

Capítulo 1

Energía

Estructura de la materia

Dice Feynmann en su Curso de Física¹ que si fuera necesario condensar en una sola idea todo el conocimiento que se tiene del mundo físico, el hecho de que la materia está compuesta de moléculas y éstas de átomos sería el resumen más eficiente.

Es verdad que las enseñanzas de la Termodinámica se pueden utilizar de un modo empírico sin preocuparse de la realidad atómico-molecular de la estructura de la materia, pero, para su mejor comprensión, no cabe duda que es necesario tener presente ese mundo oculto a nuestros sentidos.

La materia está constituida por partículas de tamaño d_o del orden de 10^{-10} m, con distancias entre sí del orden de d_o para sustancias condensadas o del orden de $10d_o$ para sustancias gaseosas, realizando movimientos de translación, rotación, vibración y otros, con tiempos de transición típicos de 10^{-10} s (10^{-10} entre colisiones, 10^{-12} entre estados de rotación, 10^{-14} entre estados de vibración). Esas partículas atómico-moleculares a su vez están compuestas de otras partículas (tamaño del núcleo $\approx 10^{-15}$ m). En condiciones normales, las interacciones entre partículas redistribuyen su energía, pero se necesitan reacciones químicas para que varíe la estructura interna de las partículas y reacciones nucleares para que varíe su estructura subatómica.

En su evolución, las partículas se repelen fuertemente si su distancia es $<d_o$ y se atraen débilmente si es $>d_o$ (Fig. 1.1). La variación de distancias durante el movimiento en un $\Delta t \approx 10^{-10}$ s es $\ll d_o$ en estado sólido, $\approx d_o$ en los líquidos, y $\gg d_o$ en los gases. El diámetro de esfera rígida equivalente (d_o) se calcula por dispersión de un haz de partículas, y disminuye algo con la temperatura porque aumentan las velocidades y se dispersa menos.

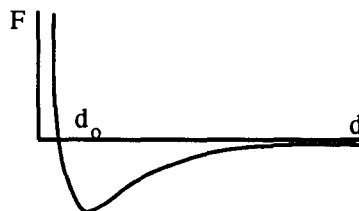


Fig. 1.1. Variación de la fuerza interpartícula F con la separación d ; d_o es el tamaño típico de las partículas (diámetro de esfera rígida equivalente).

1. Feynman, R.P., Leighton, R.B. & Sands, M., "Física. Volumen I", Addison-Wesley, 1987.

Las fuerzas interpartícula pueden ser acumulativas (la gravedad) o neutralizables (electromagnéticas); estas últimas son unos 20 órdenes de magnitud mayores, lo que hace que a gran escala la materia sea en promedio eléctricamente neutra y que a escala atómica la gravitación sea irrelevante. Entre dos partículas cargadas (electrón-electrón, electrón-ión, ión-ión) la fuerza va como $\pm q_1 q_2 / r^2$. Entre una cargada y otra no, se induce un dipolo de polarización α y la fuerza va como $-\alpha q^2 / r^5$. Entre dos sin carga, aparecen dipolos fluctuantes (fuerzas de van der Waals) que van como $-k / r^7$. En cualquier caso, para $r \rightarrow d_0$ hace falta la Mecánica cuántica.

La Termodinámica en la Física

Para un observador con tamaño y tiempo característicos de 1 m y 1 s no tiene interés (ni es practicable) considerar todo el detalle microscópico, así que el estudio del mundo físico se puede resumir así: la Física de partículas estudia los detalles de las interacciones entre nucleones, átomos y moléculas, la Física aplicada estudia el resultado macroscópico de las fuerzas mecánicas (Mecánica de sólidos y de fluidos, incluyendo la acústica) o electromagnéticas (Electricidad y electromagnetismo, incluyendo la óptica), y la Termodinámica estudia las consecuencias de analizar con unos pocos grados de libertad sistemas físicos de unos 10^{25} grados de libertad (claro está, sólo se podrá predecir algunas características del sistema en ciertos estados especiales, llamados de equilibrio).

La consecuencia más importante que se deduce del estudio de la evolución de cualquier sistema es que existe una tendencia natural a que la energía se degrade, pase de los grados de libertad macroscópicos a los microscópicos (a ese mundo oculto de grados de libertad que no se consideran explícitamente). Pero, ¿cómo afecta ese mundo oculto a la descripción macroscópica de los fenómenos físicos? Tanto en Mecánica como en Electricidad uno de los conceptos básicos es el de energía. Cuando se transfiere energía a un modo mecánico del sistema se dice que ha recibido "trabajo mecánico" (p.e. $-pdV$ siendo p la presión y dV la variación del volumen del sistema). Similarmente, cuando se transfiere energía a un modo eléctrico del sistema se dice que ha recibido "trabajo eléctrico" (p.e. $-EdP$ siendo E la intensidad del campo eléctrico y dP la variación de la polarización del sistema). Pero también es posible transferir energía a los modos ocultos y entonces se dice que el sistema ha recibido calor. A las manifestaciones macroscópicas (músicas, mecánicas, energéticas, eléctricas, etc.) de ese mundo oculto es a lo que se llama efectos térmicos y la Termodinámica es la parte de la Física que estudia estos efectos térmicos.

Efectos térmicos

Los fenómenos naturales son demasiado complejos para nuestra completa comprensión: intervienen a la vez efectos térmicos, mecánicos, eléctricos, químicos, etc., por lo que nos vemos forzados a realizar su estudio analizando por separado sus diferentes aspectos, y aún así hay que introducir grandes simplificaciones. Afortunadamente, pese a todas estas limitaciones, se consigue llegar a establecer modelos predictivos de enorme interés.

Existen fenómenos esencialmente térmicos, como la relajación de un sistema aislado hacia el estado de equilibrio y particularmente la transmisión de calor. Otros se consideran

típicamente termodinámicos por razones históricas pues sirvieron al desarrollo de esta ciencia; tal ocurre con la compresión y expansión de gases y vapores. Todavía existen multitud de fenómenos en los que los efectos térmicos son importantes, pudiendo clasificarse en: termomecánicos (disipación viscosa y fricción), termoeléctricos (semiconductores, superconductores, termopilas), termomagnéticos (paramagnetismo, ferromagnetismo), termoquímicos (calor de reacción, de mezcla, de cambio de estado, de transformación alotrópica, combustión), termoópticos (radiación), termoiónicos, etc.

Por otro lado, los efectos térmicos pueden considerarse desde dos puntos de vista distintos: desde la óptica de la Termodinámica estadística, haciendo hincapié en la justificación de los fenómenos macroscópicos a partir de las propiedades atómico-moleculares, o desde la óptica de la Termodinámica macroscópica en que las propiedades de la materia se consideran datos conocidos y el análisis se limita a establecer las relaciones que ligan las variables de estado.

Por otra parte, la Termodinámica aplicada se centra en resolver los problemas térmicos que le surgen al ingeniero, al físico o al químico: generación de potencia eléctrica o mecánica en centrales, propulsión de vehículos, producción de calor y frío, tratamientos térmicos de materiales, separación de mezclas, control térmico de ambientes, reactores químicos, reactores nucleares, etc.

Podemos agrupar y resumir los efectos térmicos en la siguiente clasificación:

Fenómenos térmicos básicos:

- En su evolución, la materia tiende a calentarse por degradación de la energía mecánica a energía térmica (mecánica significa aquí ligada a modos macroscópicos, y da igual si es mecánica, eléctrica, química, etc).
- En su evolución, la materia caliente tiende a enfriarse (y la fría a calentarse) por transmisión de calor desde la materia caliente a la fría.

Fenómenos térmicos aplicados:

- Parte de la energía degradada (mal llamada calor) puede convertirse en energía mecánica (trabajo). Conseguir esto fue el primer objetivo y el origen de la Termodinámica.
- En general, son de interés termodinámico todos aquellos procesos en los que se trata de conseguir invertir los procesos naturales de degradación de la energía: refrigerar una masa fría, calentar una masa caliente, generar movimiento relativo, separar sustancias mezcladas, etc.

