

INSTITUTO TECNOLÓGICO DE TOLUCA

DEPARTAMENTO DE INGENIERIA MECATRONICA

AÑO SABÁTICO, 2° REPORTE, TRABAJO FINAL

PRESENTA

ING. FRANCISCO ARTURO CHIGUINDO SÁMANO

TEMA

**LIBRO DE TEXTO DE TERMODINÁMICA PARA EL ÁREA
DE MECATRÓNICA**

TOLUCA, ESTADO DE MÉXICO A 14 DE ENERO DE 2014

ÍNDICE

INTRODUCCION	6
--------------------	---

UNIDAD I.- FUNDAMENTOS DE LA TERMODINÁMICA

1.1 Conceptos Básico y Definiciones	7
---	---

1.2 Términos Básicos para el Estudio de la Termodinámica	7
--	---

1.3 Sistemas Abiertos y Cerrados	10
--	----

1.4 Sistema Abierto o Volumen de Control	10
--	----

1.5 Estados y Equilibrio	11
--------------------------------	----

Problemas	14
-----------------	----

1.6 Propiedades de un Sistema	15
-------------------------------------	----

1.7 Las Propiedades serán Extensivas e Intensivas	16
---	----

1.8 Propiedades Térmicas	16
--------------------------------	----

1.9 Relaciones Termodinámicas	18
-------------------------------------	----

a) Relación de Maxwell	18
------------------------------	----

b) Tablas de Bridgeman	20
------------------------------	----

c) Regla Nemotécnica: El Cuadrado de Born/Koenig	21
--	----

d) Relaciones Útiles para Sistemas Simples en una Fase	22
--	----

Problemas	23
-----------------	----

1.10 Procesos y Ciclos	23
------------------------------	----

1.11 Densidad, Volumen Específico, Gravedad Específica y Peso Específico ---	25
--	----

Problemas	27
1.12 Barómetro	32

UNIDAD II.- LEYES DE LA TERMODINÁMICA

2.1 Ley Cero de la Termodinámica	39
2.2 Primera Ley de la Termodinámica	39
Problemas y Solución	40
2.3 Segunda Ley de la Termodinámica	41
a) Enunciado de Clausius	42
b) Enunciado de Kelvin	42
c) Enunciado de Kelvin—Planck	42
d) Otra interpretación	42
Problemas y Solución	42
2.4 Tercera Ley de la Termodinámica	43
Problemas y Solución	46
2.5 Primera Ley de la Termodinámica, Conservación de la Energía	47
2.6 Corolario de la Primera Ley	52
2.7 Estrangulamiento de un Gas, Proceso Adiabático Permanente (Gas fluyendo a través de una Válvula o una Restricción)	53
2.8 Expansión casi estática de un Gas	54
2.9 Llenado de un Tanque en Estado Transitorio	55

2.10 Primera Ley en Términos de Entalpía -----	56
2.11 Calor Específico, Relación entre el Cambio de Temperatura y el Calor -----	57
2.12 El Calor Específico de un Gas Ideal -----	60
2.13 Procesos Adiabático Reversible para un Gas Ideal -----	63
Actividades -----	63
2.14 Volumen de Control -----	64
2.15 Conservación de la Masa -----	65
2.16 Conservación de la Energía -----	65
2.17 Temperatura de Estancamiento y Entalpía de Estancamiento -----	68
2.18 Ejemplo de una Turbina de Gas -----	70
2.19 Temperatura y Presión Crítica -----	74
2.20 Diagramas de Fase -----	76
2.21 Primera Ley, Aplicaciones a los Ciclos en Ingeniería Termodinámica -----	79
2.22 Algunas propiedades de los Ciclos en Ingeniería, Trabajo y Eficiencia -----	80
2.23 Representación Generalizada de Ciclos Termodinámicos -----	84
2.24 Ciclo de Carnot -----	85
Actividades -----	87
2.25 Refrigeradores y Bombas de Calor -----	87
2.26 Abajo de una Máquina, Índice o Razón de Trabajo por Unidad de Flujo de Entalpía -----	89

UNIDAD III.- PROCESOS DE LA TERMODINÁMICA

3.1 Entropía y Energía No Disponible (Disponibilidad) -----	92
3.2 Entropía y Procesos Reversibles e Irreversibles -----	95
3.3 Proceso Reversible -----	96
3.4 Proceso Irreversible -----	97
3.5 La Irreversibilidad en Cambio de la Entropía y Pérdida del Trabajo -----	98
3.6 Ejemplos de Procesos Reversibles e Irreversibles -----	102
3.7 Reversibilidad e Irreversibilidad en Procesos Naturales -----	102
3.8 Diferencia entre Expansión Libre de un Gas y la Expansión Isotérmica Reversible -----	104
3.9 Características de Procesos Reversibles -----	109

UNIDAD IV.- CIRCUITOS TERMODINÁMICOS

4.1 Ciclo Otto -----	115
a) Ciclo de 2 carreras (4T) -----	115
b) Ciclo de 1 carrera (2T) -----	117
4.2 Ciclo Diesel -----	119
4.3 Ciclo Rankie -----	121
a) Diagrama T-s del ciclo -----	122
4.4 Ciclo de Refrigeración -----	126

UNIDAD V.- MECANISMOS DE TRANSFERENCIA DE CALOR

5.1 Conducción -----	134
5.2 Convección -----	139
Problemas y Solución -----	144
5.3 Radiación -----	146
5.4 Mecanismos Simultáneos -----	150
5.5 Ejercicios Prácticos con Solución -----	151
CONCLUSIONES -----	170
BIBLIOGRAFIA -----	172

INTRODUCCIÓN

La Termodinámica es una rama fundamental de la Física, que se centra en el estudio macroscópico de la naturaleza en equilibrio, sin embargo resulta en la mayoría de los casos muy poco popular entre los estudiantes.

Esto puede ser debido a que el estudio termodinámico de un proceso químico-físico se suele abordar mediante un planteamiento matemático muy riguroso, donde la derivación de todas las ecuaciones tiene un peso importante con lo que el estudiante pierde la visión macroscópica del fenómeno estudiado.

La idea de este libro de texto y de su contenido es acercar al estudiante a los procesos en sí, y mediante ejemplos sencillos facilitarle el aprendizaje de la materia.

No se ha tratado de escribir algún otro libro que sustituya a los muchos y buenos textos de Termodinámica existentes, sino de complementarlos, y hacerlo de forma esquemática.

Ciertamente, se requerirán unos conocimientos matemáticos básicos, pero la termodinámica es una ciencia macroscópica y nosotros, no hay que olvidarlo, hablaremos de propiedades medibles.

UNIDAD I

FUNDAMENTOS DE LA TERMODINÁMICA

1.1 CONCEPTOS BASICOS Y DEFINICIONES

Energía.- Es la capacidad de un cuerpo dado para producir efectos físicos externos a ese cuerpo o también la podemos definir como la capacidad para producir cambios.

Termodinámica.- Proviene del vocablo griego THERMOS = CALOR y DYNAMIS = POTENCIA, que describe como convertir el calor en potencia y trabajo.

Sistema.- Es toda región en el espacio que ocupa un volumen y tiene una frontera real o imaginaria.

Al resolver un problema técnico mediante la Termodinámica debemos identificar que es lo más importante, siendo fundamental saber que es el funcionamiento para realizar un trabajo.

Para definir y establecer un sistema siempre que sea posible seleccione una frontera que encierre materiales homogéneos.

A continuación se definen algunas de las propiedades que describen a los sistemas termodinámicos y las formas de medir dichas propiedades: PRESION, TEMPERATURA, DENSIDAD Y VOLUMEN ESPECIFICO.

1.2 TERMINOS BÁSICOS PARA EL ESTUDIO DE LA TERMODINÁMICA

A área
g gravedad local
gc gravedad unidades inglesa 32.17 pie / Lbsf
GU constante de gravitación universal
EC energía cinética
ec energía cinética específica
LI longitud
Pa presión atmosférica
Pg presión manométrica
Pgv presión manométrica de vacío
P presión
E.P energía potencial
r radio
GE gravedad específica

T temperatura
U energía interna
u energía interna específica
v volumen específico
V velocidad
W peso
x, y longitud
Z la referencia sobre energía potencial
8 (gama) peso específico
ep energía potencia específica
R constante de los gases
n (eta) eficiencia
P (rho) densidad

Para definir o establecer un sistema siempre que sea posible seleccione una frontera que encierre materiales homogéneos.

Por homogéneo se entiende que hay un sólo material definido y bien determinado y uniforme en todo el sistema en cualquier instante.

Antes de entrar en el estudio termodinámico de procesos sencillos es necesario establecer una serie de conceptos y la nomenclatura para el mejor entendimiento de la asignatura.

En primer lugar tendremos que delimitar de forma precisa la parte del **Universo** objeto de nuestro estudio, distinguiéndose entre:

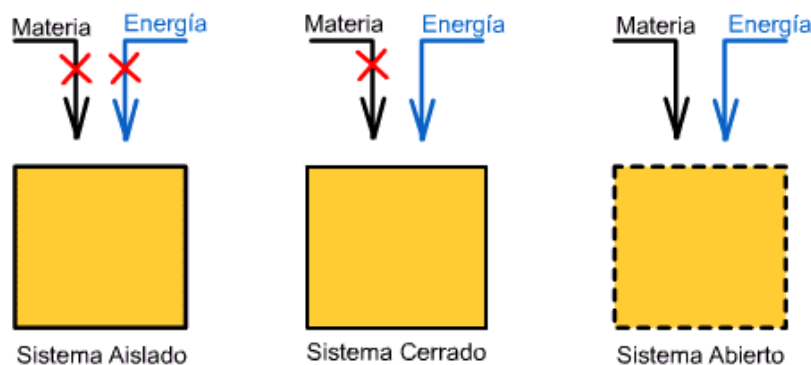
- **Sistema:** parte del Universo objeto de estudio.
- **Alrededores:** porción del Universo que no se va a estudiar, pero que puede interaccionar con el sistema.
- **Pared:** separación real o imaginaria entre el sistema y los alrededores.

El tipo de **pared** determina qué tipo de interacción se puede producir entre el sistema y los alrededores. Así las **paredes** pueden ser:

- **Móvil o rígida**, lo que permitirá o no un cambio de volumen del sistema,
- **Permeable, impermeable o semipermeable**, lo que permitirá o no el intercambio de materia entre el sistema y los alrededores.
- **Adiabática o Diatérmica**, que permite o impide, respectivamente, mantener una diferencia de temperatura entre el sistema y los alrededores.

Así, los **sistemas termodinámicos** que podemos estudiar, se pueden clasificar en:

- **Cerrados:** son aquellos que pueden intercambiar energía, aunque no materia, con los alrededores.
- **Abiertos:** aquellos que pueden intercambiar materia y energía.
- **Aislados:** que no pueden intercambiar ni materia ni energía.



Para describir un sistema termodinámico debemos conocer los valores de una serie de propiedades observables macroscópicamente, llamadas **variables**,

propiedades o funciones termodinámicas, por ejemplo, presión (P), temperatura (T), densidad (ρ), volumen (V), etc.

No todas las variables termodinámicas son independientes, ya que una vez definidas algunas de ellas las otras pueden obtenerse en función de estas, mediante una **ecuación de estado**.

Las **variables termodinámicas** pueden clasificarse en:

- **Extensivas**: que dependen de la cantidad de materia, ej. el volumen.
- **Intensivas**: que son independientes de la cantidad de materia, ej. P, T, densidad.

Así surge otra clasificación para un sistema termodinámico, los sistemas pueden ser a su vez:

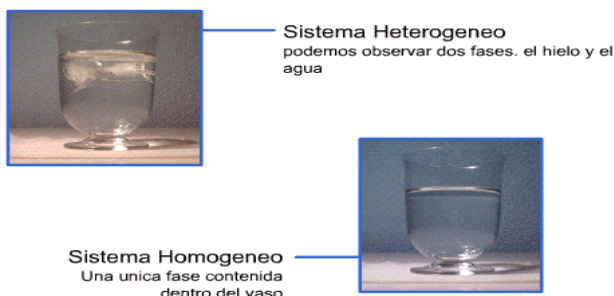
- **Homogéneos**: las propiedades termodinámicas tiene los mismos valores en todos los puntos del sistema. El sistema está constituido por **una sola fase**.
- **Heterogéneos**: las propiedades termodinámicas no son las mismas en todos los puntos del sistema. El sistema está constituido por **varias fases**, separadas entre sí por una "frontera" llamada **interfase**.

Cuando el sistema se presenta en fase gaseosa, el sistema es homogéneo, con independencia de el número de compuestos químicos que lo constituyan (ej. el aire).

Una sustancia pura, sólo puede presentar una fase líquida, sin embargo puede exhibir varias fases sólidas (ej. carbono como diamante, grafito o fulleno).

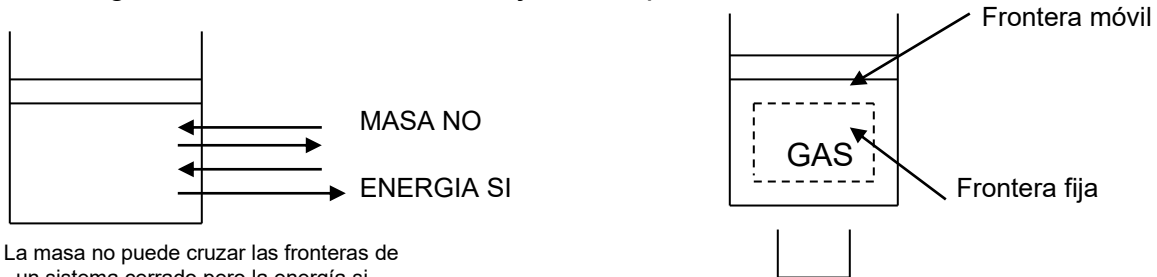
En el caso sistemas compuestos por más de una sustancia química, la situación es más compleja, ya que los líquidos podrán ser o no miscibles totalmente en determinadas circunstancias de presión y temperatura, dando por tanto lugar a la distinción de una o de varias fases.

Y lo mismo se puede decir de los sólidos, en general una aleación constituirá una fase, pero la mezcla de sólidos estará formada por tantas fases como sólidos estén presentes.



1.3 SISTEMAS CERRADOS Y ABIERTOS

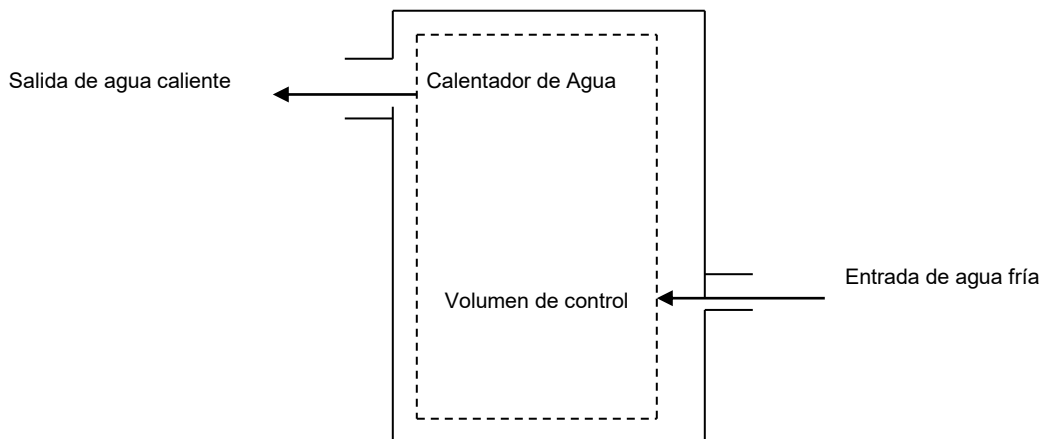
Un sistema cerrado también conocido como masa de control consiste en una cantidad fija de masa que de ella pueda cruzar su frontera, y el volumen de un sistema cerrado no tiene que ser fijo, es decir, cuando la masa no cruza la frontera y la energía en forma de calor o trabajo o si la puede cruzar.



Sistema cerrado con frontera móvil.

1.4 SISTEMA ABIERTO O VOLUMEN DE CONTROL

Es una región seleccionada en el espacio y por lo común encierra a un dispositivo que comprende un flujo de masa cómo un compresor, turbina o tovera.



Sistema abierto o volumen de control con una entrada y una salida.

Las relaciones termodinámicas aplicables a sistemas cerrados y abiertos son diferentes, por lo tanto es importante reconocer el tipo de sistema antes de empezar con el análisis y solución del problema.

Cualquier característica de un sistema se denomina propiedad, por ejemplo:

- ❖ La presión
- ❖ La temperatura
- ❖ El volumen
- ❖ La masa

Sin embargo todas las propiedades son independientes.

1.5 ESTADOS Y EQUILIBRIO

Hay que considerar un sistema que no sufre ningún cambio. En este punto, es posible medir o calcular todas las propiedades del sistema lo cuál resulta en un conjunto de propiedades que describen por completo la condición o el estado del sistema.

En un estado dado, todas las propiedades del sistema tienen valores fijos, si el valor de alguna propiedad cambia el estado cambiara a uno diferente.

La termodinámica estudia estados de equilibrio, esto implica un ESTADO DE BALANCE y significa que no hay potenciales desbalanceados o fuerzas accionadas dentro del sistema.

Un sistema cuando está en equilibrio no experimenta cambios cuando se encuentra aislado de sus alrededores,

Ejemplo: un sistema está en equilibrio térmico si las condiciones de todos los tipos relevantes de equilibrio se satisfacen.

Un sistema esta en equilibrio mecánico si no hay cambio en la presión en ningún punto del sistema con el tiempo.

Si un sistema implica 2 fases y se encuentra en equilibrio de fase cuando la masa de cada fase alcanza un nivel de equilibrio y permanece ahí.

Un sistema esta en equilibrio químico si su composición no cambia con el tiempo y si no ocurren reacciones químicas.

