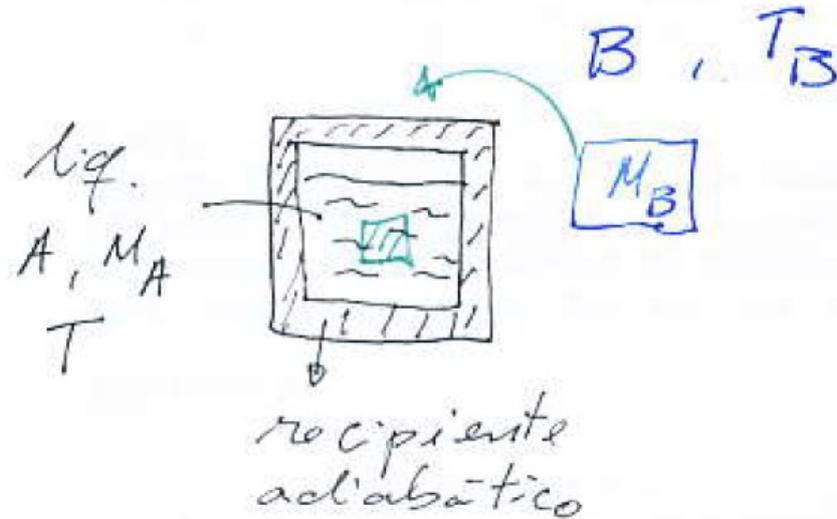


Figura 3: Esquema experimental para un buen contacto térmico y intercambio de calor

los dos subsistemas realiza o consume trabajo, so sea $W_A = W_B = 0$. De ahí se puede concluir que

$$Q_A = -Q_B \quad (19)$$

$$Q_A + Q_B = 0$$

$$\sum_j Q_j = 0 \quad (20)$$

Donde la última expresión es una generalización de la pa expresión es una generalización para un número indefinido de cuerpos y procesos. Junto con las leyes empíricas obtenidas en las secciones anteriores, quedamos con una expresión que permite determinar la temperatura de equilibrio.

$$Q_A = M_{ACA}(T_{eq} - T_i^A) \quad (21)$$

$$Q_B = M_{BCB}(T_{eq} - T_i^B) \quad (22)$$

$$M_{ACA}(T_{eq} - T_i^A) + M_{BCB}(T_{eq} - T_i^B) = 0 \quad (23)$$

Podemos usar esta ecuación para determinar, por ejemplo, la temperatura de equilibrio, a partir de las propiedades de los cuerpos A y B . Despejando para T_{eq} ,

$$T_{eq} = \frac{(M_{ACA})T_i^A + (M_{BCB})T_i^B}{M_{ACA} + M_{BCB}} \quad (24)$$

Vemos que la temperatura de equilibrio puede ser entendida como una media ponderada de las temperaturas iniciales de los cuerpos, donde los pesos son los productos Mc de los cuerpos, que se conoce como *Capacidad Térmica* $C = Mc$. El caso de que los cuerpos sean de la misma sustancia y tengan la misma masa, la temperatura de equilibrio es precisamente la mitad del intervalo $[T_i^A, T_i^B]$.

Alternativamente, la misma expresión puede ser usada para determinar la capacidad térmica de un calorímetro, cuando se mide la temperatura de equilibrio. Cuando adicionamos agua caliente a un termo que está inicialmente a temperatura ambiente, el agua entregará parte de su energía al propio termo, hasta que sus paredes internas alcancen un estado de equilibrio térmico con el agua. Para eso, considere que el cuerpo A es el calorímetro, y $C = M_{ACA}$ es su capacidad térmica, mientras que el cuerpo B es el agua,

cuyos datos iniciales se suponen conocidos. Así,

$$T_{eq} = \frac{CT_i^a + (M_b c_b)T_i^b}{C + M_b c_b} \quad (25)$$

Si medimos la temperatura de equilibrio, podemos despejar C de la ec. anterior y determinar la capacidad térmica.

$$C = \frac{M_b c_b (T_i^b - T_{eq})}{(T_{eq} - T_i^a)} \quad (26)$$

6. La capacidad térmica de gases ideales

Podemos considerar que las expresiones 7 y 8 son expresiones empíricas para el cálculo del calor intercambiado con un gas para dos procesos específicos, pero nada se comentó sobre la relación que debe existir entre las constantes c_P y c_V .

Para tanto, vamos a analizar el siguiente problema. Consideremos un sistema termodinámico compuesto de n moles de gas ideal, que se encuentra en el estado A. Como se muestra en el diagrama PV de la figura 4, el estado A pertenece a una curva hipérbola que conecta todos los puntos de misma temperatura T_A , la isoterma. Ahora queremos llevar este sistema a una temperatura mayor $T_B > T_A$, y cuya isoterma también es mostrada en la figura. Podemos hacer eso de muchas formas, pero dos en particular: a V cte o a P cte; vamos a comparar los dos casos a través de la primera ley.