Sistema termodinámico: frontera

Sistema es la porción de materia elegida para el estudio; el resto del universo termodinámico (todo lo que influye en el problema) se llama exterior, y la interfase geométrica se llama frontera. Aunque en realidad se deba a las propiedades del exterior o de las escalas de interés, se habla de propiedades físicas de la frontera, como aislamiento y adiabaticidad. Ejemplos de sistemas termodinámicos: un kilo de aire, el vapor que en un instante dado está en una turbina, conjunto de partículas que integran el aire, subconjunto de moléculas de oxígeno en

el aire, fracción de ellas con velocidad superior a una dada, sus modos de vibración, electrones libres en un metal, fotones, etc., aunque normalmente se tratará de una masa de control (o de un volumen de control) de un fluido.

Para la completa descripción del sistema es preciso especificar el medio que lo integra, el estado en que se encuentra en un instante dado, y la evolución a que está sometido por causa de las condiciones iniciales y de contorno impuestas.

Según las propiedades aislantes de la frontera, los sistemas se clasifican en: aislados (no interaccionan de ninguna manera con el exterior), cerrados o de masa de control (pueden intercambiar energía, pero no masa; a su vez pueden ser rígidos o adiabáticos) y abiertos o de volumen de control (pueden intercambiar energía, masa o alguna especie concreta). Se avisa al lector que otros autores llaman sistema cerrado al que aquí se denomina aislado.

Descripción del medio, su estado y su evolución

1. El medio: extensión, composición y estructura

Algunos sistemas son tan sencillos que para su descripción termodinámica basta saber la energía que almacenan, el volumen que ocupan y la cantidad de sustancia de cada especie química que lo compone (la especificación de su estado en un caso general y de su evolución requerirá más parámetros). Estos son los llamados sistemas compresibles y en ellos se centrará el estudio, y en particular en el caso de composición constante (sistema simple compresible). En los sistemas simples compresibles basta considerar el efecto térmico y el efecto mecánico del trabajo de las fuerzas externas aplicadas; cuando en la formulación termodinámica se ha de considerar más de un efecto no térmico, el sistema se dice compuesto (p.e. cuando la composición puede variar y hay que añadir términos de trabajo químico).

En ciertos casos puede elegirse un medio inmaterial como sistema, es decir un volumen desprovisto de masa, y asignarle propiedades energéticas: p.e. un espacio vacío sometido a una radiación de cuerpo negro (Cap. 13) tiene una energía interna por unidad de volumen igual a aT^4 (13.9), si está sometido a un campo eléctrico de intensidad E la energía interna por unidad de volumen es $E^2/8\pi$, y si está sometido a un campo magnético de intensidad H la energía interna por unidad de volumen es $H^2/8\pi$.

Según su extensión, el sistema puede ser volumétrico, interfacial, lineal o puntual, aunque nos limitaremos prácticamente a sistemas volumétricos. Si las variables termodinámicas son aditivas (el valor para un conjunto de sistemas iguales es la suma de los valores) se llaman extensivas (como la energía, el volumen y las cantidades de sustancia). Las variables que son iguales para un sistema que para un conjunto de réplicas suyas se llaman intensivas, y provienen de cocientes entre variables extensivas o de derivadas parciales (como la energía específica, la densidad, la temperatura, la presión y los potenciales químicos); en el Cap. 2 se dan más detalles sobre esto.

La estructura del medio depende del estado de agregación (condensado, disperso, vítreo, cristalino, cristales líquidos, superfluidos), de su distribución en fases bien definidas

(multifásicos) o en microfases (coloides: suspensiones, aerosoles, espumas, surfactantes), de sus propiedades eléctricas (neutro, cargado, polar), etc.

Atendiendo a la distribución en fases más o menos homogéneas, los sistemas se pueden clasificar en: 1) monocomponentes monofásicos, 2) monocomponentes multifásicos, 3) multicomponentes monofásicos, 4) multicomponentes multifásicos, 5) reactantes (que varía la composición química). Esta suele ser la clasificación que se adopta en la enseñanza de la Termodinámica (y que se sigue aquí) y se pueden citar como ejemplos típicos de cada parte: 1) problemas de gases, 2) de vapor de agua, 3) de mezcla de hidrocarburos gaseosos, 4) de aire húmedo, y 5) de combustión, respectivamente.

2. El estado del medio

El estado de un sistema se caracteriza por unos parámetros (que especifican la distribución de las variables extensivas) en los que el tiempo no interviene explícitamente. Según la distribución espacial y temporal de los valores locales de estas variables, el estado puede ser: 1) espaciotemporal en reposo ($\vec{v} = 0$) o en movimiento (que puede ser periódico o transitorio), 2) espacialmente uniforme ($\partial / \partial \vec{x} = 0$) o no uniforme, 3) temporalmente en régimen estacionario ($\partial / \partial t = 0$) o no estacionario (que puede ser oscilante). Si $\partial / \partial t = 0$ y $\partial / \partial \vec{x} = 0$, entonces el estado es uniforme y estacionario. En el estado de equilibrio termodinámico existen unos parámetros que son uniformes y estacionarios, como se verá en el Cap. 2; uno de ellos es siempre la temperatura, otro es (en ausencia de campos de fuerzas externos) la presión, y otros son (también en ausencia de campos externos) los potenciales químicos (y no las concentraciones, como erróneamente se dice a veces, pues en el equilibrio de un líquido y su vapor está claro que la concentración en la fase condensada es mucho mayor).

Se avisa al lector que otros autores sólo consideran como estados termodinámicos los que aquí se llaman estados de equilibrio; incluso hay autores que llaman estados de equilibrio a los que aquí denominamos estados estacionarios (en último término, ya se sabe que en Mecánica se puede considerar cualquier estado de movimiento como un estado de equilibrio dinámico compensado por las fuerzas ficticias de inercia).

3. La evolución del estado del medio

Las causas de la evolución (es decir, de los cambios espaciotemporales) de un sistema pueden ser de dos tipos: 1) condiciones de contorno de no equilibrio, 2) condiciones iniciales de no equilibrio. Estas fuerzas desequilibradas (volumétricas, interfaciales, etc) dan origen a flujos (directos e indirectos) de cantidad de sustancia, cantidad de movimiento y energía, por difusión, convección (y radiación de energía) y redistribución interna (producción y consumo).

El estudio de la evolución es importante para conocer la aproximación hacia el estado de equilibrio, la estabilidad frente a perturbaciones, propagación de perturbaciones, formación de discontinuidades, nucleación, fenómenos críticos, etc.

Al considerar las interacciones entre sistemas, las fuerzas volumétricas (gravitatorias o de largo alcance) se consideran aparte (como campos externos); las demás son superficiales porque decrecen con la distancia d como d^{-7} o más y por eso sólo son importantes a escala d_0 (10^{-10} m); éstas son las que consideramos, y, pese a su corto alcance, son las causantes de la evolución del sistema, introduciendo especies, cantidad de movimiento, energía mecánica y energía térmica del exterior.

Magnitudes conservativas y aditivas

En el movimiento de un sistema aislado de partículas conservativas (elegidas por el observador para que así sea) existen integrales del movimiento cuyo valor no varía a lo largo de la evolución (sólo dependen de las condiciones iniciales). Aunque hay tantas integrales como grados de libertad multiplicado por dos (las ecuaciones del movimiento son ecuaciones diferenciales de 2º orden), sólo siete de ellas están basadas en los principios fundamentales de homogeneidad del tiempo y del espacio y de isotropía del espacio, que son²: la energía, el vector cantidad de movimiento, y el vector momento cinético; es decir, una magnitud escalar más dos vectoriales tridimensionales. Estas siete cantidades son las únicas que tienen la propiedad singular de ser aditivas y son las únicas que se retienen en el análisis macroscópico. Para sistemas no relativistas, la conservación de la cantidad de sustancia implica la conservación de la masa.