Un sistema se encuentra en equilibrio si se satisfacen todos los criterios relevantes de equilibrio.

El estado de un sistema queda definido cuando todas las variables termodinámicas tienen valores fijos.

Por lo tanto, las variables termodinámicas son funciones de estado y mientras su valor no cambie el estado del sistema tampoco, ahora bien cuando una variable cambia el estado del sistema también cambia.

El cambio sufrido por el sistema debido a un **proceso termodinámico** queda definido sólo cuando se indica;

- El estado inicial del sistema.

- El estado final del sistema.
- La trayectoria o camino seguido en el proceso.

Muy importante es indicar que las variables termodinámicas solo están definidas cuando el sistema está en equilibrio termodinámico. ¿Qué significa **equilibrio termodinámico**? significa que se den simultáneamente tres situaciones:

- Equilibrio térmico (que la temperatura no cambie).
- Equilibrio químico (que su composición no cambie).
- Equilibrio mecánico (que no se produzcan movimientos en el sistema).

En función de cómo se realice el cambio de estado se habla de:

- **Proceso reversible:** los cambios en las funciones de estado son infinitesimales. El sistema está prácticamente en equilibrio durante todo el proceso, lo que implica un tiempo, para su realización, infinito. Se conoce el valor de las propiedades termodinámicas en cada punto de la trayectoria.
- **Proceso irreversible:** el sistema sólo está en equilibrio en el estado inicial y en el final. No se puede conocer el valor de las funciones de estado en los puntos intermedios de la trayectoria.

Algunos nombres para procesos específicos en los que el sistema cambia de estado son:

- **Proceso isotérmico:** la T permanece constante.
- **Proceso isobárico:** la P permanece constante.
- **Proceso isocórico:** el V permanece constante.

Es la ecuación matemática que liga las funciones termodinámicas y que por tanto permite definir el sistema termodinámico.

Hay que determinarla experimentalmente, por ejemplo:

- para sólidos o líquidos a temperatura ambiente, resulta ser del tipo ; $V = aT + bT^2 + cT^3 + \dots + jP + kP^2 + mP^3 + \dots$

para un **gas ideal**, es $PV=nRT$

La **Temperatura** es una propiedad de estado intensiva relacionada con la energía del sistema debida al movimiento desordenado de las moléculas que lo constituyen.

Su cambio supone el cambio repetitivo y predecible en otras propiedades del sistema, lo que permite asignarle un valor numérico.

La **Ley cero de la Termodinámica** dice que: Si dos cuerpos están en equilibrio térmico con un tercero, lo están entre sí.

El **Trabajo** en Termodinámica se define de la misma forma que en mecánica clásica: Cuando una parte del medio ejerce una fuerza sobre el sistema y este se mueve una distancia dx desde el punto de aplicación de la fuerza, entonces el medio ha realizado un trabajo sobre el sistema $dw = F dx$, F puede ser una fuerza mecánica, eléctrica o magnética.

Considérese el ejemplo que se muestra a continuación:

Supongamos que la presión interna es igual a la presión externa y el sistema está en equilibrio mecánico.

Si aumentamos la presión externa una cantidad infinitesimal, se producirá un desequilibrio infinitesimal de fuerzas y el pistón se moverá hacia abajo, disminuyendo el volumen del sistema.

El trabajo que los alrededores han realizado sobre nuestro sistema será $dw = F dx$, la fuerza que hemos realizado es la presión por unidad de área y esta vendrá dada por $F = P A$, si el pistón se mueve una distancia x el cambio de volumen será $dV = A dx$

Sustituyendo estas dos expresiones en la del trabajo nos quedará como:
 $dw_{\text{alrededores}} = P_{\text{ext}} dV$

$$dw_{\text{sistema}} = -P_{\text{ext}} dV$$

Siendo P la presión externa aplicada.

Observar que el cambio de signo es debido a que nos referimos al W realizado por el sistema, y por tanto en la compresión del ejemplo, la fuerza que realizaría el sistema es de sentido contrario al desplazamiento del émbolo.

Si queremos saber que cantidad de trabajo se ha desarrollado, tendremos que integrar la expresión anterior.

Por definición el trabajo realizado sobre el sistema es positivo, y el trabajo realizado por el sistema es negativo.

El trabajo no es una función de estado, su valor depende de la trayectoria del proceso. El trabajo se expresa en Julios (J).

El calor representa la cantidad de energía que un cuerpo transfiere a otro como consecuencia de una diferencia de temperatura.

Aun cuando no sea posible determinar el contenido total de energía calorífica de un cuerpo, puede medirse la cantidad que se toma o se cede al ponerlo en contacto con otro a diferente temperatura.

Esta cantidad de energía en tránsito de los cuerpos de mayor temperatura a los de menor temperatura es lo que se entiende por **calor**.

La cantidad de calor tomada o cedida por un cuerpo para variar en una cantidad su temperatura es directamente proporcional a su masa. $Q = m \cdot C \cdot (T_f - T_i)$, donde **Q** representa la cantidad de energía transferida en forma de calor, **m** la masa del cuerpo **T_f** y **T_i** las temperaturas final e inicial. **C** es una constante de proporcionalidad y su valor es característico del tipo de sustancia que constituye el cuerpo, se le denomina **calor específico**. Si los despejamos de la ecuación

anterior, tenemos que $C = \frac{Q}{m(T_f - T_i)} = \frac{Q}{m\Delta T}$ Luego el **calor específico** de una sustancia, equivale a la **cantidad de energía que hay que suministrar por unidad de masa para elevar la temperatura del sistema un grado**.

En realidad el calor específico de una sustancia es función de la P y de la T, que deben ser especificadas.

El calor se expresa en unidades de energía, es decir **Julios** (J), aunque tradicionalmente se han empleado las **calorías** (cal). Siendo 1 cal=4,184 J.

PROBLEMAS:

1.- Un matraz de 2l lleno de metano a la presión de 15 kPa se conecta con un matraz de 5l con hidrógeno a la presión de 30 kPa; ambos matraces están a la misma temperatura. Después de que los gases se mezclen:

a) ¿Cuál es la presión total?

b) ¿Cuál es la presión parcial de cada componente?

2.- Dos matraces vacíos de igual volumen se conectan por medio de un tubo de volumen despreciable. Uno de los matraces se introduce en un baño de temperatura constante a 300K y el otro en un baño a 500K, y a continuación se inyecta en el sistema 3 moles de gas ideal. Calcular el número final de moles de gas en cada matraz.

3.- Si un cilindro metálico se llena con gas a la P de 1 at en una habitación que se encuentra a 45°C, y posteriormente se saca al exterior, donde la T son 25°C, ¿cuál será la P final del gas? ¿y el volumen del recipiente?

4.- Si un globo se llena con gas en una habitación que se encuentra a 28°C, y posteriormente se saca al exterior, donde la T son 3°C, ¿cuál será la P final del gas?, ¿y el volumen del globo?

5.- Un balón meteorológico tiene un radio de 1m cuando se rellena a nivel del mar a 32°C. Se expande a un radio de 8m cuando alcanza su máxima altitud, donde la temperatura es -16°C ¿Cuál es la presión a esa altitud?

6.- Un automóvil se mueve por la energía proporcionada por una reacción química que puede ser modelada como la combustión del octano: **2 C₈H₁₈ (l) + 25 O₂ (g) → 16 CO₂ (g) + 18 H₂O (l)** Si con 1mol de octano se consigue desplazar el coche 2,5Km, y sabiendo que el 21% del aire es oxígeno, ¿Qué volumen de aire a 27°C y 1at consume el coche en el desplazamiento de 2,5Km?

7.- Una muestra de 15ml de NH₃ (g) a 100Torr de P y 30°C se mezcla con 25ml de HCl (g) a 150Torr y 25°C, de forma que tiene lugar la siguiente reacción química: **NH₃ (g) + HCl(g) → NH₄Cl (s)** . ¿Qué cantidad de NH₄Cl se formará? Después de que la reacción se haya completado, ¿Qué gas habrá quedado en el recipiente de reacción? ¿Cuál será la presión de ese gas a 27°C?

8.- Un gas ideal sufre una compresión isotérmica con la que reduce su volumen en 3,08 dm³. La presión y el volumen final del gas es 6,42 bar y 5,38 dm³, respectivamente. Calcular la presión inicial del gas, en bar y en atm.

1.6 PROPIEDADES DE UN SISTEMA

Cualquier característica de un sistema se denomina propiedad. Algunos ejemplos son la presión, temperatura, volumen y masa y se pueden incluir algunas menos familiares como la viscosidad, conductividad térmica, elasticidad, expansión térmica, resistividad eléctrica e incluso la velocidad y la altura.

Sin embargo no todas las propiedades son independientes, algunas se definen en términos de otras, por ejemplo: la densidad es la masa por unidad de volumen.

$$\rho = \frac{m}{V} = (\text{kg/m}^3)$$

Una propiedad muy utilizada en termodinámica es el volumen específico. Se trata del recíproco de la densidad y se define como el volumen por unidad de masa.

$$v = \frac{V}{m} = \frac{1}{\rho} \quad (\text{m}^3/\text{kg})$$

1.7 LAS PROPIEDADES SERÁN INTENSIVAS O EXTENSIVAS

Las propiedades intensivas son independientes del tamaño de un sistema como, la temperatura, presión y densidad.

Las propiedades extensivas dependen del tamaño o extensión del sistema. También son ejemplos de estas propiedades la masa, el volumen y la energía total.

Una forma segura para determinar si una propiedad es intensiva o extensiva es dividir el sistema en 2 partes iguales, cada parte tendrá el mismo valor de propiedades intensivas que el sistema original pero la mitad del valor de las propiedades extensivas. Las propiedades extensivas por unidad de masa se llaman propiedades específicas.

1.8 PROPIEDADES TERMICAS

En esta sección se intentará hacer un resumen de las propiedades térmicas estudiadas hasta ahora.

Además aprovecharemos y las ordenaremos para futuras referencias.

El desarrollo conceptual de la termodinámica se basa en una serie de propiedades **fundamentales** que se asocian a la materia.

De éstas, algunas son medibles como es el caso de la temperatura, presión y volumen específico (o equivalentemente, densidad).

A partir de estas propiedades fundamentales se pueden definir por capricho o comodidad un sin número de propiedades ya sea por combinación algebraica o por derivación.

propiedades termodinámicas	{	medibles	T, P, v, C_P, C_V
		conceptuales	u, s
		derivadas	$h, a, g, \mu, \dots$

Para ser rigurosos, las únicas propiedades fundamentales son la energía interna y la entropía.

Todas las otras propiedades pueden definirse a partir de estas dos, como se verá más adelante.

Lamentablemente, al no poder medirlas directamente en un laboratorio, nos vemos en la necesidad de hacer énfasis en P , v y T que si son mensurables.

Vamos a repasar algunas de estas propiedades derivadas:

En primer lugar destaca la entalpía (h) que aparece como término repetitivo en el planteamiento de la primera ley para sistemas abiertos. Recordando:

$$h = u + Pv$$

De la aplicación de los criterios de disponibilidad para sistemas cerrados y abiertos (F, Y)

$$F = u - Ts$$

$$Y = h - Ts$$

Las funciones de exergía para sistemas cerrados y abiertos sugieren la definición de otras propiedades termodinámicas extremadamente útiles.

Ellas son las llamadas energías libres.

Encontramos así **la energía de Helmholtz (a)** definida como:

$$a = u - Ts$$

y **la energía de Gibbs (g)** definida como:

$$g = h - Ts$$

Ambas son propiedades extensivas cuyas unidades serán de las mismas de la energía.

La temperatura a la cual se refieren estas definiciones es la temperatura del sistema.

A diferencia de la exergía, estas sí son propiedades termodinámicas y funciones de estado.

De la medición del calor requerido para elevar la temperatura de un cuerpo se definen los calores específicos.

Ejemplo:

Halle la presión que generará un bloque de cobre de estar encerrado en un recipiente rígido si se calienta de 20 hasta 30[°C].

Solución:

Suponiendo que tanto b como k se mantienen constantes en este rango de temperatura, la expresión se puede integrar para dar:

$$\Delta P = (B/K) \Delta T$$

Para el cobre, $b = 5,5 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$, $k = 8,0 \cdot 10^{-12} \text{ Pa}^{-1}$

Por lo que: $\Delta P = 7 \cdot 10^7 \text{ Pa} = 700 \text{ bar}$

Es necesario construir para ello una caja muy fuerte.

1.9 RELACIONES TERMODINÁMICAS

a) Relaciones de Maxwell.- Hay un número de relaciones útiles que se pueden obtener por observación de las expresiones obtenidas anteriormente. Por ejemplo, ya que:

$$u = u(s, v)$$

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial s} \right)_v ds + \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_s dv$$

Similarmente, de las otras ecuaciones fundamentales se obtiene que:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_s = \left(\frac{\partial v}{\partial s} \right)_P$$

$$\left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_v = \left(\frac{\partial s}{\partial v} \right)_T$$

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P = - \left(\frac{\partial s}{\partial P} \right)_T$$

Cada una de las expresiones anteriores es una derivada de tipo M o N , por lo que sus derivadas cruzadas (segundas derivadas de u , h , a y g) serán equivalentes.

$$\left(\frac{\partial u}{\partial s}\right)_v = T \quad \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_s = -P$$

Estas últimas cuatro ecuaciones llevan el nombre de **relaciones de Maxwell**.

Su mayor utilidad radica en que permiten relacionar las derivadas de la entropía con propiedades volumétricas.

De esa manera, se puede obtener de manera experimental información sobre los cambios de entropía de un sistema.

Este es el punto adecuado para hacer un alto y tratar de entender ¿Para qué sirven estas relaciones? ¿Cuál es el objetivo de esto?

Esta compleja red de relaciones parecen indicar que con un mínimo de información apropiada uno podría obtener toda la información termodinámica de un sistema simple, que es lo que nos decía el postulado de estado.

Si nosotros, por ejemplo, tuviéramos un modelo (o ecuación matemática) para la energía de Helmholtz: $u = u(T, v)$, podríamos definir un estado fijando T y v . Alternativamente, podríamos obtener:

$$\begin{aligned} M = \left(\frac{\partial u}{\partial s}\right)_v &= T \quad \text{y} \quad N = \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_s = -P \\ \left(\frac{\partial M}{\partial v}\right)_s &= \left(\frac{\partial N}{\partial s}\right)_v \\ \left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_s &= -\left(\frac{\partial P}{\partial s}\right)_v \end{aligned}$$

Ejemplo:

Halle una expresión para el calor específico a presión constante en función de propiedades P - v - T y el coeficiente de Joule-Thomson

Solución:

El coeficiente de Joule-Thomson se define como: $\mu_J = (\partial T / \partial P)_H$ y es una propiedad fácilmente medible, pues, en principio basta con evaluar T y P antes y después de una válvula.

Usando la relación cíclica podemos obtener una relación entre la derivada deseada y otras dos derivadas:

$$\begin{array}{ll} \left(\frac{\partial h}{\partial s}\right)_P = T & \left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)_s = v \\ \left(\frac{\partial a}{\partial v}\right)_T = -P & \left(\frac{\partial a}{\partial T}\right)_T = -s \\ \left(\frac{\partial g}{\partial P}\right)_T = v & \left(\frac{\partial g}{\partial T}\right)_P = -s \end{array}$$

Hace falta en este punto relacionar la derivada de la extrema derecha con propiedades volumétricas, que usando una relación de Maxwell queda como se desea:

$$\begin{array}{l} M = \left(\frac{\partial u}{\partial s}\right)_v = T \text{ y } N = \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_s = -P \\ \left(\frac{\partial M}{\partial v}\right)_s = \left(\frac{\partial N}{\partial s}\right)_v \\ \left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_s = -\left(\frac{\partial P}{\partial s}\right)_v \end{array}$$

En la práctica, esta relación se podría utilizar para hallar el coeficiente de Joule-Thomson a partir del calor específico y propiedades volumétricas (o una ecuación de estado).

Hallar el coeficiente de Joule-Thomson de manera indirecta, eludiendo los experimentos, es particularmente importante a ciertas condiciones donde las variaciones de temperatura con presión pueden ser pequeñas (piense por ejemplo que pasaría con un gas de comportamiento ideal).

b) Tablas de Bridgeman.- El problema de mayor interés que concierne las relaciones termodinámicas es el expresar derivadas parciales de tipo $(dx/dy)_z$, donde x, y y z pueden ser cualesquiera entre P, T, v, s, u, h, a, g en función de propiedades volumétricas medibles (P, T, v, C_p y sus derivadas).

Existen varios métodos para lograr este propósito. Uno de ellos es a través del conocimiento de las relaciones antes vistas y con un poco de ingenio y visión. En algunos casos, el obtener una relación deseada se convierte en un “arte” más que otra cosa.

Es posible sistematizar la conversión entre variables, usando transformadas de Legendre.

Esta vía hace que el proceso sea menos “artesanal” pero requiere de unos cuantos conocimientos matemáticos adicionales.

Adicionalmente, uno podría hacer el esfuerzo una vez, y presentar una tabla con todos los resultados.

Esta proposición resulta ser poco práctica, pues el número de posibles derivadas es de 336.

Hay, sin embargo, una manera de simplificar el problema.

Una derivada parcial puede convertirse en una fracción al introducir una variable auxiliar al problema, en virtud de que la variable w juega un papel secundario (y de hecho es irrelevante cual es), uno podría simplificar la nomenclatura.

En 1926 Bridgeman presentó un método una tabla de los valores de $(\nabla x)_z$, $(\nabla z)_y$, etc, para las variables de interés.