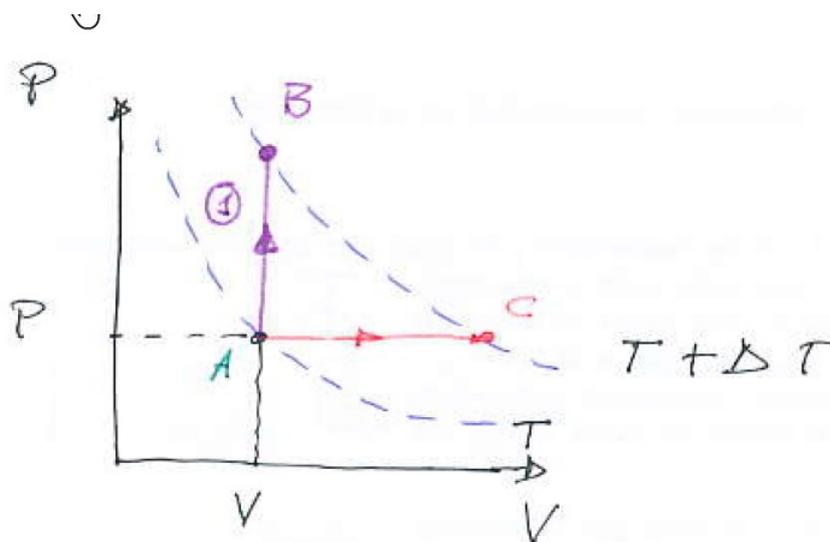


Figura 4: Diagrama PV de dos procesos: isóbaro e isócoro

1. $V = cte$. En este caso, alcanzaríamos la isoterma T_B con más alta presión en el estado (P_B, V_A, T_B) , con $P_B > P_A$. Aplicando la primera ley, vemos que $W_1 = 0$ y por lo tanto este proceso se lleva a cabo con una entrega de calor, por lo tanto:

$$dU_1 = dQ_1 \quad (27)$$

$$dU_1 = n c_V dT \quad (28)$$

La segunda expresión dice que la energía interna debe ser función de la temperatura. Para una sustancia cualquier, el calor específico puede ser función de su volumen y de su temperatura. Sin embargo, es un hecho empírico que el calor específico de los gases ideales es función solamente de su temperatura, y por lo

tanto la energía interna de un gas ideal es función solamente de su temperatura, o sea $U = U(T)$. Este es un importante resultado de la termodinámica, que tiene diversas consecuencias.

Además, como el cambio de energía interna es independiente del proceso, podemos concluir que, de forma general

$$\begin{aligned} dU &= nc_V dT \\ U(T) &= U(T_o) + n \int_{T_o}^T c_V(T) dT \end{aligned} \quad (29)$$

donde $U(T_o)$ es una constante, que depende del referencial de energía elegido. Por ejemplo, podemos asociar el punto de 0 K como el punto de energía interna cero, de manera que

$$U(T) = n \int_0^T c_V(T) dT \quad (30)$$

Que es más imple, pero no una forma general.

2. $P = cte$. En este caso, alcanzaríamos la isoterma T_B con la misma presión en el estado (P_A, V_C, T_B) , con $V_C > V_A$. Aplicando la primera ley, vemos que

$$dU_2 = d'Q_2 + d'W_2 \quad (31)$$

$$dU_2 = nc_P dT - PdV \quad (32)$$

Recién hemos llegado a la conclusión de que la energía interna es una función solo de la temperatura. Y los estados B y C comparten la misma temperatura. Por lo tanto la diferencia de energía interna asociada a estos 2 procesos debe ser la misma, o sea

$$\Delta U = U_B(T_B) - U_A(T_A) \quad (33)$$

que solo depende de las temperaturas inicial y final, no del camino. Por lo tanto podemos decir que $dU_1 = dU_2$.

Entonces podemos escribir

$$c_V dT = c_P dT - PdV \quad (34)$$

Ahora podemos usar la ecuación de gas ideal para obtener una ecuación que solo dependa de dT . Tomando la diferencial total de la ecuación de Gas ideal y usando la regla del producto,

$$d(PV) = d(nRT) \quad (35)$$

$$PdV + VdP = nRdT \quad (36)$$

$$dU_2 = C_P dT - (nRdT - VdP) \quad (37)$$

La última expresión es bastante general, pero si el proceso 2 es a P cte entonces $dP = 0$ y entonces $PdV = nRdT$. Sustituyendo

$$nc_V dT = nc_P dT - nRdT \quad (38)$$

$$ndT(c_V + R - c_P) = 0 \quad (39)$$

$$c_P - c_V = R \quad (40)$$

Donde se obtiene que la diferencia entre los calores específicos es exactamente la constante de los gases, que es un número positivo, por lo tanto también se concluye que $c_P > c_V$. O sea, para subir 1 grado de temperatura, el proceso es a P cte requiere más calor que el proceso a V cte.