La condición de aditividad es que el valor de una propiedad aplicada a un sistema sea igual a la suma de los valores de esa propiedad aplicada a los subsistemas que lo constituyen. La conservación de la energía será considerada en el epígrafe siguiente con todo detalle, y a continuación se analiza la conservación de la cantidad de movimiento y la conservación del momento cinético.

La conservación de la cantidad de movimiento (debido a la homogeneidad del espacio), $\vec{P} \equiv \sum m_i \vec{v}_i$, se reduce a:

$$\vec{P} \equiv \sum m_i \vec{v}_i = \sum m_i \dot{\vec{r}}_i = m \dot{\vec{r}}_{cm} = cte \quad (1.1)$$

siendo $m = \sum m_i$ la masa total y \vec{v}_{cm} la velocidad del centro de masas con arreglo a las definiciones:

$$\vec{r}_{cm} \equiv \frac{\sum m_i \vec{r}_i}{\sum m_i} \quad \text{y} \quad \vec{v}_{cm} \equiv \dot{\vec{r}}_{cm} \quad (1.2)$$

Es decir, para un sistema de partículas dado (masa constante) sin fuerzas externas, el movimiento del centro de masas sigue una trayectoria rectilínea a velocidad constante. Como consecuencia de la conservación de la masa y de la cantidad de movimiento, también se conserva la energía cinética del centro de masas: $\frac{1}{2} m v_{cm}^2 = cte$.

Para el análisis de la conservación del momento cinético (debido a la isotropía del espacio), $\vec{L} \equiv \sum \vec{r}_i \times m_i \vec{v}_i$, se va a dividir el sistema total de volumen V en pequeños subsistemas V_k , obteniéndose:

2. Landau, L.D. y Lifshitz, E.M., "Mecánica", Reverté, 1970.

$$\begin{aligned}\vec{L} &\equiv \sum_i \vec{r}_i \times m_i \vec{v}_i = \sum_i (\vec{r}_i - \vec{r}_{cm}) \times m_i (\vec{v}_i - \vec{v}_{cm}) + \vec{r}_{cm} \times m \vec{v}_{cm} = \\ &= \sum_k \sum_{i \in V_k} (\vec{r}_i - \vec{r}_{cm_k}) \times m_i (\vec{v}_i - \vec{v}_{cm}) + \sum_k (\vec{r}_{cm_k} - \vec{r}_{cm}) \times m_k (\vec{v}_{cm_k} - \vec{v}_{cm}) + \vec{r}_{cm} \times m \vec{v}_{cm} = cte \quad (1.3)\end{aligned}$$

que enseña que si se consideran subsistemas suficientemente pequeños V_k , $\vec{r}_i - \vec{r}_{cm_k}$ será también muy pequeño y el término donde aparece será despreciable frente a los otros, por lo que la conservación del momento cinético del sistema total se reduce a la conservación de la cantidad de movimiento de sus partes pequeñas (pero todavía macroscópicas).

Principio de conservación de la energía

La energía es una propiedad escalar dependiente de la posición y velocidad relativa de las partículas que componen un sistema cuya conservación (para un sistema aislado) está asociada a la homogeneidad del tiempo (las leyes físicas no dependen del origen de tiempos).

A diferencia de la conservación de la cantidad de movimiento, la conservación de la energía presenta una peculiaridad fundamental: que no es estrictamente aditiva. En efecto, para que la energía de un sistema compuesto sea igual a la suma de las energías de sus componentes, es necesario que la energía de interacción superficial sea despreciable frente a la energía volumétrica, es decir:

$$\begin{aligned}E &= E_c + E_p = E_{c1} + E_{c2} + E_{p1} + E_{p2} + E_{p12} = \\ &= E_1 + E_2 + E_{p12} \approx E_1 + E_2 \quad \text{si } E_{p12} \ll E\end{aligned} \quad (1.4)$$

Este defecto en la aditividad de la energía, además de introducir una incertidumbre en el estado del sistema, impone una limitación en el tamaño mínimo de los sistemas macroscópicos, cuyas dimensiones han de ser mayores que los rangos de influencia de las fuerzas interpartícula (esto parece ser lo que dificulta el análisis del estado líquido).

El desarrollo del concepto de energía es una de las mayores aportaciones de la Física al conocimiento. La primera generalización la hizo Leibnitz en 1693 al formular que para una masa puntual, en movimiento en el campo gravitatorio, la suma $\frac{1}{2}mv^2 + mgz$ permanece constante. Cuando fallaba este principio de conservación (p.e. por los efectos de fricción), siempre podía encontrarse un término adicional que lo restituyese. Como ejemplo límite suele citarse el hecho de que, en los años 30, Fermi postuló la existencia de una nueva partícula, el neutrino, para equilibrar el balance energético en la desintegración radiactiva β .

Así, cuando dos masas estaban cargadas eléctricamente con cargas q_1 y q_2 , se verificaba:

$$\frac{1}{2}m_1v_1^2 + m_1gz_1 + \frac{1}{2}m_2v_2^2 + m_2gz_2 + \frac{q_1q_2}{4\pi\epsilon r_{12}} = cte \quad (1.5)$$

siendo ϵ una constante propia del medio. A cada término de la energía se le da un nombre propio: cinética, potencial, electrostática, electromagnética, química, elástica, nuclear, de masa en reposo, etc., aunque formalmente toda contribución energética puede interpretarse

como suma de una energía cinética asociada a las velocidades y una energía potencial asociada a la posición en los diferentes campos de fuerza. Obsérvese que el énfasis se ha puesto en la conservación de la energía y no en su valor absoluto, por lo que sólo interesa conocer las variaciones de energía. Se va a definir con carácter general la variación de la energía total de un sistema, ΔE , como la energía mecánica que recibe cuando no recibe energía térmica.

Energía mecánica

Sistema puntual: La energía mecánica de una masa puntual moviéndose en un campo gravitatorio uniforme es $E_m = \frac{1}{2}mv^2 + mgz$, pero veamos la interpretación que da la Mecánica. Una fuerza \vec{F} aplicada a una masa m le ocasiona una variación de la cantidad de movimiento tal que $\vec{F} = d(m\vec{v})/dt$, comunicándole un trabajo $dW = \vec{F} \cdot d\vec{r} = d(m\vec{v}) \cdot \vec{v} = d(\frac{1}{2}mv^2) = dE_c$, siendo E_c la energía cinética. Es decir, el sistema recibe un trabajo y lo acumula en forma de energía cinética. Cuando esa fuerza es debida a un campo conservativo, existe una función de la posición, E_p , llamada energía potencial, tal que $\vec{F} = -dE_p/d\vec{r}$, que en el caso de un campo gravitatorio uniforme toma la forma $E_p = mgz$, de donde se deduce que, en ausencia de otras fuerzas, $d(E_c + E_p) = 0$, como se pretendía comprobar.