El problema se simplifica al reconocer que:

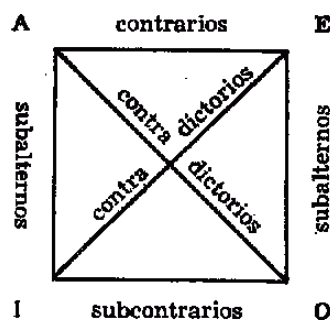
$$(\nabla z)_x = -(\nabla x)_z \text{ y } (\nabla z)_z = 0$$

y así la tabla solamente tiene 28 entradas no nulas.

c) Regla Nemotécnica: El Cuadrado de Born/Koenig.- En 1929, en una charla sobre termodinámica, el profesor Max Born, al tratar el tema de la relaciones de Maxwell, amenizó su clase presentando una regla práctica de fácil uso que permite recordar las relaciones termodinámicas.

El autor, sin embargo, fue T.O. Koenig y de allí el nombre que se le da hoy del **cuadrado de Born-Koenig**.

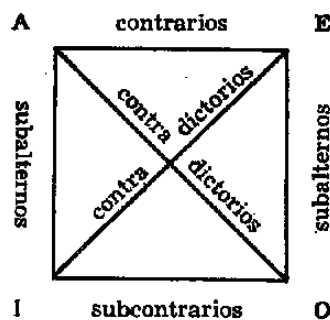
El cuadrado tiene la forma:



A los estudiantes de hoy les sirve para dos funciones complementarias:

- 1) Para poder agrupar todas las relaciones termodinámicas de sustancias puras en un espacio reducido y así poder hacer una “chuleta” eficiente
- 2) Para darse cuenta de una manera gráfica de las relaciones existentes entre las ecuaciones presentadas con anterioridad.

Obsérvese como en cada esquina hay una variable termodinámica (v , s , T , P) y en el centro de cada lado una energía (u , h , a , g). Las variables de uso común para cada propiedad son las esquinas que la limitan:



d) Relaciones Útiles para Sistemas Simples en una Fase.- Muchas de las propiedades termodinámicas de mayor utilidad no pueden ser medidas directamente.

Sin embargo, las relaciones anteriores brindan la posibilidad de calcularlas una vez conocidas las otras propiedades fácilmente medibles en el laboratorio como son la temperatura, la presión, el volumen y los calores específicos.

En esta sección se intenta presentar como se haría para hallar cambios en propiedades energéticas en función de esas variables.

Ejemplo:

Halle una expresión para la diferencia entre los calores específicos a presión y volumen constantes en función de propiedades volumétricas.

Solución:

Entre dos estados cualesquiera, el cambio de entropía no depende ni de la trayectoria ni de la manera de calcularla.

En ese sentido, podríamos igualar las dos expresiones que se han obtenido para la entropía.

PROBLEMAS:

1.- Halle expresiones para la compresibilidad isotérmica, el coeficiente de dilatación isobárica y el coeficiente de Joule-Thomson para un gas ideal en función de propiedades volumétricas.

2.- Repita el problema anterior usando la ecuación de Van der Waals.

3.- Demuestre que la ecuación de estado de van der Waals predice que el C_v de un gas depende solamente de T (o sea, que no depende de v)

4.- Demuestre que el coeficiente de compresibilidad isotérmica es siempre mayor o igual que el coeficiente de compresibilidad isentrópica.

5.- Confirme cualquiera de las relaciones de Maxwell usando las tablas de Bridgeman y el cuadrado de Born-Koenig.

6.- La densidad del agua líquida pasa por un máximo a 4 [°C]. Demuestre que en la región entre $0 < T < 4$ [°C], una compresión adiabática enfría el agua (en vez de calentarla, como ocurriría con la mayoría de los fluidos).

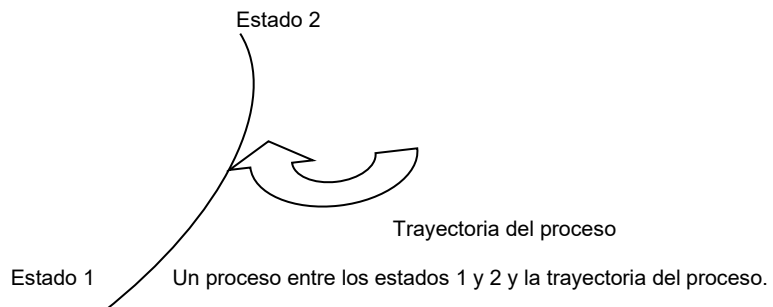
7.- La “ley” de Gay-Lussac, uno de los precursores de la ecuación de estado de gases ideales, expresa que el coeficiente de dilatación isobárico medio (α_o), medido a 0 [°C], es independiente de la naturaleza del gas y del intervalo de temperaturas que se considere.

a) Demuestre como, a partir de esta “ley” se puede expresar el volumen como proporcional a la temperatura de un gas a presión constante: $v = v_o (1 + \alpha_o T)$, donde v_o es el volumen específico a 0 [°C].

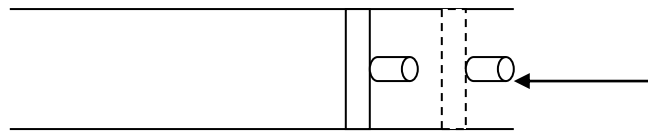
b) calcule α_o y v_o a 100 [kPa]. c) El valor de α_o se puede hallar experimentalmente. Calcule $1/\alpha_o$. ¿Qué le recuerda este número?

1.10 PROCESOS Y CICLOS

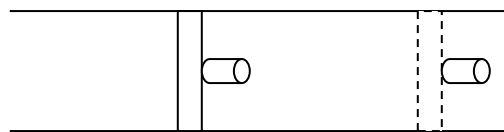
Cualquier cambio que experimenta un sistema de un estado de equilibrio a otro se llama PROCESO y la serie de estados por la cual pasa un sistema durante un proceso recibe el nombre de trayectoria del proceso.



Cuando hay un proceso en el cual el sistema permanece infinitesimalmente cercano a un estado de equilibrio se llama proceso cuasiestático o de cuasiequilibrio. Este tipo de proceso se considera lo suficientemente lento que permite al sistema realizar un ajuste interno de manera que las propiedades en una parte de él no cambien más rápido que en otras partes.



A) compresión lenta (cuasiequilibrio)



B) compresión muy rápida (no cuasiequilibrio)

Proceso de compresión de cuasiequilibrio y no cuasiequilibrio.

Los diagramas de proceso que se grafican a partir de propiedades termodinámicas, como coordenadas son muy útiles en la visualización del proceso. Algunas propiedades comunes que se utilizan como coordenadas son la TEMPERATURA, PRESION y VOLUMEN. Con el diagrama presión, volumen de un proceso de compresión de un gas.

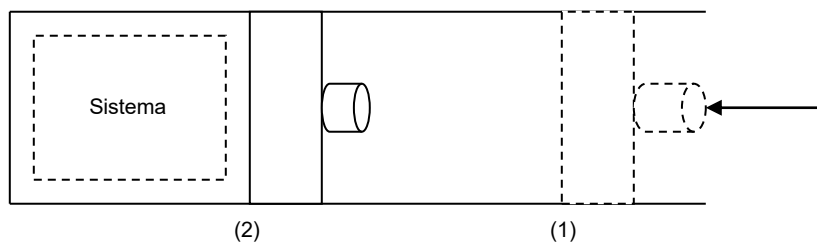
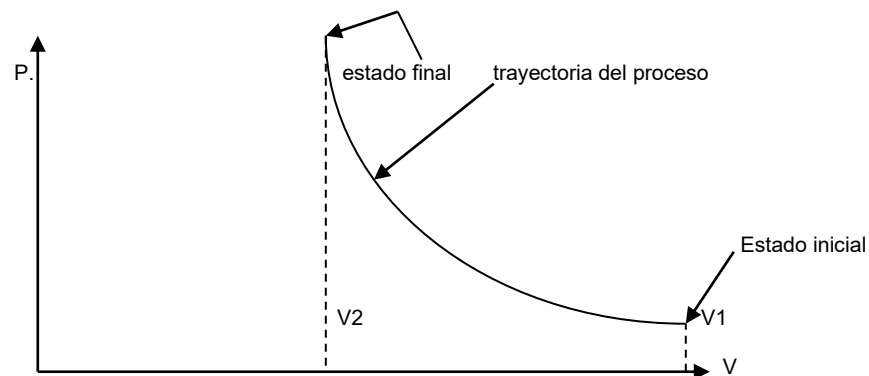


Diagrama PV de proceso de compresión.

La trayectoria del proceso indica una serie de estados de equilibrio por los cuales pasa el sistema durante un proceso y tiene importancia sólo para los procesos de cuasiequilibrio.

Un proceso de no cuasiequilibrio se denota mediante una línea ininterrumpida entre los estados inicial y final en lugar de una línea continua.

El prefijo ISO se emplea para designar un proceso en el cual permanece constante una propiedad particular.

En un proceso isotérmico en donde la temperatura (**T**) permanece constante, en un proceso isobárico la presión **P** permanece constante y un proceso isocórico o isométrico es un proceso durante el cual el volumen específico **v** permanece constante.

En un círculo los estados inicial y final son idénticos.

1.11 DENSIDAD, VOLUMEN ESPECIFICO, PESO ESPECIFICO Y GRAVEDAD ESPECIFICA

Densidad.- la densidad es una propiedad que se usa con frecuencia para describir un sistema y se representara con la letra griega minúscula **p** y para los materiales homogéneos.

$$P = \frac{m}{v}$$

Obsérvese que la densidad es una propiedad intensiva y que es la inversa del volumen específico, por lo tanto:

$$P = \frac{1}{v}$$

y se expresa en kg/m³, kg/lts, grs/cm³, en sistema internacional y en sistema inglés Lbmasa/pie³, slugs/pie³, Lbsmasa/pulg³.

Volumen Específico.- frecuentemente deseamos conocer el volumen ocupado por la unidad de masa del sistema.

Es lo que es volumen específico y es una propiedad intensiva indicada por la letra **v**. Si la materia es homogénea, entonces:

$$v = \frac{V}{m}$$

El volumen específico se describe por unidades de metros cúbicos por kilogramo (**m³/kg**) o litros por kilogramo (**L/kg**).

En unidades inglesas el volumen específico se expresa en pies cúbicos por libra-masa (**pies³/Lbm**) o pies cúbicos por slug (**pies³/slug**) o en galones por libra masa (**Gal/Lbm**).

Peso Específico.- de vez en cuando se desea conocer una propiedad expresada por el peso por unidad de volumen y que se representa por la letra griega minúscula (**γ**) **Gama**.

El peso específico para los materiales homogéneos se calcula con la siguiente ecuación:

$$\gamma = \frac{w}{V}$$

Las unidades del peso específico son Newton/m³ (**N/m³**), Newton por litro (**N/L**) y Newton por centímetro cúbico (**N/cm³**). En el sistema de unidades inglesas, las unidades correspondientes para el peso específico son libras- fuerza por pulgada cúbica (**Lbf/pulg³**) y Lbs- fuerza por galón cúbico (**Lbsf/Gal³**) cuando la densidad se expresa en **Lbm/pie³** el peso específico se define como:

$$\gamma = \frac{g}{gc} P$$

En unidades del **SI** o **SISTEMA INGLES** si la densidad esta en slugs/pie³, el peso específico se puede calcular con la ecuación:

$$\gamma = P g$$

Gravedad Específica.- a veces a los líquidos se les describe como o por su gravedad específica. Esta cantidad se representa como o por **GE** y es la proporción de la densidad del agua a **4 °C (32.0 °F)** se ha encontrado que la densidad del agua a una temperatura es de **1000kg/m³ (62.43 Lbm/ pie³)** por lo que la gravedad específica se puede calcular con las siguientes ecuaciones:

$$GE \left\{ \begin{array}{l} \frac{P}{100} \quad (P \text{ en kg/m}^3) \\ \frac{.P}{62.43} \quad P \text{ en Lbm/pie}^3 \end{array} \right.$$

PROBLEMAS :

1.- Una persona tiene una masa de 100 kg, calcule su peso a una latitud de 40 °C y 1500 mts de elevación.

$$\begin{aligned} \text{Solución: } W &= m \cdot g = (100 \text{ kg}) (9.7976 \text{ mts/seg}^2) \\ &= (100 \text{ kg}) (9.7976 \text{ mts/seg}^2) \\ &= 979 \text{ kg.mts/seg}^2 = 979 \text{ N} \\ W &= 979 \text{ Newtons} \end{aligned}$$

2.- ¿Cuál es el peso W de un portafolio cuya masa es de 1 slug cuando el sistema esta:

- a) Al nivel del mar y a 40 °C de latitud?
- b) A 1000 pies sobre el nivel del mar ya 40 °C de latitud.
- a) El valor de $g = 32.158 \text{ pies/seg}^2$ al nivel del mar y 40 ° de latitud.

$$\begin{aligned} W &= m \cdot g = 1 \text{ slug} \times 32.158 \text{ pies/seg}^2 \\ W &= 1 \text{ slug} \times 32.158 \text{ pies/seg}^2 \\ W &= 32.158 \text{ Lbf} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{b) A 1000 pies sobre el nivel del mar en la tabla B2 se ve que } g &= 32.155 \text{ pie/seg}^2 \\ \text{Así que: } W &= 1 \text{ slug} \times 32.155 \text{ pie/seg}^2 \\ W &= 32.155 \text{ Lbf} \end{aligned}$$

En forma alternativa la masa del sistema en unidades de libras – masa es:
 $m = 1 \text{ slug} \times 32.174 \text{ Lbs Masa/slug}$

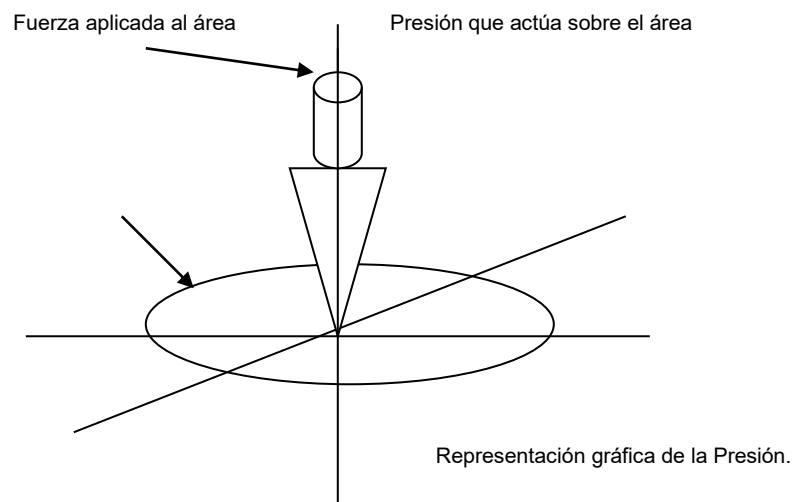
$$W = \frac{1}{32.174 \text{ pies/seg}^2 \times \text{Lbm/Lbf}} \times 1 \text{ slug} \times 32.174 \text{ Lbm/slug} \times 32.155 \text{ pie/seg}^2$$

$$W = 32.155 \text{ Lbf}$$

Presión.- es una propiedad física que se define cómo la fuerza distribuida uniformemente sobre un área, perpendicular a esa fuerza, se puede definir con la siguiente ecuación:

$$P = \frac{F}{A}$$

A continuación se representará gráficamente la presión.



De acuerdo con la definición se puede ver que las unidades de presión son las Pascales que es igual a 1 newton por metro cuadrado.

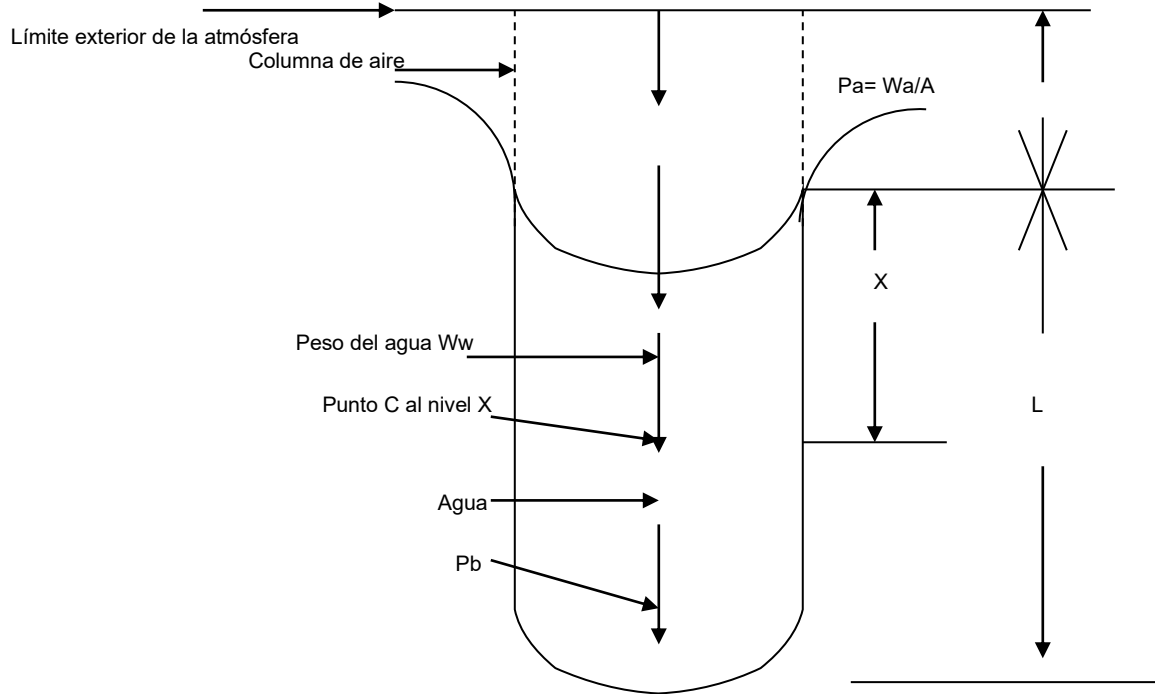
$$1\text{pa} = 1\text{N/m}^2$$

El Pascal es una unidad pequeña que en muchos problemas técnicos serian incómodos de manejar.