7. Expansión Libre de un gas ideal. $U = U(T)$

En esta sección vamos a analizar un experimento para demostrar, en su límite de validez, la afirmativa de que, para un gas ideal, la energía interna solo depende de la temperatura, donde se encontró la ecuación 30. Para ello, consideremos el sistema mostrado en la figura 5. Una ampolla de vidrio está dividida entre dos volúmenes iguales, separados por una válvula. La ampolla está inmersa en un líquido, donde se garantiza el equilibrio térmico con ambas partes de la ampolla. Todo eso está contenido en un recipiente de paredes rígidas y adiabáticas. Inicialmente, el gas ocupa un solo lado de la ampolla y la válvula está cerrada. El otro lado de la ampolla se encuentra al vacío, o sea a presión nula. Un termómetro monitorea la temperatura del líquido. El experimento consiste en abrir la válvula, permitiendo que el gas ocupe todo el volumen de la ampolla y observar la variación de temperatura del agua. El resultado experimental es que, *en el límite de un gas ideal, la temperatura del agua permanece constante.*

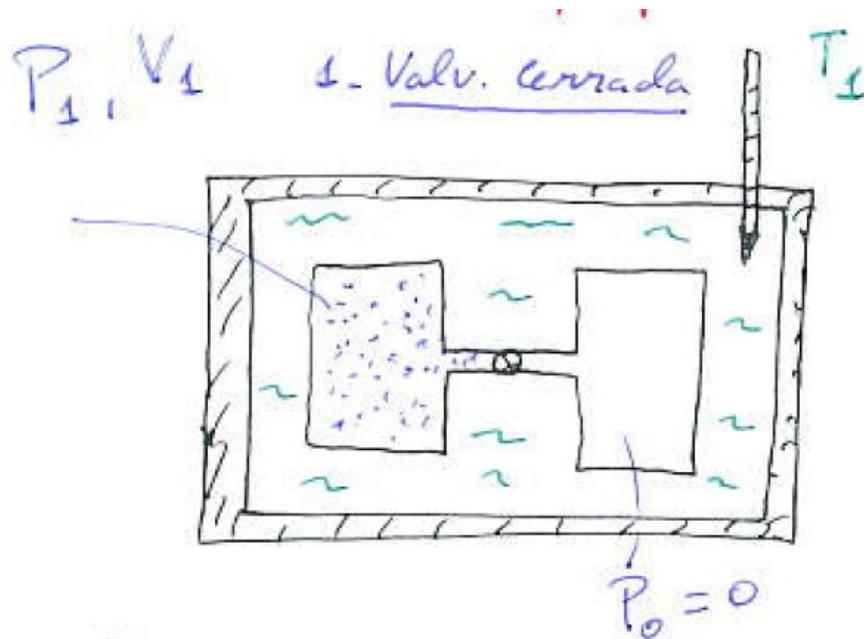


Figura 5: Esquema experimental para la expansión libre de un gas ideal

Llamando G al gas y A al agua, vemos que el sistema completo no intercambia calor, ni tampoco ejecuta trabajo con su entorno, así que por construcción la primera ley nos dice que la energía interna del sistema completo no cambia durante el proceso

$$\Delta U^{(A+G)} = Q^{A+G} + W^{A+G} = 0 \quad (41)$$

$$\Delta U^{(A+G)} = \Delta U^A + \Delta U^G \quad (42)$$

$$\Delta U^A = Q^A + W^A \quad (43)$$

$$\Delta U^G = Q^G + W^G \quad (44)$$

$$(45)$$

Además, ni el gas ni el agua por separado ejecutan trabajo: el agua no fluye y el gas se expande contra el vacío (no hay un pistón que le ejerce una fuerza en contra). O sea $W_A = W_G = 0$, lo que lleva a

$$Q^G = -Q^A \quad (46)$$

que es un resultado similar a lo que fue obtenido con el análisis del contacto térmico. Esta expresión dice que podría existir una entrega de calor desde el gas hacia el agua,

pero el experimento no observa una variación de temperatura del agua, y por lo tanto $Q_G = 0$, o sea,

$$\Delta U^G = 0 \quad (47)$$

De esto se concluye que la temperatura del gas permanece constante durante el proceso, así como su energía interna.

Moraleja: La expansión libre de un gas ideal no modifica su temperatura ni tampoco su energía interna.