Sistema indeformable: Es aquél que se mueve como sólido rígido, es decir, según la ley de velocidades $\vec{v}_i = \vec{v}_{cm} + \vec{\Omega} \times \vec{r}_i$. La energía mecánica total será:

$$E_m = \sum \left(\frac{1}{2} m_i v_i^2 + m_i g z_i \right) \quad (1.6)$$

Distinguimos ahora entre fuerzas interiores (debidas a las partículas que lo integran) y fuerzas exteriores aplicadas. Al ser las fuerzas interiores iguales y contrarias dos a dos, y las velocidades en la dirección de la fuerza iguales, el trabajo de las fuerzas internas es globalmente nulo, y el recibido de las fuerzas externas será:

$$dW = \sum \vec{F}_{ext,i} \cdot d\vec{r}_i = d \left(\sum \frac{1}{2} m_i v_i^2 \right) = d \left(\frac{1}{2} m v_{cm}^2 \right) + d \left(\frac{1}{2} I \Omega^2 \right) \quad (1.7)$$

como en el caso anterior, siendo I el momento de inercia $I = \sum \frac{1}{2} m_i r_i^2$. Es decir, la energía cinética se puede descomponer en una parte debida a la traslación y otra a la rotación y entonces, incluyendo la energía potencial, para un sistema indeformable abandonado en el campo gravitatorio se verifica:

$$E_m = \sum \frac{1}{2} m_i v_i^2 + \sum m_i g z_i = \frac{1}{2} m v_{cm}^2 + \frac{1}{2} I \Omega^2 + m g z_{cm} = cte \quad (1.8)$$

Un resultado paradójico de la conservación de la energía mecánica es que un sólido en un plano inclinado caería más rápido deslizando que rodando, pues, habiendo supuesto que no hay fricción en ningún caso, al deslizar se verificaría que $m\ddot{x} = mg/\text{sen}\alpha$ o lo que es lo mismo $d(\frac{1}{2}mv^2) = (mg/\text{sen}\alpha) dx$, mientras que al rodar sería $d(\frac{1}{2}mv^2 + \frac{1}{2}I\Omega^2) = (mg/\text{sen}\alpha) dx$. La explicación es que no se puede admitir la hipótesis de que no hay fricción y que a la vez haya rodadura, y una vez que se admite que sí hay fricción, entonces la de deslizamiento será muy superior a la de rodadura.

Sistema deformable: La gran diferencia con el caso anterior es que ahora existen velocidades relativas internas, es decir, para cada dos partículas la componente de la velocidad en la dirección de la fuerza ya no es la misma y por tanto las fuerzas interiores sí realizan un trabajo, que puede descomponerse en un término de dilatación $dW_{nor} = \sum \vec{F}_{ij,nor} \cdot d\vec{r}_{ij,nor}$, que modifica la energía elástica, y un término de cizalladura $dW_{tan} = \sum \vec{F}_{ij,tan} \cdot d\vec{r}_{ij,tan}$, que puede acumularse como energía elástica (en sólidos) o disiparse por fricción (superficial en los sólidos e interna en los fluidos, con el consiguiente calentamiento).

Energía interna

El cómputo de la energía mecánica macroscópica almacenada en un sistema compresible es sencillo, pudiendo definirse en un caso general como:

$$\Delta E_m \equiv \left(W + \int p dV \right)_{E_{mdf}=0} \quad (1.9)$$

es decir, la variación de energía mecánica ΔE_m dentro de un sistema cerrado compresible es igual a la energía mecánica que le entra por la frontera (trabajo), excluido el de compresión volumétrica, en ausencia de fuerzas de fricción (E_{mdf} es la energía mecánica degradada por fricción). El trabajo termodinámico W se define más adelante. Al resto de la energía del sistema se le llama energía interna U , que queda pues definida como:

$$\Delta U \equiv \Delta E - \Delta E_m \quad (1.10)$$

Esta definición es más general que otras más corrientes, basadas p.e. en definir la energía mecánica como la suma de términos en (1.8) y considerar que sólo es energía interna la de tipo térmico, ya que tiene en cuenta otros posibles modos de almacenamiento de energía, como la de deformación elástica de muelles y membranas, la de los enlaces químicos y nucleares, etc. En realidad, a nivel microscópico todo es energía mecánica, así que hay que especificar qué parte se retiene como energía mecánica macroscópica para saber la parte que queda oculta como energía interna (por ejemplo, un juguete de cuerda almacena energía mecánica, pero un observador no informado no sabría decir si el aparato va a pilas o a cuerda, lo que sí sabe es que hay algún tipo de energía dentro). Hay pistolas de fuego, de aire comprimido y hasta de resorte; para cargar las de aire comprimido y las de resorte se procede de la misma manera, realizando un trabajo, pero en las de resorte se acumula como energía mecánica y en las otras no.

Caso de sustancias caloríficamente perfectas

Aunque la energía interna, como función de estado de un sistema, en el estado de equilibrio será función de todas las variables que definan dicho estado (p.e. la presión y la temperatura en un sistema simple compresible), la experiencia enseña que en muchos casos se puede suponer que en primera aproximación la energía interna sólo depende de la temperatura, y que esa dependencia es lineal:

$$\Delta U = mc_v \Delta T \quad (1.11)$$

siendo m la masa del sistema y c_v la constante de proporcionalidad, que coincide con la capacidad térmica a volumen constante, que es otra variable de estado de equilibrio que se introducirá formalmente más adelante (Cap. 4).

Aunque ni siquiera la temperatura se introduce formalmente hasta el Cap. 2, se considera apropiado introducir la relación (1.11) de esta manera *ad hoc*, sin justificarla, suponiendo que al lector le es ya familiar por sus conocimientos previos, o es capaz de asumirla sin dificultad hasta que se justifique en el Cap. 4.

La relación (1.11) se aplica a las sustancias (gases, líquidos y sólidos) denominadas caloríficamente perfectas, si bien en el caso de sustancias consideradas incompresibles se utiliza simplemente c en lugar de c_v , ya que en ese caso no es preciso distinguir entre las diversas capacidades térmicas, como se verá más adelante. Esta relación entre la energía interna térmica y la temperatura, junto a la relación $pV=mRT$ para los gases y $V=cte$ para los líquidos y sólidos, constituye el modelo más sencillo del comportamiento termodinámico de una sustancia, y basta para resolver todos los problemas de este capítulo (y la mayoría de los problemas termodinámicos usuales).

Modos microscópicos de almacenamiento de energía

Como ya quedó claro desde la publicación por Clausius en 1857 de "Sobre la naturaleza del movimiento que llamamos calor", sólo la explicación microscópica de la energía interna (y aún más de la entropía) puede resultar intuitiva. En la Fig. 1.2 se esquematizan los diversos modos microscópicos de almacenamiento de energía.

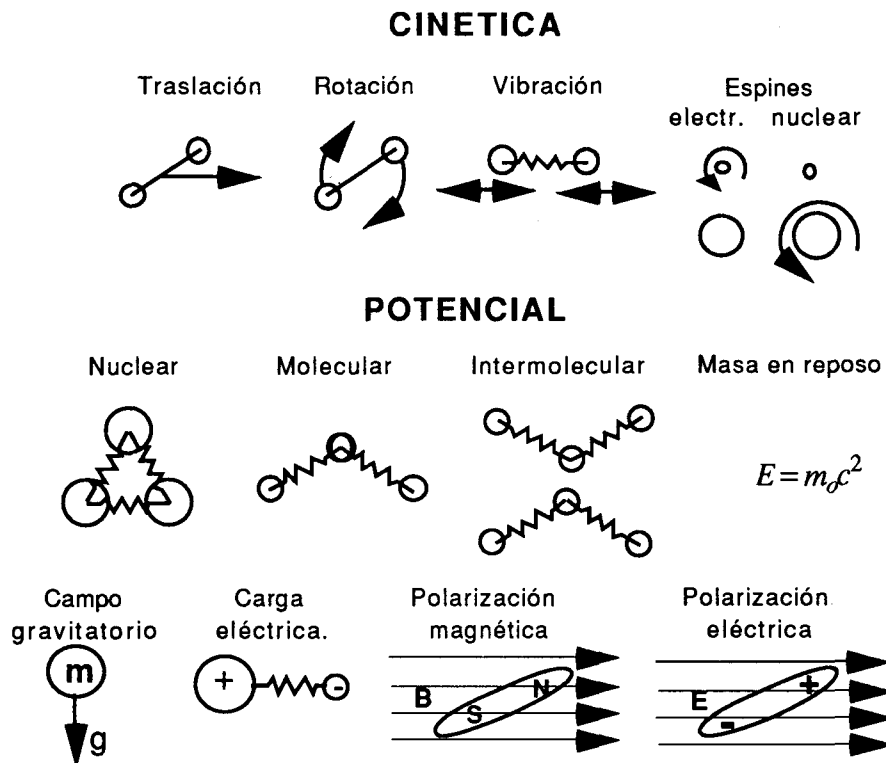


Fig. 1.2. Modos de almacenamiento microscópico de energía.