Por ejemplo la presión atmosférica es 101,000 P.A y es más cómodo usar K.P.A kilopascales y a presiones más altas se usaran M.P.A, megapascales que equivalen a 1000 K.P.A.

La presión se observa con más frecuencia en líquidos gases, o por lo general en fluidos, puede haber en sólidos cuando actúa sobre un fluido la presión se propaga en todas direcciones; esto es, si se aplica una presión en dirección hacia abajo en un punto, y si el fluido esta en condición estática sin movimiento hay una presión que actúa sobre el fluido en ese punto y en todas direcciones. Esto es valido para los líquidos y los gases.

La presión puede variar dentro de un fluido y en la mayor parte de las aplicaciones de ingeniería la variación depende de las posiciones verticales de área transversal **A** y altura **L**.



Presiones que actúan sobre el agua en un tubo.

El tubo está lleno con agua a 4 °C (39.2 °F) y se observa que la presión en la parte superior del tubo es el peso de un volumen de aire (la atmósfera) dividido entre A , a esta presión atmosférica P_a y su valor es cercano a 101 K.P.A o a 14.7 Psi en la superficie de la Tierra.

En el fondo de la columna de agua vemos que la presión P_b es la presión debido al peso de la columna de agua W_w más P_a :

$$P_b = \frac{W_w}{A} + P_a$$

También podríamos sustituir W_w :

$$W_w = \gamma_w \times L \times A$$

Donde **8w** es el peso específico del agua, esto da:

$$P_b = 8w L + P_a$$

Además si nos interesa algún punto **C** a otro nivel **X** en el agua la presión será:

$$P_c = 8w X + P_a$$

La presión real en una posición dada se denomina presión absoluta y se mide respecto al vacío absoluto, es decir, la presión del cero absoluto.

Sin embargo la mayor parte de los dispositivos que miden la presión se calibran para leer presión absoluta y presión atmosférica local, esta diferencia se llama presión manométrica.

Las presiones por debajo de la atmosférica reciben el nombre de presiones de vacío y se miden con medidores de vacío que indican la diferencia entre la presión atmosférica y la presión absoluta. Las presiones absoluta, manométrica y de vacío son cantidades positivas y se relacionan entre sí por medio de:

$$\begin{aligned} \text{Presión manométrica} &= \text{Presión Absoluta} - \text{Presión Atmosférica} \\ \text{Presión de Vacío} &= \text{Presión Atmosférica} - \text{Presión Absoluta} \end{aligned}$$

Problema de aplicación: Un medidor de vacío conectado a una cámara lee 5.8 (lbs. / pulg²) en una posición donde la presión atmosférica es de 14.5 Psi. Calcular la presión absoluta en la cámara.

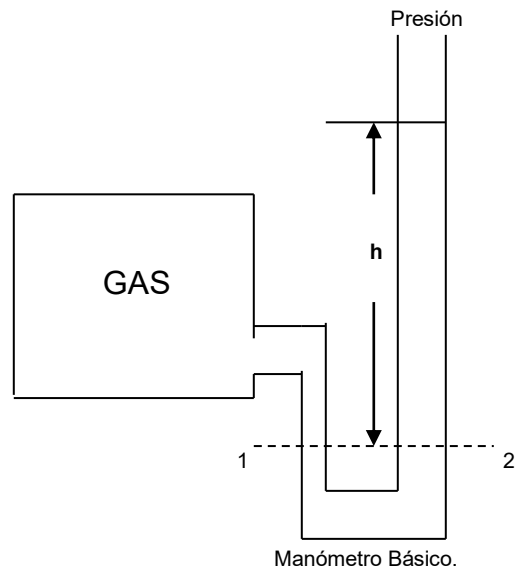
Solución: $P_{\text{atmosférica}} - P_{\text{vacío}} = (14.5 - 5.8) \text{ PSI} = 8.7 \text{ PSI}$

En las relaciones y tablas termodinámicas, casi siempre se emplea la presión absoluta. En nuestro estudio térmico la presión **P** denotará la Presión Absoluta a menos que se especifique otra cosa.

Con frecuencia en las unidades de presión se añaden las letras “**a**” para Presión Absoluta a menos que se especifique otra cosa y “**g**” para la Presión Manométrica como PSIA y PSIG.

Las diferencias pequeñas y moderadas de presión se miden con un dispositivo conocido como **MANOMETRO** el cual se compone de un tubo de vidrio en **U** que contiene un **FLUIDO** como **MERCURIO** si se prevén grandes diferencias de presión para mantener el tamaño del manómetro en una escala manejable usando fluidos pesados como el mercurio.

El manómetro que se muestra en la siguiente figura se usa para medir la presión en el interior del tanque.



Cómo los efectos gravitacionales de los gases pueden descartarse la presión en cualquier parte del tanque y en la posición **1** tiene el mismo valor dado que la presión en un fluido no varía en dirección horizontal dentro del fluido la presión en **2** es la misma que la presión en **1** o **$P_2 = P_1$** .

La columna de fluido diferencial de altura **h** está en equilibrio estático y el diagrama de cuerpo libre se muestra a continuación:

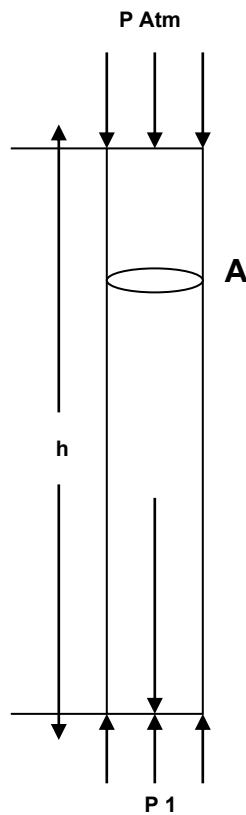


Diagrama de cuerpo libre de una columna de fluido con altura “h”

Un balance de fuerzas en dirección vertical produce:

$$\begin{aligned} \text{Donde } P_1 &= P_{\text{atm}} + W \\ W &= m g = \rho V g = \rho A h g \\ P_1 &= P_{\text{atm}} + \rho g h \text{ (K.P.A)} \end{aligned}$$

En las relaciones anteriores **W** es el peso de la columna del fluido **ρ** es la densidad del fluido y se supone constante **g** que es la aceleración gravitacional local **A** = **área** de la sección transversal del tubo y **P_{atm}** es la presión atmosférica y la diferencia de presión se expresa cómo:

$$\Delta P = P_1 - P_{\text{atmos}} = \rho g h \text{ (K.P.A)}$$

Obs.- El área de la sección transversal del tubo no tiene efecto en la diferencia de altura “**h**” y por ello en la presión ejercida por el fluido.

Ejercicio de aplicación: Se usa un manómetro para medir la presión en un tanque, el fluido utilizado tiene una densidad relativa de 0.85 y la altura de la columna del manómetro es de 55 cm. Si la presión atmosférica local es de 96 K.P.A, calcular la presión absoluta dentro del tanque.

Solución: La aceleración gravitacional se asume el valor estándar de 9.807 mts/seg., la densidad del fluido es el producto de multiplicar su densidad relativa por la densidad del agua la cual se toma cómo 1000 kg/ m³.

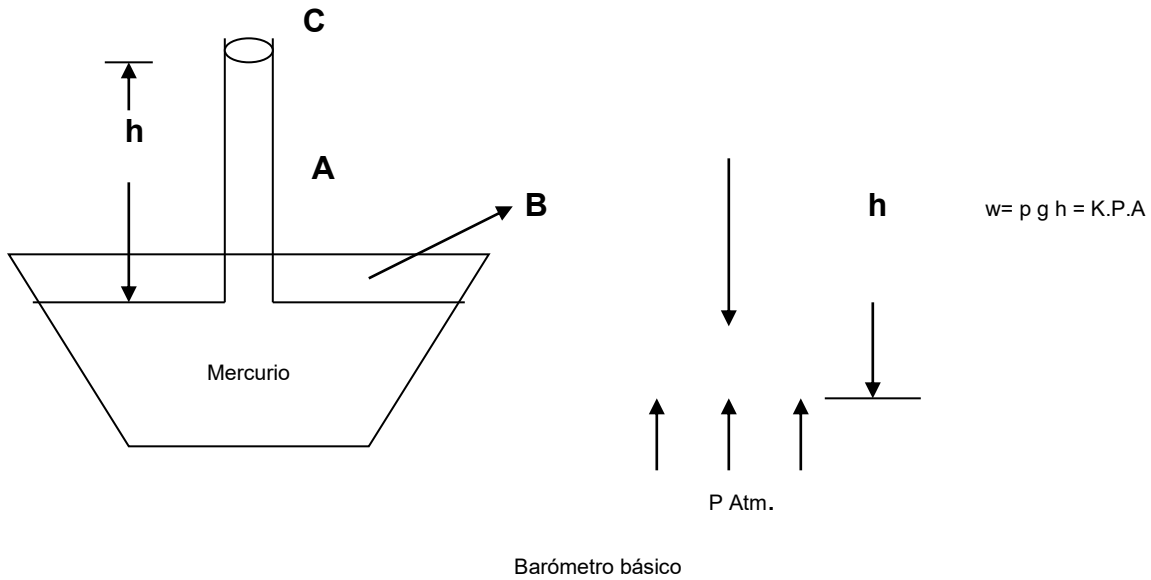
$$\begin{aligned} \rho &= (\rho_s) (\rho_{\text{agua}}) = (0.85) (1000 \text{ kg/m}^3) \\ \rho &= 850 \text{ kg/ m}^3 \end{aligned}$$

La ecuación de solución:

$$\begin{aligned} P &= P_{\text{atmsft}} + \rho g h \\ P &= 96 \text{ K. PA} + (850 \text{ kg/ m}^3) (9.807 \text{ mts/seg}) (0.55 \text{ mts}) (1 \text{ K.P.A} / 1000 \text{ N/m}^2) \\ P &= 100.6 \text{ K.P.A} \end{aligned}$$

1.12 BAROMETRO

El barómetro es un dispositivo que nos sirve para medir la presión atmosférica. Los investigadores descubrieron hace varios siglos que la presión atmosférica puede medirse invirtiendo un tubo de mercurio que esté lleno en un recipiente que esta abierto a la atmósfera como lo indica la figura:

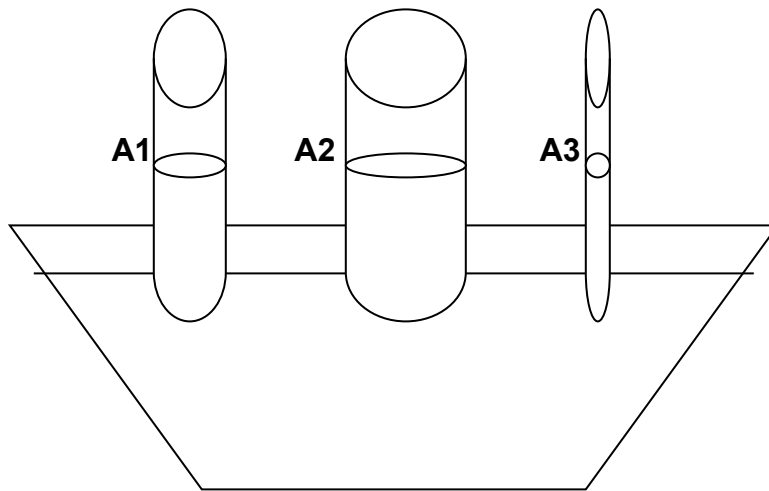


La presión en el punto “B” es igual a la presión atmosférica y la presión en “C” se considera como **CERO**, pues sólo hay vapor de mercurio y la presión ejercida es despreciable. Al escribir el equilibrio de fuerzas en dirección vertical se obtiene:

$$P \text{ atmosférica} = p g h = K.P.A$$

Donde **p** = densidad de mercurio, **g** = aceleración gravitatoria local y **h** = altura de la columna de mercurio sobre la superficie libre.

La longitud y el área de la sección transversal del tubo no tiene efecto sobre la altura de la columna del fluido de un barómetro.



La longitud o el área de la sección transversal del tubo no tiene efecto sobre la altura de la columna del fluido de un barómetro.

La unidad de presión utilizada con frecuencia es la atmosférica estándar definida como la presión producida por una columna de mercurio de **760 mm** de altura a **0 °C (pHg = 13595 kg/m³)** bajo aceleración gravitacional de 9.81 mts/ seg².

Si se usara agua en lugar de mercurio para medir la presión atmosférica será necesaria una columna de agua de 10.3 mts.

En ocasiones la presión se expresa en fenómenos climatológicos en términos de la altura de la columna de mercurio.

La presión atmosférica estándar por ejemplo es de 760 mm Hg. (29.92 Pulg Hg.) a una T= 0 °C

La presión atmosférica promedio Patm. cambia de 101.325 K.P.A a nivel del mar a 89.88, 79.50, 54.05, 26.5 y 5.53 K.P.A a alturas de 1000, 2000, 5000, 10 000 y 20 000 metros respectivamente.

Por ejemplo, la presión de una ciudad a una elevación de 1610 mts, la presión es de 83.4 K.P.A

Recuerde que la presión atmosférica en un sitio es el peso del aire sobre ese sitio por área superficial unitaria, por consiguiente, no sólo cambia con la elevación, sino también con las condiciones climáticas.

Ejemplo: Determine la presión atmosférica en una localidad donde la lectura del barómetro es de 740 mm Hg y la aceleración de la gravedad es $g = 9.7 \text{ mts/ seg}^2$. Supóngase que la temperatura del mercurio corresponderá a 10 °C a la cuál su densidad es de 13570 kg/m³.

Solución: De la ecuación $P_{\text{atm}} = \rho g H$

$$P_{\text{atm}} = (13,570 \text{ kg/m}^3) (9.7 \text{ m/seg}^2) (0.74 \text{ mts}) (1\text{N}/1 \text{ kg.m/seg}^2) (1 \text{ K.P.A}/ 1000 \text{ N/m}^2) = 97.41 \text{ K.P.A}$$

$$P_{\text{atm}} = 97.41 \text{ K.P.A}$$

UNIDAD II

LEYES DE LA TERMODINÁMICA

La termodinámica (del griego θερμο, termo , que significa «calor» y δύναμις, dínamis, que significa «fuerza») es la rama de la física que describe los estados de equilibrio a nivel macroscópico.

Constituye una teoría fenomenológica, a partir de razonamientos deductivos, que estudia sistemas reales, sin modelizar y sigue un método experimental.

Los estados de equilibrio son estudiados y definidos por medio de magnitudes extensivas tales como la energía interna, la entropía, el volumen o la composición molar del sistema, o por medio de magnitudes no-extensivas derivadas de las anteriores como la temperatura, presión y el potencial químico; otras magnitudes tales como la imanación, la fuerza electromotriz y las asociadas con la mecánica de los medios continuos en general también pueden ser tratadas por medio de la termodinámica.

La termodinámica ofrece un aparato formal aplicable únicamente a estados de equilibrio, definidos como aquel estado hacia «el que todo sistema tiende a evolucionar y caracterizado porque en el mismo todas las propiedades del sistema quedan determinadas por factores intrínsecos y no por influencias externas previamente aplicadas».

Tales estados terminales de equilibrio son, por definición, independientes del tiempo, y todo el aparato formal de la termodinámica -todas las leyes y variables termodinámicas-, se definen de tal modo que podría decirse que un sistema está en equilibrio si sus propiedades pueden ser descritas consistentemente empleando la teoría termodinámica.

Los estados de equilibrio son necesariamente coherentes con los contornos del sistema y las restricciones a las que esté sometido.

Por medio de los cambios producidos en estas restricciones (esto es, al retirar limitaciones tales como impedir la expansión del volumen del sistema, impedir el flujo de calor, etc), el sistema tenderá a evolucionar de un estado de equilibrio a otro; comparando ambos estados de equilibrio, la termodinámica permite estudiar los procesos de intercambio de masa y energía térmica entre sistemas térmicos diferentes.

Como ciencia fenomenológica, la termodinámica no se ocupa de ofrecer una interpretación física de sus magnitudes.

La primera de ellas, la energía interna, se acepta como una manifestación macroscópica de las leyes de conservación de la energía a nivel microscópico, que permite caracterizar el estado energético del sistema macroscópico.

El punto de partida para la mayor parte de las consideraciones termodinámicas son los, que postulan que la energía puede ser intercambiada entre sistemas en forma de calor o trabajo, y que sólo puede hacerse de una determinada manera.

También se introduce una magnitud llamada entropía, que se define como aquella función extensiva de la energía interna, el volumen y la composición molar que toma valores máximos en equilibrio: el principio de maximización de la entropía define el sentido en el que el sistema evoluciona de un estado de equilibrio a otro.

Es la mecánica estadística, íntimamente relacionada con la termodinámica, la que ofrece una interpretación física de ambas magnitudes: la energía interna se identifica con la suma de las energías individuales de los átomos y moléculas del sistema, y la entropía mide el grado de orden y el estado dinámico de los sistemas, y tiene una conexión muy fuerte con la teoría de información.

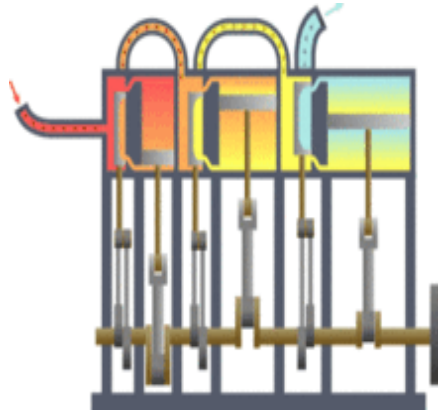
En la termodinámica se estudian y clasifican las interacciones entre diversos sistemas, lo que lleva a definir conceptos como sistema termodinámico y su contorno.

Un sistema termodinámico se caracteriza por sus propiedades, relacionadas entre sí mediante las ecuaciones de estado.