Medida de la energía

Queremos medir las variaciones de energía, y para ello nos basamos en dos premisas: 1ª, en un sistema aislado la variación es nula por ser conservativa, y 2ª, en un sistema cerrado no aislado se puede medir la energía que pasa a través de la frontera. Ante todo es necesario cerciorarse de que somos capaces (experimentalmente) de aislar un sistema, lo cual está basado en la existencia de paredes que sean a la vez impermeables a la materia (p.e., que al encerrar aire en una botella no sea adsorbido en la pared, ni ésta se desgasifique), rígidas (para que no reciban trabajo) y adiabáticas (el vaso Dewar, constituido por dos láminas de vidrio plateadas y separadas por vacío, es ya muy buena aproximación).

Adiabático se refiere a que la interacción térmica (ese trasvase oculto que no se ve, pero que se nota fácilmente), sea despreciable, y no presupone medidas calorimétricas.

Como el trabajo es fácil de medir (como se detalla en el apartado siguiente), para medir la diferencia de energía entre dos estados de un sistema cerrado se le rodea de una pared adiabática y se mide el trabajo necesario para pasar de un estado a otro, el cual es independiente del proceso. La constatación de que el trabajo adiabático no depende del camino es básico para la medida de la energía y se le dio el nombre de Primer Principio de la Termodinámica. Esta formulación del Primer Principio es similar a la dada por Carathéodory en 1909 (los sistemas tienen una propiedad extensiva (U) cuya variación coincide con el trabajo adiabático recibido), aunque se han dado muchos otros enunciados: p.e. Clausius-1850 (la adición de trabajo a un sistema adiabático da exactamente el mismo resultado que la adición de calor a un sistema rígido), Poincaré-1892 (en un proceso cíclico el trabajo neto realizado por el sistema es igual al calor neto recibido), Keenan-1947 (el calor comunicado a un sistema rígido no depende del camino), etc.

Es importante resaltar aquí que la experiencia enseña que en un proceso adiabático sólo es posible la evolución en un sentido y no en el contrario, pero eso no influye en la mensurabilidad de la energía. Como ya se dijo, el calor que recibe un sistema se calcula restando de la variación de energía el trabajo recibido. Formalmente, la energía, la energía interna y el calor se definen por:

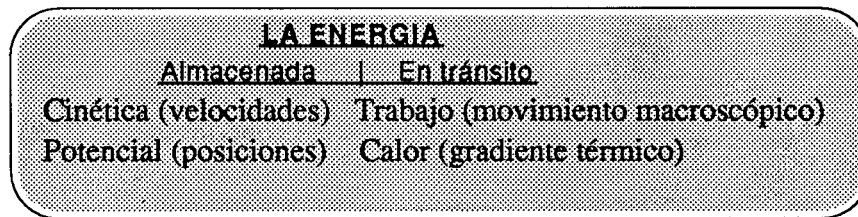
$$\Delta E \equiv W_{adiab} \quad (1.12)$$

$$\Delta U \equiv \Delta E - \Delta E_m \quad (1.13)$$

$$Q \equiv \Delta E - W \quad (1.14)$$

siendo W el trabajo termodinámico, que se estudia a continuación. Nótese que sólo se definen variaciones de energía y no valores absolutos; incluso aunque pudiera pensarse que toda la energía tendría como valor absoluto $E=mc^2$, esta última también es de la forma $\Delta E=c^2\Delta m$.

El siguiente cuadro resume las diferentes formas en que puede contabilizarse la energía:



El trabajo en Termodinámica

Trabajo es la energía desarrollada en el desplazamiento de una fuerza, y pasa del sistema que empuja al sistema que es empujado. Según el tipo de fuerza, el trabajo se dice mecánico, eléctrico, etc. En cualquier caso, todo trabajo puede traducirse al levantamiento de un peso, es decir, la conversión de cualquier tipo de trabajo en el levantamiento de un peso se puede realizar con pérdidas despreciables de energía. La Termodinámica estudia las interacciones entre un sistema y el exterior a través de su frontera, y por eso, se llama trabajo termodinámico al que recibe el sistema por desplazamiento de su frontera interior empujada por las fuerzas que sobre ella actúan desde el interior, que si la frontera no es disipativa, coincide con el que realizan las fuerzas exteriores en la frontera al desplazarse ésta; por tanto:

$$W \equiv - \int_{\text{frontera}} \vec{F}_{\text{int}} \cdot d\vec{r} = \int_{\text{frontera}} \vec{F}_{\text{ext}} \cdot d\vec{r} \quad (1.15)$$

Nótese que si el desplazamiento de la frontera es hacia el exterior, el trabajo será negativo (y positivo si es hacia el sistema). Hasta 1948 en que se adoptó internacionalmente este criterio de signos, se acostumbraba a utilizar el contrario (se definía el trabajo como positivo si lo realizaba el sistema).

Siempre se supondrá que no hay ambigüedad en la determinación de la fuerza y el desplazamiento, para lo cual se asume que el movimiento en la frontera es continuo (es decir, las velocidades de puntos adyacentes a uno y otro lado de la frontera son iguales) y las fuerzas iguales y de sentido contrario (frontera sin inercia ni energía). En los casos en los que aparezcan fronteras con masa y/o energía (membranas elásticas o capilares) o con movimiento discontinuo (fricción, onda de choque, llama) conviene introducir un nuevo sistema termodinámico y estudiarlo aparte, como se hace a continuación para el caso de fricción sólida.

Fricción

¿Qué trabajo se realiza durante el movimiento de fricción entre dos sólidos? Consideremos un pequeño sistema auxiliar de masa despreciable (no podrá acumular energía), y que absorbe el deslizamiento entre el sistema y el exterior (podría pensarse en una película de aceite), conforme se muestra en la Fig. 1.3. Si el exterior ejerce una fuerza \vec{F}_e sobre el sistema, éste resistirá con una fuerza \vec{F}_s igual y contraria sobre el exterior, pero las velocidades tangenciales no serán iguales si hay deslizamiento en la frontera (suponemos que las velocidades normales sí son iguales). Suponiendo que \vec{F}_e y \vec{v}_e tienen el mismo sentido, el trabajo $\vec{F}_e \cdot \vec{v}_e dt$ lo realiza el exterior, luego en su balance energético irá con signo menos.

Para el sistema propiamente dicho se tendrá también que $W = -\int \vec{F}_s \cdot d\vec{r} = -\int \vec{F}_s \cdot \vec{v}_s dt$, pero reteniendo sólo los módulos de los vectores y puesto que \vec{F}_s y \vec{v}_s tendrán sentidos contrarios, se llega a establecer los balances energéticos que aparecen en la Fig. 1.3.

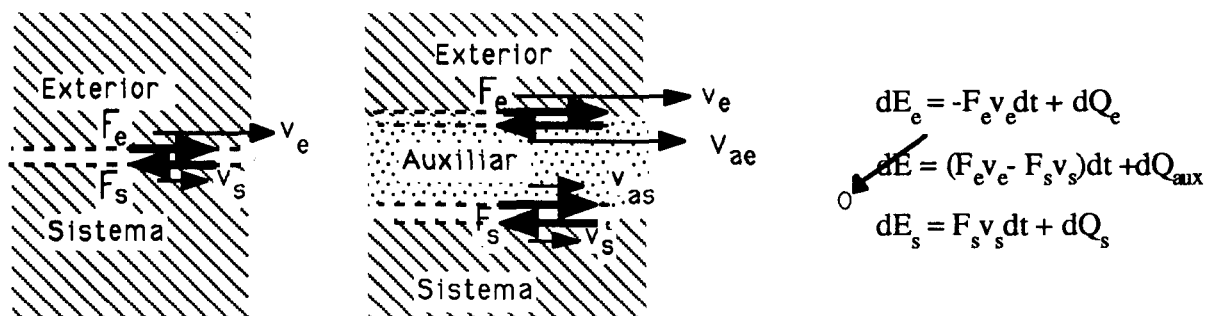


Fig. 1.3. Sistema auxiliar para estudiar la degradación de energía mecánica por fricción en la frontera entre dos sólidos en fricción.

El balance energético del pequeño sistema auxiliar enseña que el trabajo neto que recibe (el que no transmite) se devuelve en forma de calor dQ_{aux} , el cual se distribuirá entre dQ_e y dQ_s según las leyes de la transmisión de calor. El balance energético de todo el conjunto (sistema+auxiliar+exterior) enseña que, en ausencia de otros efectos exteriores a ese universo, $dE=0$.

El otro caso que hay que considerar es la fricción en los fluidos, aunque en ellos no hay problema por discontinuidad en la frontera ya que la velocidad del fluido y la de la pared coinciden (equilibrio local) y por tanto el trabajo se transmite íntegramente y sin degradación a través de la frontera, aunque si ello genera gradientes de velocidad en el fluido, aparecerá una disipación interna por viscosidad, degradándose energía mecánica (cinética) a energía interna térmica.

Conviene dar un símbolo particular a la energía mecánica degradada por fricción y se le llama E_{mdf} , que se define de forma general para un sistema compresible por:

$$E_{mdf} \equiv W + \int pdV - \Delta E_m \tag{1.16}$$

es decir, la E_{mdf} es la parte de trabajo que entra (W) y no sale ($\int pdV$) ni se acumula en energía mecánica, sino que pasa a energía interna térmica como si le hubiese llegado calor al sistema.

La experiencia enseña que la E_{mdf} no puede ser negativa, lo cual se tratará con más detalle en el Cap. 2, pues se debe al principio general de aumento de entropía del universo (también conocido como Segundo Principio de la Termodinámica).

Por otra parte, es muy interesante sustituir en (1.13) el ΔE dado por (1.14), y el ΔE_m despejado de (1.16), obteniéndose:

$$\Delta U = Q + E_{mdf} - \int pdV \tag{1.17}$$

que enseña cómo se puede variar la energía interna almacenada en un sistema: por una parte, dando o quitando calor con ayuda de otro sistema a mayor o menor temperatura, por otra, disipando energía mecánica dentro del sistema (en este caso sólo puede darse y no quitarse), y por otra parte, comprimiendo o expandiendo el sistema (puede darse o quitarse). De aquí se concluye que la única manera de enfriar un sistema simple compresible (sin disponer de un sistema más frío) es por expansión.

Calor

Calor es la energía que fluye de un sistema a otro sin intercambio de materia ni realización de trabajo, sino exclusivamente debido al gradiente térmico.

La descripción más simple de esta interacción térmica entre dos sistemas supone dos modos diferentes de transmisión de calor: interacción electromagnética de corto alcance (conducción) entre partículas vecinas, del orden de las distancias atómicas, e interacción electromagnética de largo alcance (radiación) por intermedio del campo electromagnético (teoría ondulatoria) o del llamado gas fotónico (teoría corpuscular), lo que parece más intuitivo termodinámicamente. Cuando alguno de los medios presentes es un fluido en movimiento, el flujo de masa condiciona de tal manera la transmisión, que obliga a considerar en conjunto el problema termo-fluidodinámico del transporte convectivo de energía (convección).

Así como la medida del trabajo no presenta dificultades (basta medir fuerzas y desplazamientos), la medida del calor, como se desprende de su definición, requiere procedimientos indirectos, midiendo la energía total intercambiada y restándole el trabajo comunicado, o bien todavía más indirectamente por integración del flujo calculado con las ecuaciones de la transmisión de calor.

Las magnitudes de energía en tránsito (calor y trabajo) no tienen relación directa con el estado de un sistema, y contemplando dos estados diferentes no se puede averiguar cuál ha sido el camino que ha llevado de uno a otro (calor y trabajo intercambiados con el exterior). Ni siquiera se puede saber cuál es el estado inicial y cuál el final, salvo que se trate de un sistema aislado.

Trabajo no compresible

Normalmente los sistemas termodinámicos de interés son sistemas simples compresibles, es decir, sistemas con un solo grado de libertad para el intercambio de trabajo reversible: por variación del volumen, $W = -\int p dV$. La ecuación de estado (de equilibrio) típica es la de los gases ideales: $p = mRT/V$. El tiempo de relajación (orden de magnitud del tiempo que tarda el sistema en alcanzar el nuevo equilibrio una vez liberada una restricción) es el que tarda la presión en equilibrarse internamente (para pequeñas variaciones se trata de ondas acústicas que viajan a la velocidad del sonido).

De manera similar se pueden incluir otros tipos de trabajo, como se comenta a continuación.

Trabajo eléctrico y electroquímico

En el flujo o transferencia de cargas eléctricas se realiza un trabajo $dW = VdQ$, siendo V la diferencia de potencial (o la fuerza electromotriz de una batería) y dQ la carga que entra por el polo positivo. El tiempo de relajación es del orden del que tarda en descargarse una batería en cortocircuito, y las ecuaciones de estado típicas son $V=RdQ/dt$ para una resistencia, $V=Q/C$ para un condensador de capacitancia C y $V=Ld^2Q/dt^2$ para una bobina de inductancia L . La energía almacenada en un condensador es $CV^2/2$, y la energía almacenada en un inductor por el que está pasando una corriente es $LI^2/2$.

Trabajo químico

Cuando el sistema recibe una cantidad de sustancia dn_i , recibe a su vez un trabajo químico $dW=\mu_i dn_i$.

Trabajo elástico de estirado

Si el tensor de esfuerzos es isotrópico, el único trabajo que recibe el sistema es $dW = -pdV$ (Ej: compresión de un gas en reposo). Pero los materiales estructurales trabajan muy direccionalmente; así, si se consideran sólo esfuerzos unidimensionales, el trabajo que recibe el sistema cuando se estira es $dW = FdL$. El tiempo de relajación sería el de amortiguamiento de las ondas elásticas cuando se suelta F (las cuales viajan a la velocidad del sonido). La ecuación de estado es (ley de Hook) $F=EA\Delta L/L$, siendo $E=(L/A)(\partial F/\partial L)_T$ el módulo de Young y A el área de la sección. Por lo tanto, la gráfica $L=f(F)$ de una máquina de tracción universal es de equilibrio (pues dura unos minutos) y suministra la ecuación de estado. En realidad siempre hay algo de pdV , pero si $F/A \gg p$, entonces $pdV \ll FdL$.

Trabajo elástico de torsión

Cuando a un sólido elástico se le aplica un momento M que le hace deformarse por torsión un ángulo $d\theta$, se realiza un trabajo $dW = -Md\theta$. El tiempo de relajación y la ecuación de estado son similares al caso de tracción: $M=EI\Delta\theta$.

Trabajo de tensión superficial

El tensor de esfuerzos presenta discontinuidades en las interfases fluidas las cuales pueden considerarse como sistemas termodinámicos que reciben un trabajo $dW = \sigma dA$ al variar su área en dA . El tiempo de relajación mecánica sería por ejemplo el que tarda en romperse una película de jabón, aunque el tiempo de relajación química es mucho mayor. El sistema es abierto porque el número de partículas en la interfase no es constante sino proporcional al área. Una ecuación de estado es $\sigma/\sigma_0 = (T_{cr}-T)/(T_{cr}-T_0)$.