Éstas se pueden combinar para expresar la energía interna y los potenciales termodinámicos, útiles para determinar las condiciones de equilibrio entre sistemas y los procesos espontáneos.

Con estas herramientas, la termodinámica describe cómo los sistemas responden a los cambios en su entorno.

Esto se puede aplicar a una amplia variedad de ramas de la ciencia y de la ingeniería, tales como motores, cambios de fase, reacciones químicas, fenómenos de transporte, e incluso agujeros negros.



Sistema termodinámico típico donde puede observarse la entrada desde una fuente de calor (caldera) a la izquierda y la salida a un disipador de calor (condensador) a la derecha. El trabajo se extrae en este caso mediante una serie de pistones.

La historia de la Termodinámica como disciplina científica generalmente comienza con Otto von Guericke quien, en 1650, construyó y diseñó la primera bomba de vacío y demostró un vacío usando sus hemisferios de Magdeburgo.

Guericke fue impulsado a hacer el vacío con el fin de refutar la suposición de Aristóteles que "la naturaleza aborrece el vacío".

Poco después de Guericke, el físico y el químico Robert Boyle estudió y mejoró los diseños de Guericke y en 1656, en coordinación con el científico Robert Hooke, construyó una bomba de aire.

Con esta bomba, Boyle y Hooke observaron una correlación entre la presión, temperatura y volumen.

Con el tiempo, se formularon la ley de Boyle, indicando que para un gas a temperatura constante, la presión y el volumen son inversamente proporcionales y otras leyes de los gases.

En 1679, en base a estos conceptos, un asociado de Boyle, Denis Papin construyó un digestor de vapor, que era un recipiente cerrado con una tapa hermética en el que el vapor confinado alcanzaba una alta presión, aumentando el punto de ebullición y acortando el tiempo de cocción de los alimentos.

En 1697, basados en diseños de Papin, el ingeniero Thomas Savery construyó el primer motor térmico, seguido por Thomas Newcomen en 1712.

Aunque estos primeros motores eran toscos y poco eficiente, atrajeron la atención de los científicos más destacados de la época.

En 1733, Bernoulli usó argumentos estadísticos, junto con la mecánica clásica, para extraer resultados de la hidrodinámica, iniciando la mecánica estadística.

En 1781 los conceptos de capacidad calorífica y calor latente, fueron desarrollados por el profesor Joseph Black de la Universidad de Glasgow, donde James Watt trabajó como fabricante de instrumentos.

Watt consultó con Black en las pruebas de la máquina de vapor, pero fue Watt quien concibió la idea del condensador externo, aumentando grandemente la eficiencia de la máquina de vapor.

En 1783, Lavoisier propone la teoría del calórico.

En 1798 Benjamin Thompson, conde de Rumford, demostró la conversión del trabajo mecánico en calor.

Sobre la base de todo este trabajo previo, Sadi Carnot, el "padre de termodinámica ", publicó en 1824 Reflexiones sobre la energía motriz del fuego, un discurso sobre la eficiencia térmica, la energía, la energía motriz y el motor.

El documento describe las relaciones básicas energéticas entre la máquina de Carnot, el ciclo de Carnot y energía motriz, marcando el inicio de la termodinámica como ciencia moderna.

El primer libro de texto sobre termodinámica fue escrito en 1859 por William Rankine, que originalmente se formó como un físico y profesor de ingeniería civil y mecánica en la Universidad de Glasgow.

La primera y segunda leyes de la termodinámica surgieron simultáneamente en la década de 1850, principalmente por la obras de Germain Henri Hess, William Rankine , Rudolf Clausius, James Prescott Joule y William Thomson (Lord Kelvin).

Los fundamentos de la termodinámica estadística se establecieron por los físicos como James Clerk Maxwell ,Ludwig Boltzmann , Max Planck , Rudolf Clausius, Johannes van der Waals y J. Willard Gibbs .

Desde 1873 hasta el 1876, el físico matemático estadounidense Josiah Willard Gibbs publicó una serie de tres artículos, siendo la más famosa Sobre el equilibrio de las sustancias heterogéneas.

Gibbs demostró cómo los procesos termodinámicos, incluyendo reacciones químicas, se podría analizar gráficamente.

Mediante el estudio de la energía, la entropía, volumen, potencial químico, la temperatura y la presión del sistema termodinámico, se puede determinar si un proceso se produce espontáneamente.

La termodinámica química y la fisicoquímica fueron desarrolladas además por Walther Nernst, Pierre Duhem, Gilbert N. Lewis, Jacobus Henricus van 't Hoff, y Théophile de Donder, entre otros, aplicando los métodos matemáticos de Gibbs.

También fueron de importancia para la termodinámica los desarrollos en termometría y manometría.

2.1 LEY CERO DE LA TERMODINAMICA

Este principio o ley cero, establece que existe una determinada propiedad denominada temperatura empírica θ , que es común para todos los estados de equilibrio termodinámico que se encuentren en equilibrio mutuo con uno dado.

En palabras llanas: «Si pones en contacto un objeto frío con otro caliente, ambos evolucionan hasta que sus temperaturas se igualan».

Tiene una gran importancia experimental «pues permite construir instrumentos que midan la temperatura de un sistema» pero no resulta tan importante en el marco teórico de la termodinámica.

El equilibrio termodinámico de un sistema se define como la condición del mismo en el cual las variables empíricas usadas para definir o dar a conocer un estado del sistema (presión, volumen, campo eléctrico, polarización, magnetización, tensión lineal, tensión superficial, coordenadas en el plano x, y) no son dependientes del tiempo.

El tiempo es un parámetro cinético, asociado a nivel microscópico; el cual a su vez esta dentro del estado físico químico y no es parámetro debido a que a la termodinámica solo le interesa trabajar con un tiempo inicial y otro final.

A dichas variables empíricas (experimentales) de un sistema se las conoce como coordenadas térmicas y dinámicas del sistema.

Este principio fundamental, aún siendo ampliamente aceptado, no fue formulado formalmente hasta después de haberse enunciado las otras tres leyes.

De ahí que recibiese el nombre de principio cero.

2.2 PRIMERA LEY DE LA TERMODINAMICA

También conocida como principio de conservación de la energía para la termodinámica, establece que si se realiza trabajo sobre un sistema o bien éste intercambia calor con otro, la energía interna del sistema cambiará.

En palabras llanas: "La energía ni se crea ni se destruye: sólo se transforma".

Visto de otra forma, esta ley permite definir el calor como la energía necesaria que debe intercambiar el sistema para compensar las diferencias entre trabajo y energía interna.

Fue propuesta por Nicolas Léonard Sadi Carnot en 1824, en su obra Reflexiones sobre la potencia motriz del fuego y sobre las máquinas adecuadas para desarrollar esta potencia, en la que expuso los dos primeros principios de la termodinámica.

Esta obra fue incomprendida por los científicos de su época, y más tarde fue utilizada por Rudolf Clausius y Lord Kelvin para formular, de una manera matemática, las bases de la termodinámica.

La ecuación general de la conservación de la energía es la siguiente:

$$E_{\text{entra}} - E_{\text{sale}} = \Delta E_{\text{sistema}}$$

Que aplicada a la termodinámica teniendo en cuenta el criterio de signos termodinámico, queda de la forma:

$$\Delta U = Q - W$$

Donde U es la energía interna del sistema (aislado), Q es la cantidad de calor aportado al sistema y W es el trabajo realizado por el sistema.

Esta última expresión es igual de frecuente encontrarla en la forma $\Delta U = Q + W$. Ambas expresiones, aparentemente contradictorias, son correctas y su diferencia está en que se aplique el convenio de signos IUPAC o el Tradicional (véase criterio de signos termodinámico).

PROBLEMA Y SOLUCIÓN:

1.- La temperatura de una barra de plata sube 10°C cuando absorbe 1.23 kJ de energía por calor. La masa de la barra es de 525 g. Determine el calor específico de la plata.

$$\begin{aligned} \text{P20.3} \quad \Delta Q &= mc_{\text{silver}} \Delta T \\ 1.23 \text{ kJ} &= (0.525 \text{ kg}) c_{\text{silver}} (10.0^\circ \text{C}) \\ c_{\text{silver}} &= \boxed{0.234 \text{ kJ/kg}\cdot^\circ \text{C}} \end{aligned}$$

2.3 SEGUNDA LEY DE LA TERMODINAMICA

Esta ley marca la dirección en la que deben llevarse a cabo los procesos termodinámicos y, por lo tanto, la imposibilidad de que ocurran en el sentido contrario (por ejemplo, que una mancha de tinta dispersada en el agua pueda volver a concentrarse en un pequeño volumen).

También establece, en algunos casos, la imposibilidad de convertir completamente toda la energía de un tipo en otro sin pérdidas.

De esta forma, la segunda ley impone restricciones para las transferencias de energía que hipotéticamente pudieran llevarse a cabo teniendo en cuenta sólo el primer principio.

Esta ley apoya todo su contenido aceptando la existencia de una magnitud física llamada entropía, de tal manera que, para un sistema aislado (que no intercambia materia ni energía con su entorno), la variación de la entropía siempre debe ser mayor que cero.

Debido a esta ley también se tiene que el flujo espontáneo de calor siempre es unidireccional, desde los cuerpos de mayor temperatura hacia los de menor temperatura, hasta lograr un equilibrio térmico.

La aplicación más conocida es la de las máquinas térmicas, que obtienen trabajo mecánico mediante aporte de calor de una fuente o foco caliente, para ceder parte de este calor a la fuente o foco o sumidero frío.

La diferencia entre los dos calores tiene su equivalente en el trabajo mecánico obtenido.

Existen numerosos enunciados equivalentes para definir este principio, destacándose el de Clausius y el de Kelvin.

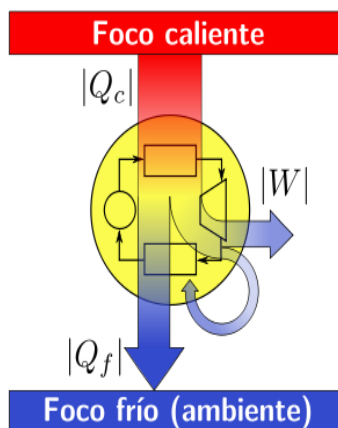


Ilustración de la segunda ley mediante una máquina térmica

a) Enunciado de Clausius.- En palabras de Sears es: «No es posible ningún proceso cuyo único resultado sea la extracción de calor de un recipiente a una cierta temperatura y la absorción de una cantidad igual de calor por un recipiente a temperatura más elevada».

b) Enunciado de Kelvin.- No existe ningún dispositivo que, operando por ciclos, absorba calor de una única fuente (E. absorbida), y lo convierta íntegramente en trabajo (E. útil).

c) Enunciado de Kelvin—Planck.- Es imposible construir una máquina térmica que, operando en un ciclo, no produzca otro efecto que la absorción de energía desde un depósito, y la realización de una cantidad igual de trabajo.

d) Otra Interpretación.- Es imposible construir una máquina térmica cíclica que transforme calor en trabajo sin aumentar la energía termodinámica del ambiente. Debido a esto podemos concluir, que el rendimiento energético de una máquina térmica cíclica que convierte calor en trabajo, siempre será menor a la unidad, y ésta estará más próxima a la unidad, cuanto mayor sea el rendimiento energético de la misma. Es decir, cuanto mayor sea el rendimiento energético de una máquina térmica, menor será el impacto en el ambiente, y viceversa.

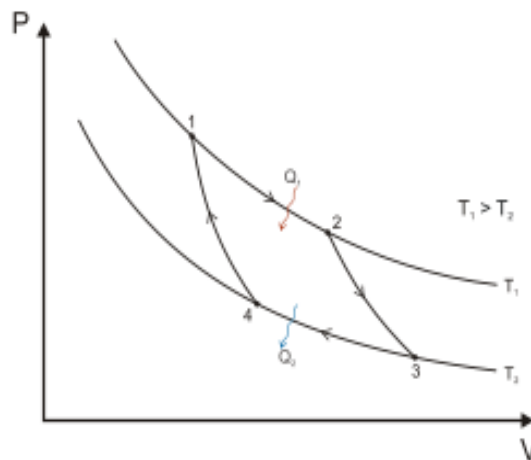


Diagrama del ciclo de Carnot en función de la presión y el volumen.

PROBLEMA Y SOLUCIÓN:

1.- Un bloque de 1 kg de aluminio se calienta a presión atmosférica de modo que su temperatura aumenta de 22°C a 40°C. Encuentre (a) el trabajo realizado sobre el aluminio, (b) la energía agregada a él por calor, y (c) el cambio en su energía interna.

P20.36 (a) $W = -P\Delta V = -P[3\alpha V\Delta T]$
 $= -(1.013 \times 10^5 \text{ N/m}^2) \left[3(24.0 \times 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}) \left(\frac{1.00 \text{ kg}}{2.70 \times 10^3 \text{ kg/m}^3} \right) (18.0^\circ\text{C}) \right]$
 $W = \boxed{-48.6 \text{ mJ}}$

(b) $Q = cm\Delta T = (900 \text{ J/kg}\cdot^\circ\text{C})(1.00 \text{ kg})(18.0^\circ\text{C}) = \boxed{16.2 \text{ kJ}}$

(c) $\Delta E_{\text{int}} = Q + W = 16.2 \text{ kJ} - 48.6 \text{ mJ} = \boxed{16.2 \text{ kJ}}$

2.4 TERCERA LEY DE LA TERMODINAMICA

La tercera de las leyes de la termodinámica, propuesta por Walther Nernst, afirma que es imposible alcanzar una temperatura igual al cero absoluto mediante un número finito de procesos físicos.

Puede formularse también como que a medida que un sistema dado se aproxima al cero absoluto, su entropía tiende a un valor constante específico.

La entropía de los sólidos cristalinos puros puede considerarse cero bajo temperaturas iguales al cero absoluto.

No es una noción exigida por la termodinámica clásica, así que es probablemente inapropiado tratarlo de “ley”.

Es importante remarcar que los principios o leyes de la termodinámica son válidas siempre para los sistemas macroscópicos, pero inaplicables a nivel microscópico.

La idea del demonio de Maxwell ayuda a comprender los límites de la segunda ley de la termodinámica jugando con las propiedades microscópicas de las partículas que componen un gas.

Se puede definir un sistema como un conjunto de materia, que está limitado por una superficie, que le pone el observador, real o imaginaria.

Si en el sistema no entra ni sale materia, se dice que se trata de un sistema cerrado, o sistema aislado si no hay intercambio de materia y energía, dependiendo del caso.

En la naturaleza, encontrar un sistema estrictamente aislado es, por lo que sabemos, imposible, pero podemos hacer aproximaciones. Un sistema del que sale y/o entra materia, recibe el nombre de abierto. Ponemos unos ejemplos:

- **Un Sistema Abierto:** se da cuando existe un intercambio de masa y de energía con los alrededores; es por ejemplo, un coche. Le echamos combustible y él desprende diferentes gases y calor.
- **Un Sistema Cerrado:** se da cuando no existe un intercambio de masa con el medio circundante, sólo se puede dar un intercambio de energía; un reloj de cuerda, no introducimos ni sacamos materia de él. Solo precisa un aporte de energía que emplea para medir el tiempo.
- **Un Sistema Aislado:** se da cuando no existe el intercambio ni de masa y energía con los alrededores; *¿Cómo encontrarlo si no podemos interactuar con él?* Sin embargo un termo lleno de comida caliente es una aproximación, ya que el envase no permite el intercambio de materia e intenta impedir que la energía (*calor*) salga de él. El universo es un sistema aislado, ya que la variación de energía es cero $\Delta E = 0$.

Se llama medio externo o ambiente a todo aquello que no está en el sistema pero que puede influir en él. Por ejemplo, consideremos una taza con agua, que está siendo calentada por un mechero. Consideremos un sistema formado por la taza y el agua, entonces el medio está formado por el mechero, el aire, etc.

Equilibrio Térmico.- Toda sustancia por encima de los 0 kelvin (-273,15 °C) emite calor.

Si dos sustancias en contacto se encuentran a diferente temperatura, una de ellas emitirá más calor y calentará a la más fría.

El equilibrio térmico se alcanza cuando ambas emiten, y reciben *la misma cantidad de calor*, lo que iguala su temperatura.

Nota: estrictamente sería la misma cantidad de calor por gramo, ya que una mayor cantidad de sustancia emite más calor a la misma temperatura.

Las variables que tienen relación con el estado interno de un sistema, se llaman variables termodinámicas o coordenadas termodinámicas, y entre ellas las más importantes en el estudio de la termodinámica son:

- la masa
- el volumen
- la densidad
- la presión
- la temperatura

En termodinámica es muy importante estudiar sus propiedades, las cuáles podemos dividir las en dos:

- **Propiedades Intensivas:** son aquellas que no dependen de la cantidad de sustancia o del tamaño de un sistema, por lo que su valor permanece inalterado al subdividir el sistema inicial en varios subsistemas, por este motivo no son propiedades aditivas.
- **Propiedades Extensivas:** son las que dependen de la cantidad de sustancia del sistema, y son recíprocamente equivalentes a las intensivas. Una propiedad extensiva depende por tanto del «tamaño» del sistema. Una propiedad extensiva tiene la propiedad de ser aditiva en el sentido de que si se divide el sistema en dos o más partes, el valor de la magnitud extensiva para el sistema completo es la suma de los valores de dicha magnitud para cada una de las partes.

Algunos ejemplos de propiedades extensivas son la masa, el volumen, el peso, cantidad de sustancia, energía, entropía, entalpía, etc. En general el cociente entre dos magnitudes extensivas nos da una magnitud intensiva, por ejemplo la división entre masa y volumen nos da la densidad.

Un sistema que puede describirse en función de coordenadas termodinámicas se llama sistema termodinámico y la situación en la que se encuentra definido por dichas coordenadas se llama estado del sistema.

Un estado en el cual dos coordenadas termodinámicas independientes X e Y permanecen constantes mientras no se modifican las condiciones externas se dice que se encuentra en equilibrio térmico.

Si dos sistemas se encuentran en equilibrio térmico se dice que tienen la misma temperatura.

Entonces se puede definir la temperatura como una propiedad que permite determinar si un sistema se encuentra o no en equilibrio térmico con otro sistema.

El equilibrio térmico se presenta cuando dos cuerpos con temperaturas diferentes se ponen en contacto, y el que tiene mayor temperatura cede energía térmica en forma de calor al que tiene más baja, hasta que ambos alcanzan la misma temperatura.

Algunas definiciones útiles en termodinámica son las siguientes.

Un foco térmico es un sistema que puede entregar y/o recibir calor, pero sin cambiar su temperatura.

Se dice que dos sistemas están en contacto térmico cuando puede haber transferencia de calor de un sistema a otro.

Un concepto importante en la ingeniería térmica es el de rendimiento. El rendimiento de una máquina térmica se define como:

$$\eta = \frac{|E_{\text{salida}}|}{|E_{\text{entrada}}|}$$

donde, dependiendo del tipo de máquina térmica, estas energías serán el calor o el trabajo que se transfieran en determinados subsistemas de la máquina.

Nicolás Léonard Sadi Carnot en 1824 demostró que el rendimiento de alguna máquina térmica que tuviese la máxima eficiencia posible (a las que en la actualidad se denotan con su nombre) y que operase entre dos *termostatos* (focos con temperatura constante), dependería sólo de las temperaturas de dichos focos. Por ejemplo, el rendimiento para un motor térmico de Carnot viene dado por:

$$\eta_{mC} = 1 - \frac{T_f}{T_c}$$

Donde T_c y T_f son las temperaturas del termostato caliente y del termostato frío, respectivamente, medidas en Kelvin.

Este rendimiento máximo es el correspondiente al de una máquina térmica reversible, la cual es sólo una idealización, por lo que cualquier máquina térmica construida tendrá un rendimiento menor que el de una máquina reversible operando entre los mismos focos.

$$\eta_{m.t.reversible} > \eta_{m.t.irreversible}$$

PROBLEMA Y SOLUCIÓN:

1.- Una muestra de 2 moles de helio inicialmente a 300 K y 0.4 atm se comprime de manera isotérmica a 1.2 atm. Observando que el helio se comporta como gas ideal, encuentre (a) el volumen final del gas, (b) el trabajo realizado sobre el gas, y (c) la energía transferida por calor.

$$\text{P20.39} \quad (a) \quad P_i V_i = P_f V_f = nRT = 2.00 \text{ mol}(8.314 \text{ J/K} \cdot \text{mol})(300 \text{ K}) = 4.99 \times 10^3 \text{ J}$$

$$V_i = \frac{nRT}{P_i} = \frac{4.99 \times 10^3 \text{ J}}{0.400 \text{ atm}}$$

$$V_f = \frac{nRT}{P_f} = \frac{4.99 \times 10^3 \text{ J}}{1.20 \text{ atm}} = \frac{1}{3} V_i = \boxed{0.0410 \text{ m}^3}$$

$$(b) \quad W = -\int P dV = -nRT \ln\left(\frac{V_f}{V_i}\right) = -(4.99 \times 10^3) \ln\left(\frac{1}{3}\right) = \boxed{+5.48 \text{ kJ}}$$

$$(c) \quad \Delta E_{\text{int}} = 0 = Q + W$$

$$Q = \boxed{-5.48 \text{ kJ}}$$

2.5 LA PRIMERA LEY DE LA TERMODINÁMICA: CONSERVACIÓN DE LA ENERGÍA

En las secciones anteriores hemos hablado de calor y trabajo, y cómo estos mecanismos pueden provocar cambios en el estado de un sistema. En las siguientes secciones presentamos La Primera Ley de la Termodinámica para cuantificar esos cambios.

Comencemos con una propiedad de llamada Energía. El término energía tiene diversas acepciones y definiciones, relacionadas con la idea de una capacidad para realizar trabajo, transformar, poner en movimiento.

Todos los cuerpos, pueden poseer energía debido a su movimiento, a su composición química, a su posición, a su temperatura, a su masa y a algunas otras propiedades.

Es muy difícil dar una definición concreta y contundente de energía, ya que la energía no es un ente físico real, ni una "sustancia intangible" sino sólo un número escalar que se le asigna al estado del sistema físico, es decir, la energía es una herramienta o abstracción matemática de una propiedad de los sistemas.

Podemos medir las interacciones en el cambio de energía de un sistema, como su velocidad, su temperatura, su carga eléctrica. Debe quedar claro que la energía es una propiedad y sus diferentes manifestaciones es lo que comúnmente llamamos diferentes formas de energía.

Es un error, tal vez con poca importancia pero muy recurrente, hablar de energías, como ejemplo Energías Renovables, ya que sólo existe el concepto energía (de manera singular) lo correcto será Fuentes Renovables de Energía.

El uso de la magnitud energía en términos prácticos se justifica porque es mucho más fácil trabajar con magnitudes escalares, como lo es la energía, que con magnitudes vectoriales como la velocidad y la posición.

Así, se puede describir completamente la dinámica de un sistema en función de las energías cinética, potencial y de otros tipos de sus componentes.

En la práctica, en las situaciones no-relativistas, se tiende, en primera aproximación (normalmente muy buena), a descomponer la energía total en una suma de términos que se llaman las diferentes formas de la energía.

La energía potencial y la energía cinética son dos elementos a considerar, tanto en la mecánica como en la termodinámica.

Estas formas de energía se originan por la posición y el movimiento de un sistema en conjunto, y se conocen como la energía externa del sistema.

Sin duda, un tema muy importante en la termodinámica es analizar la energía interior de la materia, energía asociada con el estado interno de un sistema que se llama energía interna.

Cuando se especifica un número suficiente de coordenadas termodinámicas, como por ejemplo, temperatura y presión, se determina el estado interno de un sistema y se fija su energía interna.

En general (para un sistema no-relativista), la energía total, E_T , de un sistema puede descomponerse en la energía inherente de la masa E_m , la energía cinética E_k , la energía potencial E_p , y la energía interna U , esto es:

$$E_T = E_m + E_k + E_p + U \quad (15)$$

donde:

$$E_m = mc^2 \quad (16) \quad E_k = \frac{1}{2}mv^2$$

La energía potencial E_p depende de los campos externos a los que está sometido el sistema y está dada como función de la posición. La energía interna U que considera la energía de las partículas que constituyen el sistema y sus interacciones a corta distancia. En realidad, esta descomposición permite distinguir entre las formas de energía mecánica (E_m , E_k y E_p) y una forma de energía termodinámica (U) que tiene sentido para un sistema estadístico constituido por un gran número de partículas.

El cambio de energía total del sistema puede descomponerse en:

$$\Delta E = \Delta E_k + \Delta E_p + \Delta U$$

Donde ΔE_k y ΔE_p representan el cambio de su energía externa (cinética y potencial respectivamente), y ΔU representa el cambio de su energía interna, dada por la energía cinética y potencial de las moléculas, átomos y partículas subatómicas que constituyen el sistema.

Como se indicó, la energía interna de un sistema U , tiene la forma de energía cinética y potencial de las moléculas, átomos y partículas subatómicas que constituyen el sistema, es decir:

$$U = E_{\text{kin}} + E_{\text{pint}}$$

donde la energía cinética interna es la suma de la energía cinética de todas las partículas del sistema:

$$E_{\text{kin}} = \sum_j \frac{1}{2} m_j v_j^2$$

Y la energía potencial interna es la suma de la energía potencial debida a la interacción de todas las partículas entre si:

$$E_{\text{pint}} = \sum_{i,j} E_{\text{p}ij}$$

Pero qué hay respecto a la medición de la energía. Sólo las diferencias de energía, en lugar de los valores absolutos de energía, tienen significado físico, tanto a nivel atómico como en sistemas macroscópicos.

Convencionalmente se adopta algún estado particular de un sistema como estado de referencia, la energía del cual se asigna arbitrariamente a cero.

La energía de un sistema en cualquier otro estado, relativa a la energía del sistema en el estado de referencia, se llama la energía termodinámica del sistema en ese estado y se denota por el símbolo U .

Con base en la observación se llega a las siguientes aseveraciones:

1. Existe para cada sistema una propiedad llamada energía E . La energía del sistema se puede considerar como la suma de la energía interna U , de energía cinética E_k , de energía potencial E_p , y de energía química E_{ch} .

a) Así como la Ley de Cero definió la propiedad “temperatura” la Primera Ley define la propiedad llamada “energía”.

b) En termodinámica, comparado con lo que comúnmente se discute en los curso de física o dinámica, se utilizan los términos energía interna y la energía química para describir el sistema en estudio.

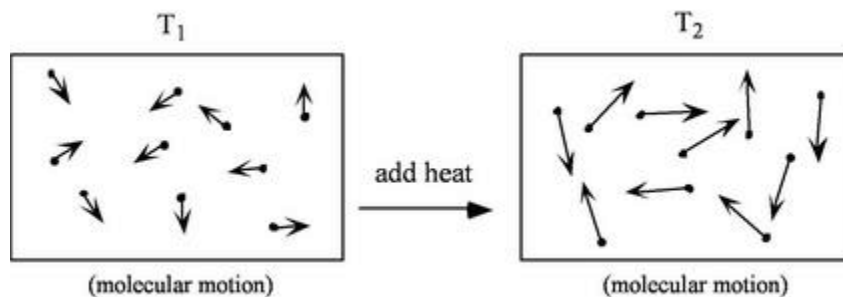
Cabe señalar que este curso deja de lado la energía química pero no descuidaremos la energía interna. En la figura (??) se muestra el movimiento aleatorio o desorganizado de las moléculas de un sistema.

Puesto que el movimiento molecular es sobre todo una función de la temperatura, la energía interna es a veces llamada energía térmica.

La energía interna por unidad de masa u , es una función del estado del sistema.

Así:

$$\begin{aligned} u &= u(p, T) \\ u &= u(p, v) \quad (22) \\ u &= u(v, T) \end{aligned}$$



Incremento de la energía interna como consecuencia de la transferencia de calor.

Recordemos que para sustancias puras el estado entero del sistema está especificado si se consideran dos propiedades.

2. El cambio en energía de un sistema es igual a la diferencia entre el calor Q agregado al sistema y el trabajo W hecho por el sistema:

$$\Delta E = Q - W \text{ (las unidades son Joules, J)}$$

Donde E es la energía del sistema, Q es el calor suministrado al sistema, y W es el trabajo hecho por el sistema, recordemos que:

$$E_T = U + E_k + E_p + \dots + \dots$$

a) Al igual que la Ley Cero, La primera Ley describe el comportamiento de esta nueva propiedad, la energía.

b) La ecuación (23) también se puede escribir con base en unidad por masa, tal que:

$$\Delta e = q - w \text{ [J kg}^{-1}\text{]}$$

c) En muchas situaciones la energía potencial, la energía cinética, y la energía química del sistema son constantes, entonces:

$$\Delta E = \Delta U$$

Y por tanto podemos escribir:

$$\begin{aligned}\Delta U &= Q - W \\ \Delta u &= q - w\end{aligned}$$

d) Se observa que Q y W no son funciones de estado, sólo U , que es consecuencia del movimiento molecular y que depende del estado del sistema.

La energía interna U no depende de la ruta o trayectoria que siguió el sistema entre el estado inicial y el estado final. Se debe tener en mente que ΔU es independiente de la ruta o trayectoria mientras que Q y W no los son.

Esta diferencia se enfatiza matemáticamente escribiendo:

$$\begin{aligned}dU &= \delta Q - \delta W \\ du &= \delta q - \delta w\end{aligned}$$

Donde el símbolo δ se utiliza para denotar que estos son diferenciales inexactas pues dependen de la trayectoria. Para la diferencial dU esta representa un cambio infinitesimal en el valor de U y la integración da una diferencia entre dos valores tal que:

$$\int_{U_1}^{U_2} dU = U_2 - U_1 = \Delta U$$

Mientras que δ denota una cantidad infinitesimal y la integración da una cantidad finita tal que:

$$\int \delta Q = Q \text{ y } \int \delta W = W$$

5. En la convención de signos Q se define como positivo si se transfiere hacia el sistema, si el calor se transfiere del sistema hacia los alrededores Q es negativa, W se define como positivo si el trabajo es hecho por el sistema, mientras que si el trabajo se hace sobre el sistema W (desde el medio hacia el sistema) se define como negativo.

6. En los procesos cuasi-estáticos podemos sustituir

$$\begin{aligned}W &= P_{\text{sis}} dV \\ dU &= \delta Q - P dV \\ du &= \delta q - P dv\end{aligned}$$

7. La Primera Ley de la Termodinámica impide la existencia de movimientos perpetuos de primera especie, es decir, aquellos que se alimentan de la energía que ellos mismos producen, sin necesidad de ningún aporte exterior.

La Primera Ley de la Termodinámica identifica el calor como una forma de energía. Esta idea, que hoy nos parece elemental, tardó mucho en abrirse camino y no fue formulada hasta la década de 1840, gracias a las investigaciones de Mayer y de Joule principalmente.

Anteriormente, se pensaba que el calor era una sustancia indestructible y sin peso (el calórico) que no tenía nada que ver con la energía.

ACTIVIDADES

¿Cuáles son las convenciones de signo para el trabajo y el calor en la primera ley?

¿Por qué se definen así estas convenciones?

¿Cuándo ocurre que $E \rightarrow U$?

Ejemplifica un móvil perpetuo de primera especie y explica por que viola la primera ley de la termodinámica.

2.6 COROLARIO DE LA PRIMERA LEY

El trabajo realizado en cualquier proceso adiabático ($Q = 0$) es una función de estado. Podemos escribir la primera ley, fijando el término de transferencia de calor igual con cero, tal que:

$$\Delta U = -W \quad (32)$$

Puesto que ΔU depende solamente del cambio de estado, W se puede encontrar como una función de estado para este caso particular.

Para un proceso cíclico la transferencia de calor y el trabajo son numéricamente iguales ya que:

$$U_{\text{final}} = U_{\text{inicial}}$$

por lo tanto:

$$\Delta U = 0$$

y en este caso particular:

$$Q = W \\ \int \delta Q = \int \delta W$$

2.7 ESTRANGULAMIENTO DE UN GAS, PROCESO ADIABÁTICO PERMANENTE (GAS FLUYENDO A TRAVÉS DE UNA VÁLVULA U OTRA RESTRICCIÓN)

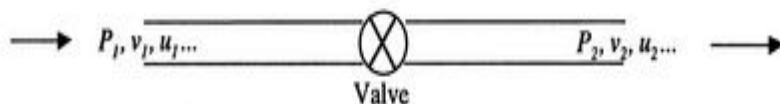
En la figura que se muestra a continuación vemos un ducto con un gas que fluye en la dirección de las flechas y que pasa a través de una válvula. Deseamos saber la relación entre las propiedades aguas-arriba de la válvula, denotado con el subíndice "1" y las propiedades aguas-abajo denotas por el subíndice "2".

Para analizar esta situación, comencemos por definir el sistema como una unidad de masa de gas en los siguientes dos estados (se debe tener en mente que la correcta elección del sistema es crítico para solucionar de manera eficaz el problema).

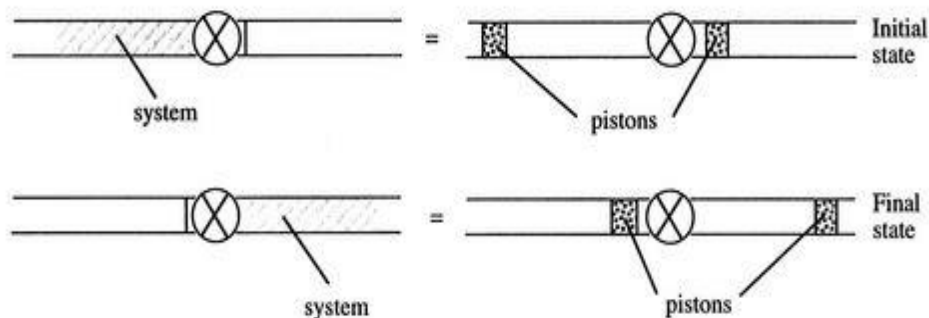
En el estado inicial el gas está inicialmente aguas-arriba de la válvula y apenas a través de ésta.

En el estado final el gas está aguas-abajo de la válvula y apenas a través de ésta.

Las figuras a la izquierda del figura muestran la configuración del gas antedicha, en términos de comportamiento del sistema, podemos sustituir el flujo de fluido del sistema por dos pistones que ejercen la misma presión que el fluido ejerce, como se indica en la figura.



Proceso adiabático y permanente de un gas que pasa a través de una válvula.



Equivalencia del sistema mediante pistones.

El proceso es adiabático, y considerando que los cambios en la energía potencial y cinética son insignificantes, podemos escribir la primera ley como:

$$\Delta U = -W$$

Y tratándose de un proceso reversible podemos escribir:

$$W = P_2V_2 - P_1V_1$$

Tal que:

$$U_2 + P_2V_2 = U_1 + P_1V_1$$

Es decir, el estado inicial y el estado final del sistema tienen el mismo valor que la cantidad $U + P V$. Para el caso estudiado ya que nos ocupamos en un análisis por unidad de masas, el valor es $u + P v$. Esta cantidad es definida como "Entalpía" y se denota generalmente por "H" y en términos de propiedades específicas, la entalpía por unidad de masa es:

$$h = u + P v = u + P/\rho$$

La entalpía es una función de estado del sistema y H presenta unidades de energía como Joules o bien h en Joules por kilogramo.

En términos simples, podemos pensar en la entalpía como sigue. Cuando evaluamos la energía de un objeto de volumen V, tenemos que tener presente que el objeto tuvo que "empujar" los alrededores para ocupar su propio espacio.