Trabajo en un dieléctrico

En un conductor, al aplicar un campo eléctrico de intensidad E , las cargas (nube de electrones libres) se redistribuyen para conseguir que en el interior el campo sea nulo. En un dieléctrico, al no haber electrones libres, sólo tiene lugar una deformación de la estructura eléctrica de los átomos, recibiendo el sistema un trabajo $dW = EdP$, siendo P la polarización (igual al momento dipolar por el número de dipolos). El tiempo de relajación es una combinación del de los siguientes efectos: desplazamiento de la corteza electrónica de los átomos (10^{-15} s), desplazamiento de los átomos en las moléculas (10^{-13} s), y eliminación del momento dipolar propio (si las partículas eran polares) (de 10^{-10} a 10^{-6} s). En el trabajo que recibe el sistema no se ha contabilizado el trabajo que hay que hacer asociado a la variación del campo en la región del dieléctrico: $dW = -E^2 dV$. Una ecuación de estado puede ser $P = (a+b/T)E$.

Trabajo de magnetización

Al variar el momento magnético M de un material paramagnético en el seno de un campo magnético uniforme de intensidad H , se realiza un trabajo $dW = HdM$. Una ecuación de estado para H poco intensos y a temperaturas no muy bajas es $M = CH/T$, donde a C se le llama constante de Curie.

RECAPITULACION

1. Se ha introducido la idea de sistema termodinámico, su frontera, su estructura, su estado y su evolución.

2. El trabajo termodinámico es una variable primaria extraída de la Mecánica, pero que en Termodinámica sólo se refiere a la energía mecánica (o eléctrica) transvasada a través de una frontera impermeable.
3. La energía, que sólo se define entre dos estados de un sistema impermeable, se define como el trabajo adiabático necesario para pasar de un estado a otro, lo cual permite su medida inequívoca.
4. El calor es la energía no mecánica (ni eléctrica) transvasada a través de una frontera impermeable.
5. Se define el incremento de energía mecánica de un sistema entre dos estados, lo cual da pie a definir la energía mecánica degradada por fricción, y al resto de la energía se le llama energía interna, de la cual se da una expresión explícita para el modelo de sustancias caloríficamente perfectas, $\Delta U = mc_v \Delta T$, que se introduce *ad hoc*, sin justificarla, suponiendo que al lector le es ya familiar por sus conocimientos previos, o es capaz de asumirla hasta que se justifique en el Cap. 4.
6. En este capítulo hay pocas ecuaciones de ligadura que no sean definiciones. Entre ellas hay que destacar la del balance energético de una masa de control, $\Delta E = W + Q$.

PROBLEMAS

- 1.1. ¿Qué temperatura máxima alcanzará un baño de 20 litros de agua a 25 °C al añadirle 4 litros de agua hirviendo?
Sol.: $T = (20 \cdot 4200 \cdot 25 + 4 \cdot 4200 \cdot 100) / (20 \cdot 4200 + 4 \cdot 4200) = 37,5$ °C.
- 1.2. ¿Qué temperatura máxima alcanzará una taza de café, de 100 gramos de loza, al echarle el café (100 gramos de agua hirviendo)?
Sol.: $T = (0,1 \cdot 900 \cdot 15 + 0,1 \cdot 4200 \cdot 100) / (0,1 \cdot 900 + 0,1 \cdot 4200) = 85$ °C.
- 1.3. Con una placa eléctrica de 1 kW se ha tardado 5 min en llevar a ebullición 0,5 litros de agua. Establecer el balance energético y apuntar el destino de las pérdidas.
Sol.: $Q_{placa} = Q_{soporte} + Q_{cazo} + Q_{agua} + Q_{atm} = 300 \text{ kJ} = Q_{soporte} + Q_{cazo} + 0,5 \cdot 4200 \cdot (100 - 15) + Q_{atm}$.
- 1.4. Considérese el mar y la atmósfera terrestre, y admítase que la variación de la temperatura con la altura es lineal y tal que a 3 km de profundidad vale 4 °C, a nivel del mar vale 15 °C, a 11 km de altura vale -56,5 °C y a partir de 20 km de altura vuelve a aumentar. Se pide:
 - a) Recuérdese la ecuación del equilibrio hidrostático para determinar la variación de la presión con la altura. ¿Influye la variación de la gravedad con la altura?
 - b) El estado descrito ¿es de equilibrio, o meramente estacionario? ¿Cómo se interpreta que el perfil de temperatura tenga un máximo local a nivel del mar, a la luz de la transmisión de calor y el balance energético?
 - c) Si el barómetro de un avión marca media atmósfera, ¿a qué altura vuela?
 Sol.: a) $dp = -\rho g dz$, $g(500 \text{ km}) = 0,85g_0$; b) la superficie terrestre se comporta como un generador de calor debido a la absorción de la radiación solar; c) $z = 5,5$ km.

1.5. En un colector solar de 40 m^2 , una corriente de aire recibe calor a razón de $\dot{Q} = \dot{Q}_o \text{sen}\pi(t-6)/12$, siendo $\dot{Q}_o = 500 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ y t la hora del día (se supone que desde las 6 de la tarde a las 6 de la mañana se desconecta el colector). El aire cede calor a un acumulador térmico de 4 m^3 de agua, con el que se trata de suministrar calor en cantidad constante las 24 horas del día. Se pide:

- Intensidad de la carga térmica admisible.
- Variación de la temperatura del acumulador con el tiempo.
- Hipótesis principales asumidas.

Sol.: a) $\dot{Q}_m = 6,4 \text{ kW}$, b) $\Delta T = 18,2 \text{ }^\circ\text{C}$ con mínimo a las 7^{15} y máximo a las 16^{45} ; c) pérdidas de calor despreciables, temperatura del acumulador uniforme, líquido incompresible caloríficamente perfecto.

1.6. Se tiene un recipiente rígido lleno de un gas que está inicialmente a una sobrepresión de 150 kPa respecto a la atmosférica. En una maniobra rápida, se deja escapar algo de gas hasta que la presión manométrica es de 130 kPa , cerrándose la válvula entonces y observándose que la presión manométrica se estabiliza en 138 kPa . Suponiendo que el gas se comporta idealmente, se pide:

- Relación de capacidades térmicas a presión y a volumen constante del gas.
- Temperatura interior en el momento de cerrar la válvula.

Sol.: a) $\gamma = 1,67$; b) $T = 278 \text{ K}$.

1.7. En un cilindro vertical de 5 cm de diámetro, abierto por arriba, un émbolo de 10 kg encierra una masa de $0,2$ gramos de una mezcla gaseosa reactiva, que en un cierto instante se hace reaccionar, desprendiéndose 200 J en un intervalo de tiempo muy pequeño. Suponiendo que se puede considerar en todo momento (antes y después de reaccionar) que las propiedades medias de la mezcla gaseosa son $c_v = 715 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ y $M = 0,029 \text{ kg/mol}$, se pide:

- Altura inicial del émbolo y presión inicial del gas.
- Estado termodinámico que alcanzaría el gas encerrado inmediatamente después de la reacción (supuesto que no ha tenido tiempo de moverse).
- Altura final que alcanzará el émbolo al cabo de mucho tiempo.
- Altura máxima alcanzada por el émbolo y estado del gas en ese instante.
- Altura alcanzada después de las oscilaciones, pero antes del equilibrado térmico, y estado del gas.

Sol.: a) $z = 0,056 \text{ m}$, $p = 150 \text{ kPa}$; b) $\Delta U = \Delta U_{\text{quí}} + \Delta U_{\text{té}} = 0$, $T = 1690 \text{ K}$, $p = 880 \text{ kPa}$; c) $p = 150 \text{ kPa}$, $T = 288 \text{ K}$, $z = 0,056$; d) $pv^\gamma = \text{cte}$, $z = 0,55 \text{ m}$, $p = 36 \text{ kPa}$, $T = 680 \text{ K}$; e) $p = 150 \text{ kPa}$, $z = 0,20 \text{ m}$, $T = 1020 \text{ K}$.