Con la presión P en el objeto, el trabajo requerido para hacer un lugar para sí mismo está dado por $P V$. Esto ocurre para cualquier objeto o sistema y no se puede despreciar (la fuerza de ejercida por la atmósfera en un metro cuadrado es equivalente al de una masa de 10 toneladas). Así, la energía total de un cuerpo es su energía interna más la energía adicional que tiene el volumen V a una presión P dada. Llamamos a esta energía total la entalpía H.

2.8 EXPANSIÓN CUASI-ESTÁTICA DE UN GAS

Consideremos ahora un proceso cuasi estático a presión constante Podemos escribir la primera ley en términos de los estados inicial y final del proceso:

$$Q = (U_2 - U_1) + W$$

y escribiendo el trabajo en términos de las propiedades del sistema donde $P_2 = P_1 = P$, tal que:

$$Q = (U_2 - U_1) + P (V_2 - V_1)$$

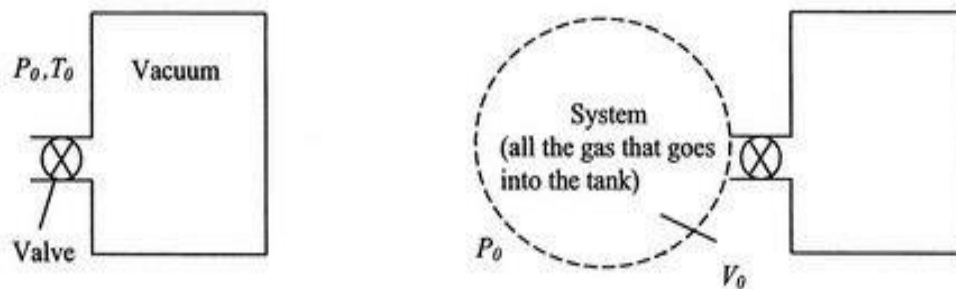
Agrupando términos podemos describir en términos de la entalpía:

$$Q = U_2 + P V_2 - (U_1 + P V_1) \\ = H_1 - H_2$$

2.9 LLENADO DE UN TANQUE EN ESTADO TRANSITORIO

Otro ejemplo de un proceso de flujo, esta vez para un flujo inestable, es el proceso transitorio de llenar un tanque cuyo estado inicial está evacuado.

Este es llenado con aire como atmósfera circundante, que está a una presión P_0 y una temperatura T_0 . La configuración se muestra en la figura.



A un tiempo dado, la válvula del tanque se abre y el aire exterior entra al tanque.

Observe que en el estado inicial se tiene al sistema totalmente fuera del tanque, mientras que en el estado final el sistema está totalmente dentro del tanque.

La energía cinética del estado inicial y del estado final es insignificante, al igual que el cambio en la energía potencial, así que la primera ley la escribimos como:

$$\Delta U = -W$$

El trabajo realizado en el sistema, de magnitud $P_0 V_0$ donde V_0 es el volumen inicial del sistema, así que:

$$\Delta U = P_0 V_0$$

o en términos por unidad de masa ($\Delta U = m\Delta u$, $V_0 = mv_0$, donde m es la masa del sistema)

$$\Delta u = u_{f\text{ inal}} - u_i = P_0 V_0$$

El valor final de la energía interna es:

$$\begin{aligned} u_{f\text{ inal}} &= u_i + P_0 V_0 \\ &= h_i = h_0 \end{aligned}$$

Para un gas ideal con capacidad calorífica específica:

$$\begin{aligned} u &= c_v T, \quad h = c_p T \\ c_v T_{f\text{ inal}} &= c_p T_0 \\ T_{f\text{ inal}} &= c_p / c_v \\ &= \gamma T_0 \end{aligned}$$

Note que la temperatura final es mayor que el aire exterior.

Puede ser útil recapitular cómo solucionamos este problema. Hay básicamente cuatro pasos:

1. Definición de sistema
2. Uso de La Primera Ley
3. El término de ecuación de trabajo $P \, dV$
4. Suponiendo el fluido como un gas ideal con calores específicos constantes.

De los ejemplos anteriores, así como un gran número de situaciones más complejas, podemos considerar que la cantidad $h = u + P \, v$ ocurre de manera natural en problemas de flujo del fluido. Ya que ésta aparece frecuentemente es común encontrar valores tabulados como función de la temperatura y la presión para varios fluidos de trabajo.

2.10 LA PRIMERA LEY EN TÉRMINOS DE ENTALPÍA

Comenzamos con la primera ley en forma diferencial:

$$dU = \delta Q - \delta W$$

Válida para cualquier proceso, despreciando el cambio en la energía cinética ΔE_k y el de la energía potencial ΔE_p , y sustituimos $P \, dV$ para establecer dW cuando se asume un proceso reversible.

$$dU = \delta Q - P \, dV$$

Un punto complicado, y que será clarificado posteriormente, es que todos los procesos reversibles son cuasi estáticos pero no todos los procesos cuasi estáticos son reversibles.

Un proceso suficientemente lento tal que se aplica la ecuación:

$$\delta W_{\text{rev}} = P dV$$

Se denomina frecuentemente cuasi estático, y los estados a largo de su trayectoria de tal proceso son referidos como estos cuasi estáticos.

Si el proceso es suficientemente lento así que éste puede ser visto como una secuencia de estados de equilibrio, entonces el proceso es reversible.

Si por alguna razón, los estados intermedios visitados durante el proceso cuasi estático no son mantenidos como estados de equilibrio (i.e. si cada estado no puede ser representado como un punto en el plano bidimensional como el diagrama $P - v$) entonces el proceso es no reversible y se le denomina proceso irreversible.

La definición de entalpía:

$$H = U + P V$$

Puede ser diferenciada aplicando la regla de la cadena al término $P V$:

$$dH = dU + P dV + V dP$$

Sustituyendo $dU = \delta Q - \delta W$ tomada de la Primera Ley, obtenemos:

$$dH = \delta Q - \delta W + P dV + V dP$$

Valida para cualquier proceso. Por otro lado, para cualquier proceso reversible tal que $\delta W = P dV$ se tiene:

$$dH = \delta Q + V dP$$

2.11 EL CALOR ESPECÍFICO: LA RELACIÓN ENTRE EL CAMBIO DE TEMPERATURA Y EL CALOR

El incremento en la temperatura debido a la transferencia de calor depende de la sustancia, en general,

$$Q = C \Delta T$$

Donde C es una constante que depende de la sustancia de que se trate. Podemos determinar dicha constante para cualquier sustancia si conocemos la cantidad de calor transferido y su cambio de temperatura.

Si bien el calor depende de la trayectoria debemos especificar plenamente el proceso con la finalidad de determinar C.

Para determinar la transferencia de calor en el cálculo de C se tienen dos procesos muy útiles: proceso a presión constante y procesos a volumen constante.

Designamos la capacidad calorífica a presión constante mediante C_p , y la capacidad calorífica a volumen constante mediante C_v o bien como calor específico como c_p y c_v (por unidad de masa).

1. El calor específico a volumen constante:

Recordemos que si se tienen cualesquiera dos propiedades del sistema, entonces el estado del sistema está determinado completamente. Es decir podemos escribir:

$$\begin{aligned} u &= u(T, v) \\ u &= u(P, v) \\ u &= u(P, T) \end{aligned}$$

Si consideramos $u = u(T, v)$ y utilizamos la regla de la cadena para describir du con respecto a los cambios de T y v :

$$\begin{aligned} du &= \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v dT + \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T dv \end{aligned}$$

Para un proceso a volumen constante el segundo término es cero puesto que no hay cambio en volumen $dv = 0$, tal que:

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v dT$$

Ahora si escribimos la primera ley para un proceso reversible, con $dw = P dv$, $du = \delta q - P dv$ vemos que el segundo término es también cero si el proceso es a volumen constante, así:

$$du = \delta q$$

Al combinar las ecuaciones anteriores podemos escribir que:

$$\delta q = \mu \frac{\partial u}{\partial T} \Big|_v$$

y cambiando $\mu \partial u$:

$$\frac{\partial T}{\partial T} \Big|_v = \mu \frac{\partial q}{\partial T} \Big|_v$$

En este caso, cualquier aumento de la energía es debido solamente a la transferencia de energía como calor. Podemos por lo tanto utilizar nuestra definición del calor específico de la ecuación anterior para definir el calor específico para un proceso a volumen constante tal que:

$$c_v \equiv \mu \frac{\partial u}{\partial T} \Big|_v$$

Si escribimos $h = h(T, P)$, y consideramos un proceso a presión constante de la , análogamente podemos obtener el calor específico a presión constante, así:

$$c_p \equiv \mu \frac{\partial h}{\partial T} \Big|_p$$

En la obtención c_v , consideramos solamente un proceso a volumen constante, por lo tanto el nombre, “calor específico a volumen constante.”

Sin embargo, es más útil pensar c_p en términos de su definición como cierta derivada parcial, que es una propiedad termodinámica, más que una cantidad relacionada con la transferencia de calor en un proceso especial.

De hecho, las derivadas antedichas se definen en cualquier punto de cualquier proceso cuasi estático tanto si el proceso es a volumen constante o presión constante.

Los nombres “calor específico a volumen constante” y “calor específico en la presión constante” son mal empleados ya que el c_v y el c_p son en realidad propiedades termodinámicas de una sustancia y por la definición dependen solamente el estado del sistema por lo que no debería incluir la palabra “calor”.

Estas propiedades son extremadamente importantes y sus valores se han determinado experimentalmente en función del estado termodinámico para un número enorme de sustancias compresibles simples.

Para recapitular:

$$\begin{aligned}
c_p &\equiv \frac{1}{\mu} \frac{\partial h}{\partial T} \bigg|_p \\
\text{y } c_v &\equiv \frac{1}{\mu} \frac{\partial u}{\partial T} \bigg|_v \\
(67) \\
\text{o bien} \\
C_p &\equiv \frac{1}{\mu} \frac{\partial H}{\partial T} \bigg|_p \\
\text{y } C_v &\equiv \frac{1}{\mu} \frac{\partial U}{\partial T} \bigg|_v
\end{aligned}$$

2.12 EL CALOR ESPECÍFICO DE UN GAS IDEAL

La ecuación estado para un gas ideal es:

$$P V = N R T$$

Donde N es el número de moles del gas en el volumen V . El comportamiento del gas ideal representa una aproximación extremadamente buena al comportamiento de gases verdaderos para una amplia variedad de usos.

Sin embargo, se debe tener en mente, que describir una sustancia como un gas ideal constituye un modelo de la situación física real, y que los límites de la validez del modelo deben estar siempre presentes.

Uno de los aspectos importantes de un gas ideal es que su energía interna depende solamente de su temperatura.

(Par ahora, esto se puede contemplar como otro aspecto del modelaje de sistemas reales que el gas ideal representa, pero se puede demostrar que ésta es una consecuencia de la forma de la ecuación estado.)

Ya que u depende solamente de T de la ecuación $du = \frac{1}{\mu} \frac{\partial u}{\partial T} \bigg|_v dT + \frac{1}{\mu} \frac{\partial u}{\partial v} \bigg|_T dv$ podemos escribir:

$$\begin{aligned}
du &= \frac{1}{\mu} \frac{\partial u}{\partial T} \bigg|_v dT \\
&\quad + \frac{1}{\mu} \frac{\partial u}{\partial v} \bigg|_T dv
\end{aligned}$$

o bien :

$$du = c_v(T) dT$$

Donde $c_v(T)$ indica que el calor específico a volumen constante es sólo función de la temperatura.

La entalpía al igual que la energía interna sólo depende de la temperatura para un gas ideal. Análogamente se puede mostrar que:

$$dh = \mu \frac{\partial h}{\partial T} \frac{dp}{dT}$$

y por tanto:

$$dh = c_p(T) dT$$

Por otro lado, si estamos interesados en cambios finitos de la energía interna o de la entalpía, integramos tal que:

$$\begin{aligned} \Delta u_{1-2} &= \int_{T_1}^{T_2} c_v(T) dT \quad (74) \\ &\text{y} \\ \Delta h_{1-2} &= \int_{T_1}^{T_2} c_p(T) dT \end{aligned}$$

Sobre cambios de temperatura pequeños ($\Delta T \approx 200K$) se asume que c_p y c_v son constantes.

Además, existe un amplio rango sobre el cual los calores específicos no varían significativamente con respecto a temperatura.

Es a menudo útil tratarlas como constantes:

$$\begin{aligned} du &= c_v dT \\ u_2 - u_1 &= c_v (T_2 - T_1) \end{aligned}$$

Y:

$$\begin{aligned} dh &= c_p dT \\ h_2 - h_1 &= c_p (T_2 - T_1) \end{aligned}$$

Estas ecuaciones son útiles para calcular las diferencias de energía interna o las diferencias de la entalpía, pero se debe tener claro que su formulación es solamente si el calor específico es constante.

Podemos relacionar los calores específicos de un gas ideal a la constante de gas real como sigue. Escribimos la primera ley en términos de energía interna:

$$\delta q = du + dW$$

Y asumimos un proceso reversible que escribimos en términos de la entalpía:

$$\delta q = du + v dP$$

Igualando las dos primera expresiones de arriba y suponiendo un gas ideal obtenemos que:

$$c_p dT - v dP = c_v dT + P dv$$

que al combinar términos obtenemos:

$$(c_p - c_v) dT = d(P v)$$

tal que:

$$(c_p - c_v) = d(P v) / dT$$

Ya que de la ecuación de estado tenemos $P v = RT$, podemos escribir:

$$c_p - c_v = R$$

o bien de kmol de gas:

$$C_p - C_v = R$$

Una expresión que se utiliza comúnmente es la razón entre los calores específicos y que se defina como:

$$\gamma = c_p / c_v$$

En general para las sustancias u y h dependen de la presión así como de la temperatura, y las relaciones antedichas no son aplicables.

A este respecto, el gas ideal es un modelo muy especial.

En resumen, los calores específicos son una propiedad termodinámica y se pueden utilizar aunque los procesos no sean a presión constante o volumen constante.

Las relaciones simples entre los cambios en energía (o entalpía) y la temperatura son una consecuencia del comportamiento para un gas ideal que pacíficamente depende solamente de la temperatura, y no son verdades para unas sustancias más complejas.

2.13 PROCESOS ADIABÁTICO REVERSIBLES PARA UN GAS IDEAL

De la primera ley con $Q = 0$, $du = c_v dT$ y $W_{rev} = P dv$:

$$du + P dv = 0$$

Y usando la definición de entalpía:

$$dh = (du + P dv) + v dP$$

Los términos entre paréntesis son cero para un proceso adiabático, así que:

$$\begin{aligned} \gamma c_v dT &= -\gamma P dv \\ c_p dT &= v dP \end{aligned}$$

Combinando las ecuaciones antedichas obtenemos:

$$-\gamma P dv = v dP \text{ o bien } -\gamma dv/v = dP/P$$

y al integrar entre los estados 1 y 2 obtenemos:

$$-\gamma \ln(v_2/v_1) = \ln(P_2/P_1)$$

o de manera equivalente:

$$P_2 v_2^\gamma / P_1 v_1^\gamma = 1$$

Podemos sustituir para P o v en el resultado anterior usando la ley de gas ideal y mostrar que:

$$P_2/P_1 = (T_2/T_1)^{\gamma/(\gamma-1)} \text{ y } T_2/T_1 = (v_2/v_1)^{\gamma-1}$$

Utilizaremos las ecuaciones desarrolladas para relacionar la presión y la temperatura una con otra en procesos adiabáticos cuasiestáticos (por ejemplo, este tipo de proceso es una idealización de lo que sucede en compresores y turbinas).

ACTIVIDADES

1. Considere un diagrama $P-v$ para un sistema cerrado. Describa las trayectorias o rutas que el sistema seguirá si:

Se expande desde un volumen v_1 hasta un volumen v_2 para proceso isotérmico, un proceso cuasi estático y un proceso adiabático.

2. ¿Para qué proceso el sistema realiza más trabajo?

3. ¿Para qué proceso hay intercambio de calor? ¿Se agrega o se quita?
4. ¿Es el estado final del sistema el mismo después de cada proceso?
5. Obtenga las expresiones para el trabajo realizado por el sistema para cada uno de los procesos antedichos.

2.14 VOLUMEN DE CONTROL

Las leyes termodinámicas (así como las leyes de Newton) son utilizadas para un sistema, una cantidad específica de materia.

Más aún, en problemas de propulsión y generación de potencia, estamos interesados en qué sucede en un volumen dado, por ejemplo en un motor de cohete o un motor de jet a través de los cuales se tiene una cierta razón de flujo másico.

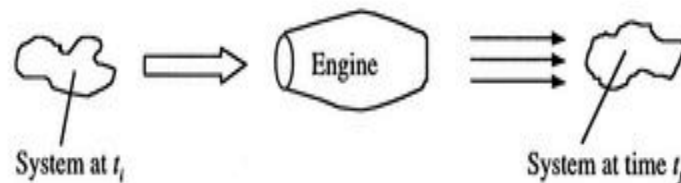
Podemos también estar interesados en el intercambio de calor y trabajo que entra o sale del sistema.

Por tal razón, la forma del volumen del control del sistema para plantear las ecuaciones gobernantes resulta de gran importancia.

Una representación esquemática de un volumen de control que pasa a través de una turbina se muestra en la figura.

Más que observar una partícula de la masa que se mueve a través de la turbina, resulta más conveniente observar el volumen ocupado por la turbina y definir este como volumen de control.

Una vez especificada la forma del volumen de control se establecen las leyes termodinámicas, como se muestra en las siguientes secciones:



Volumen de control y sistema para flujo que pasa a través de un dispositivo de propulsión.

2.15 CONSERVACIÓN DE LA MASA

Para el volumen del control mostrado, la razón del cambio de masa dentro del volumen está dada por la diferencia entre el flujo másico de entrada y el flujo másico de salida.