1.8. Se dispone de un cilindro horizontal de 15 cm^2 de sección y 40 cm de largo, cerrado por un extremo. En el otro extremo se coloca un émbolo de hierro de 1 cm de espesor y se empuja hasta conseguir llevarlo a 5 cm del fondo, comprimiendo el aire encerrado. Se pide:

- Trabajo que sería necesario aportar (neto, p.e., desde un depósito mecánico reversible) suponiendo que la compresión fuese muy lenta.
- Como en a), pero suponiendo que la compresión fuese muy rápida.

c) Supóngase que desde este último estado se suelta el émbolo; calcular la aceleración inicial y la posición en la que se alcanzaría la velocidad máxima.

d) Velocidad máxima y velocidad a la salida.

Sol.: a) $W=72$ J; b) 142 J; c) $\ddot{x}_o=8970$ m/s², $x_{m\acute{a}x,vel}=0,22$ m; d) $\dot{x}_{m\acute{a}x}=26$ m/s, $\dot{x}_{salida}=23$ m/s.

1.9. Un cierto globo esférico de 2 gramos de goma elástica puede hincharse hasta un diámetro de 5 cm sin aplicar una sobrepresión apreciable, necesitando a partir de ahí una sobrepresión de 15 mmHg por cada cm de aumento de diámetro. Inicialmente se tiene el globo lleno de hidrógeno con un diámetro de 15 cm, el cual se introduce en un cilindro vertical de 20 cm de diámetro y 30 cm de altura, abierto por arriba, el cual se tapa con un émbolo (tapa deslizante que ajusta perfectamente). Se pide:

a) Presión inicial del hidrógeno y flotabilidad del globo.

b) Masa del émbolo necesaria para que el globo flote en el interior del cilindro.

c) Estado final si el émbolo es de 30 kg.

Sol.: a) $p=120,4$ kPa y baja porque $F_{peso}=0,02134$ N y $F_{Arquim}=0,02095$ N, si $T_{atm}=288$ K, $p_{atm}=100$ kPa y $g=9,8$ m/s²; b) $m=26,8$ kg; c) $T=288$ K, $p_{aire}=109,5$ kPa, $p_{hidr}=129,2$ kPa, $D_{globo}=14,65$ cm.

1.10. Dentro de un cilindro vertical de 30 litros y 1 dm² de sección, sellado por ambos extremos, existe un émbolo de 4 kg que separa dos masas iguales de aire. Inicialmente la presión en la parte superior es la atmosférica, y entonces se suelta desde la parte superior del cilindro una pesa de 8 kg. Se pide:

a) Masa y presión inicial en la parte inferior, altura inicial del émbolo, tiempo que tarda en chocar la pesa y velocidad con la que llega y con la que empieza a moverse el émbolo.

b) Altura final del émbolo, presiones finales y flujo de calor hasta el equilibrio termodinámico.

c) Altura del émbolo y presiones tras el equilibrio mecánico suponiendo que toda la disipación se concentra en el émbolo.

d) Altura mínima alcanzada por el émbolo y presiones en ese instante.

Sol.: a) $m=0,0185$ kg, $p=104$ kPa, $z=1,470$ m, $t=0,55$ s, $v=5,5$ m/s, $v=3,7$ m/s; b) $z=1,408$ m, $p_1=108,6$ kPa, $p_2=97,4$ kPa, $Q=130$ J; c) $z=1,428$ m, $p_1=108,6$ kPa, $p_2=97,4$ kPa; d) $z=1,090$ m, $p_1=158$ kPa, $p_2=73$ kPa.

1.11. En un cilindro adiabático vertical de 30 cm de diámetro hay 100 gramos de oxígeno que a 15 °C ocupan 50 litros, limitado por la parte superior por un émbolo adiabático de 20 kg al que va unido un resorte de constante elástica 10⁵ N/m anclado al fondo del cilindro. Mediante una resistencia eléctrica se suministra lentamente 25 kJ al gas. Se pide:

a) Presión inicial del gas, altura inicial del émbolo y longitud natural del muelle.

b) Equilibrio final.

c) Balance energético.

Sol.: a) $p=150$ kPa, $z=0,704$ m, $z_n=0,674$ m; b) $z=0,807$ m, $p=295$ kPa, $T=647$ K; c) $\Delta E_{el\acute{e}ct}=25$ kJ, $\Delta E_{gas}=23,4$ kJ, $\Delta E_{\acute{e}mb}=21$ J, $\Delta E_{muelle}=840$ J, $\Delta E_{atm}=730$ J.

- 1.12. Se tiene un recipiente rígido de 5 litros abierto a la atmósfera a través de un tubo vertical de 2 cm^2 de sección. En un cierto instante se suelta desde la boca del tubo un cilindro de aluminio de 10 gramos que actúa como émbolo. Se pide:
- Estado final de equilibrio termodinámico.
 - Estado final de equilibrio mecánico suponiendo que la disipación se concentra en el cilindro.
 - Longitud mínima de tubo para que el émbolo pueda realizar sus oscilaciones.
 - Periodo de oscilación del émbolo.

Sol.: a) $z=-0,125 \text{ m}$, $p=100,5 \text{ kPa}$, $T=288 \text{ K}$; b) $z=-0,089 \text{ m}$, $\Delta T=0,4 \text{ K}$; c) $z=-0,179 \text{ m}$; d) $t=[m_E V/(\gamma p A^2)]^{1/2}=0,6 \text{ s}$.

- 1.13. Para un cierto neumático se recomienda una sobrepresión de llenado de 150 kPa. Estimar la variación de presión debida a un calentamiento de $40 \text{ }^\circ\text{C}$ por efecto de la disipación por rodadura, suponiendo el neumático de volumen constante.

Sol.: En lugar de 150 marcaría 185 kPa el manómetro.

- 1.14. La figura representa un actuador hidráulico compuesto de un depósito con 2 kg de nitrógeno, inicialmente a 20 MPa, que actúa a través de una membrana flexible contra un fluido hidráulico H el cual empuja un émbolo E de 3 cm de espesor unido a un vástago V de 3 cm de diámetro que empuja contra una fuerza constante F de 4000 kg. El actuador propiamente dicho es un cilindro de 8 cm de diámetro interior y 50 cm de longitud, encerrando una masa de aire A inicialmente a 0,2 MPa y un muelle M de 55 cm de longitud natural y constante elástica 10^5 N/m . La configuración inicial es la que se muestra en la figura. En un cierto instante se abre la válvula Va. Se pide:

- Posición final del émbolo.
- Presiones finales.
- Intercambio de calor con el exterior.

Sol.: a) $x=0,32 \text{ m}$; b) $p_N=16,7 \text{ MPa}$, $p_H=16,7 \text{ MPa}$, $p_A=0,68 \text{ MPa}$; c) $Q=21,4 \text{ kJ}$.

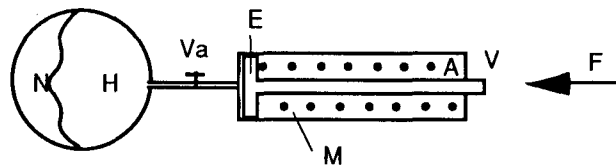


Fig. P-1.14.

- 1.15. Con un dispositivo cilindro-émbolo de $0,05 \text{ m}^2$ de sección, encerrando una masa de 0,2 kg de aire, se quiere levantar una pesa de 200 kg 1 m de altura, para lo cual se introduce calor suficientemente rápido como para poder despreciar las pérdidas al ambiente. Se pide:

- Altura inicial del émbolo.
- Estado termodinámico final del aire.
- Relación entre el trabajo de levantar la pesa y el calor suministrado.
- Generación de entropía.

Sol.: a) $z=2,36 \text{ m}$; b) $p=140 \text{ kPa}$, $T=409 \text{ K}$; c) $W/Q=(2 \text{ kJ})/(24,2 \text{ kJ})=0,08$; d) $\Delta S=70 \text{ J/K}$.