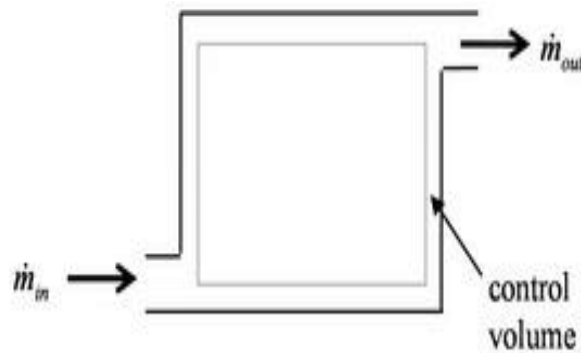
Para un único flujo que entra al volumen de control y un único flujo de salida podemos escribir:

$$Dm_{vc} / dt = \dot{m}_{in} - \dot{m}_{out}$$

Si la masa dentro del volumen de control cambia con el tiempo es porque se agrega o se quita una cierta cantidad de masa.

En el caso especial de un flujo constante $d/dt = 0$, por lo tanto:

$$\dot{m}_{in} - \dot{m}_{out} = 0$$



Volumen de control para reconocer el flujo másico.

2.16 CONSERVACIÓN DE LA ENERGÍA

La primera ley de la termodinámica se puede escribir como una razón de cambio con respecto al tiempo, esto es:

$$dE / dt = \dot{Q} - \dot{W}$$

Donde:

$$\dot{Q} = \lim_{dt \rightarrow 0} \delta Q / dt$$

Es la razón de transferencia de calor total del sistema y:

$$\dot{W} = \lim_{dt \rightarrow 0} \mu \delta W / dt$$

Es la razón de transferencia de trabajo total hecho por el sistema.

Para obtener la primera ley como una ecuación de la razón de cambio con respecto al tiempo en un volumen del control procedemos como con la ecuación conservación de masa.

La idea física es que cualquier razón de cambio de energía en el volumen del control se debe al flujo de energía que entra o sale del volumen de control.

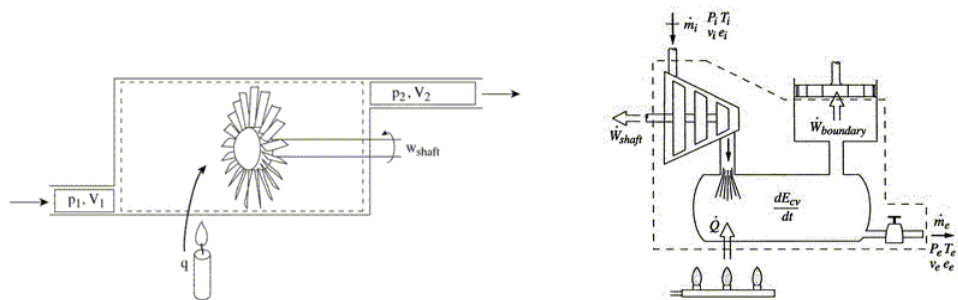
La transferencia de calor y el trabajo están ya incluidos y cualquier otra contribución se debe únicamente al flujo másico de entrada salida que lleva energía con él.

La siguiente figura muestra dos diagramas de esta idea.

Así, la expresión que describe la razón del cambio de energía en el volumen de control es:

(Razón del cambio de energía en el V.C.) =

$$\begin{aligned} & (\text{Razón de calor agregado al V.C.}) \\ & - (\text{Razón de trabajo realizado}) \\ & + (\text{Razón de flujo de energía que entra al V.C.}) \\ & - (\text{Razón de flujo de energía que sale del V.C.}) \end{aligned}$$



Esquemas de volumen de control para la ecuación de la energía.

El fluido que entra y sale presenta una cantidad de energía por unidad de masa dado por:

$$e = u + c^2/2 + gz$$

Donde c es la velocidad del fluido relativa a un sistema de coordenadas, g es la gravedad y z la altura. Cabe mencionar que se ha despreciado la energía química en el flujo.

Además, siempre que el líquido entre o salga del volumen del control hay un término de trabajo asociado con la entrada o la salida.

El flujo másico $\dot{m}_e$ que sale empuja los alrededores del mismo flujo, haciendo trabajo sobre el medio.

El flujo másico que entra $\dot{m}_i$ es empujado hacia el volumen de control por lo que recibe trabajo de los alrededores.

La razón del trabajo a la salida está dado por el producto de la presión y la razón a del flujo de salida, esto es:

$$dW_{\text{flujo}} = P v dm_e$$

Al incluir todos los posibles flujos de energía (calor, trabajo a través de un eje (shaft work), trabajo cortante (shear work), trabajo por un pistón (piston work)), la primera ley la podemos escribir como:

$$D/dt E_{\text{vc}} = \dot{Q}_{\text{vc}} + \dot{W}_{\text{shaft}} + \dot{W}_{\text{shear}} + \dot{W}_{\text{piston}} + \dot{W}_{\text{flujo}} + \dot{m} \left(u + \frac{c^2}{2} + gz \right)$$

Donde P incluye los signos asociados con la dirección del flujo de energía.

Recordemos la convención de signos, cuando se agrega calor al sistema entonces asociamos a éste un signo positivo, si se extrae calor o trabajo desde el sistema entonces el signo es negativo.

Observe que esto es consistente con $\Delta E = Q - W$, donde W es realizado por el sistema hacia el ambiente, así que el trabajo se dirige hacia afuera del sistema.

Para obtener la entalpía podemos combinar la energía interna específica u , en e y el término de flujo de trabajo específico, $P v$, tal que la energía total asociada al flujo másico es:

$$e - P v = u + \frac{c^2}{2} + gz + P v = h + \frac{c^2}{2} + gz = h_o$$

Donde h_o es denominada como entalpía.

Así, la primera ley se puede escribir como:

$$D/dt E_{\text{vc}} = \dot{Q}_{\text{vc}} + \dot{W}_{\text{shaft}} + \dot{W}_{\text{shear}} + \dot{W}_{\text{piston}} + \dot{m} h_o$$

Para las aplicaciones de este curso, no consideraremos el trabajo cortante (shear work) ni el trabajo por un pistón (psiton work), así que podemos escribir:

$$dE_{vc}/dt = \dot{Q}_{vc} - \dot{W}_{shaf t} + \dot{m}_i \mu_{hi} + c_{2i}^2/2 + g z_i - \dot{m}_e \mu_{he} + c_{2e}^2/2 + g z_e$$

Observe como el uso de la entalpía ha simplificado la razón del término del trabajo.

Al escribir la ecuación para el volumen del control hemos considerado solamente un solo caudal que entraba y una que sale, pero esto se podría generalizar para cualquier número de entradas y salidas.

En el caso especial de un flujo en estado estacionario:

$$d/dt = 0 \text{ y } \dot{m}_{in} - \dot{m}_{out} = \dot{m}$$

Así, la ecuación de la energía para flujo estacionario es:

$$\dot{Q}_{vc} - \dot{W}_{vc} = \dot{m} \left[\mu_{he} + c_{2e}^2/2 + g z_e - \mu_{hi} + c_{2i}^2/2 + g z_i \right]$$

La cual tiene unidades de potencia en Joules por segundo. Al dividir por el flujo másico:

$$q_{vc} - w_{vc} = \mu_{he} + c_{2e}^2/2 + g z_e - \mu_{hi} + c_{2i}^2/2 + g z_i$$

La cual presenta unidades de Joules por segundo por kilogramo.

ACTIVIDADES

1. Describa que se entiende y cómo se distinguen trabajo por un eje (shaft work), trabajo cortante (shear work), trabajo por un pistón (psiton work).
2. ¿Que se un volumen de control?
3. De ejemplos de volumen de control fijo, volumen de control que se desplaza con respecto a un marco de referencia y volumen de control deformable.

2.17 TEMPERATURA DE ESTANCAMIENTO Y ENTALPÍA DE ESTANCAMIENTO

Supongamos un volumen de control que incluye un conjunto de líneas de corriente que describen el flujo de fluido en la nariz de un objeto puntiagudo como el que se muestra en la figura.

Las líneas de corriente son permanentes, así que no existe ningún trabajo externo realizado por el flujo de fluido líquido pues fluye.

Si no hay tampoco calor transferido al flujo (adiabático), entonces la ecuación de energía del flujo estacionario es:

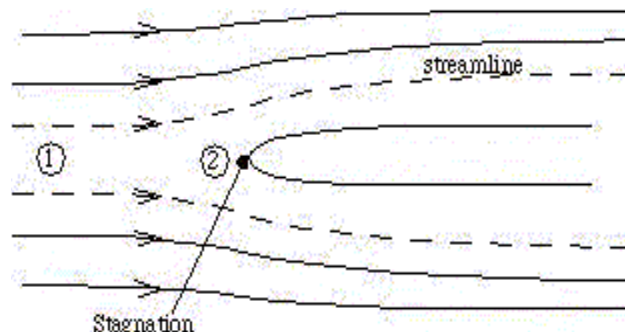
$$c_p T_2 + c_2^2 / 2 = c_p T_1 + c_1^2 / 2$$

O bien :

$$T_2 + c_2^2 / 2c_p = T_1 + c_1^2 / 2c_p$$

La cantidad que se conserva se define como la temperatura de estancamiento tal que:

$$T_t = T + c^2 / 2c_p$$



Líneas de flujo y región de estancamiento. Un volumen de control se puede especificar entre las líneas punteadas y los puntos 1 y 2.

Con base en la relación de los calores específicos γ y la velocidad del sonido $a = \sqrt{\gamma RT}$ podemos escribir:

$$T_t / T = 1 + \gamma - 1/2 M^2$$

Donde $M = c/a$ es el número de Mach. La temperatura de estancamiento es la temperatura que el líquido alcanzaría si la velocidad del fluido fuera llevada a cero por un proceso adiabático permanente sin trabajo externo.

Observamos que para cualquier flujo estacionario y adiabático sin trabajo externo, la temperatura del estancamiento es constante.

Es también conveniente definir la entalpía de estancamiento:

$$h_t = c_p T + c^2 / 2$$

Con la cual es posible escribir la ecuación de la energía de una manera más simple como:

$$q_{1-2} - w_{s,1-2} = h_{t2} - h_{t1}$$

Note que para un proceso cuasi estático adiabático:

$$T_1/T_2 = (P_1/P_2)^{(\gamma-1)/\gamma}$$

Así que es fácil deducir que:

$$T_t/T = (P_t/P)^{(\gamma-1)/\gamma}$$

Y definimos la relación que existe entre la presión de estancamiento y la presión estática como:

$$P_t/P = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{\gamma/(\gamma-1)}$$

Donde la presión de estancamiento es la que alcanzaría el flujo si la velocidad es llevada a cabo mediante un proceso cuasi estático, adiabático, permanente y sin transferencia de trabajo.

2.18 EJEMPLO DE UNA TURBINA DE GAS

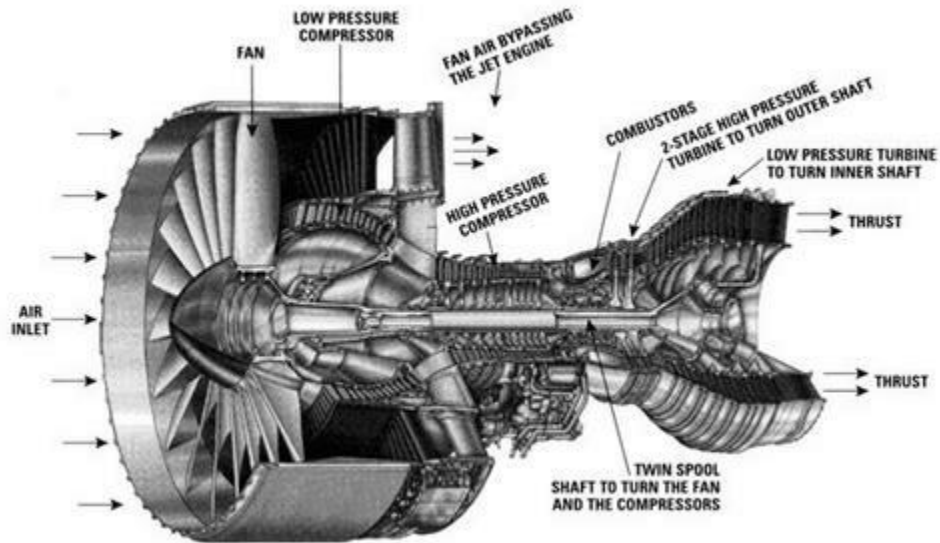
Consideremos por ejemplo la turbina que se muestra en la siguiente figura.

La turbina está diseñada para producir cerca de 84.000 libras-fuerza de empuje en el despegue. La turbina es de doble tobera como se muestra en la figura.

Los alabes y el compresor de presión baja se mantiene en operación por la turbina de presión baja.

El compresor de alta presión se mantiene en operación por la turbina de alta presión.

Deseamos encontrar el trabajo total del eje necesario para mantener en operación el sistema de compresión.



Turbina Pratt and Whitney 4084.

π_f = razón de presión total a través de los alabes

π_c = razón de presión total a través de los alabes + el compresor

$\dot{m} \cdot a_n = 610 \text{ kg s}^{-1}$

$\dot{m}_{\text{core}} = 120 \text{ kg s}^{-1}$

$T_{\text{inlet}} = 300\text{K}$

Definimos nuestro volumen del control para abarcar el sistema desde la parte frontal de los alabes hasta el compresor de alta presión con el eje de transmisión que pasa a través del volumen de control. Si suponemos que la transferencia de calor debido al flujo de gas es despreciable, escribimos la primera ley (ecuación de la energía del flujo constante) como:

$$-\dot{W}_s = \dot{m} (h_{t2} - h_{t1})$$

En este problema debemos considerar dos flujos, el flujo en los alabes $\dot{m}_f$ y el flujo interior de la turbina $\dot{m}_{\text{core}}$:

$$\begin{aligned} -\dot{W}_s &= \dot{m}_f a_n \Delta h_{t,f} + \dot{m}_{\text{core}} \Delta h_{t,\text{core}} \\ &= \dot{m}_f a_n c_p \Delta T_{t,f} + \dot{m}_{\text{core}} \Delta T_{t,\text{core}} \end{aligned}$$

Obtenemos el cambio de temperatura suponiendo un proceso de compresión cuasi estático y adiabático tal que:

$$T_2 / T_1 = (\mu P_2 / P_1)^{1/\gamma}$$

Entonces, podemos conocer:

$$\mu T_{t,2} / T_{t,1}^{\pi_f} = \pi_f^{1/\gamma} = 1.1 \Rightarrow \Delta T_{t,f} = 30\text{K}$$

$$\mu T_{t,2} / T_{t,1} \eta_{\text{core}} = \pi \gamma^{-1} / \gamma_{\text{core}} = 1.1 \Rightarrow \Delta T_{t,\text{core}} = 600\text{K}$$

Sustituyendo dichos valores en la ecuación antedicha, junto con el valor de c_p , obtenemos que:

$$-\dot{W}_s = \dot{m} c_p (T_{t,2} - T_{t,1}) = 120 \text{ kg s}^{-1} (1008 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1} (30\text{K}) + 1008 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1} (600 \text{ K})) = 91 \times 10^6 \text{ J s}^{-1}$$

$\dot{W}_s = -91\text{MW}$ el signo negativo implica trabajo realizado sobre el fluido.

Observe que $1 \text{ hp} = 745\text{W}$. Si un motor de automóvil tienen aproximadamente $110 \text{ hp} = 8.2 \times 10^4\text{W}$, entonces la energía necesaria para operar el compresor es equivalente a la producida por 1,100 automóviles.

1. ¿Cuál es la convención para trabajo y calor en la primera ley?

El calor es positivo si se otorga al sistema. El trabajo es positivo si este es hecho o realizado por el sistema.

2. ¿Cuándo ocurre que $E \rightarrow U$?

Cuando los cambios de otros tipos de energía (cinética, potencial, tensión, etc.) se pueden despreciar comparados con los cambios en la energía interna, entonces se tiene como una buena aproximación utilizar ΔU como representación del cambio total de energía en el sistema.

3. ¿Por qué en el llenado de un tanque la temperatura final en el tanque es mayor que la temperatura inicial?

Ya que se realiza trabajo sobre el sistema y por tanto cambia la energía interna.

4. ¿Cuando la entalpía inicial es la misma que la entalpía final?

Las entalpías de estancamiento iniciales y finales son iguales si el flujo es estacionario y si no hay trabajo neto a través de un eje y transferencia de calor. Si el cambio en la energía cinética es despreciable, la entalpía inicial y final son la misma.

5. ¿Qué es trabajo de eje (shaft work)?

Existen varios:

Hay varias forma en un proceso que producen (o absorbe) trabajo de eje o trabajo hecho por una flecha.

Primero, todo lo concerniente al proceso es visto en un volumen de control, más que una masa de control.

Segundo, es necesario que haya un eje o dispositivo equivalente que sea identificado como el que transfiere el trabajo.

Tercero, el trabajo de eje es Tercero, el trabajo de eje se encuentra en la frontera del sistema y es el flujo de trabajo hecho o recibido por el sistema por los flujos de entrada y salida.

6. ¿Qué distingue el trabajo de eje de otros trabajos?

El término trabajo de eje implica utilizar la aproximación del volumen de control.

Como lo hemos definido, el trabajo de eje es todo aquel trabajo asociado con trabajo del flujo (trabajo hecho por las fuerzas de presión).

El significado general de este tipo de trabajo es el que realiza una maquinaria rotatoria, que llevada por un eje el trabajo hacia al mundo exterior afuera del volumen del control.

Podría también haber trabajo por la fuerza en la presión, trabajo realizado por esfuerzos cortantes en las fronteras del volumen de control, pero este rara vez es importante si la frontera del control es normal a la dirección del flujo.

Si consideramos un sistema (una masa de identidad fija, digamos una burbuja del gas) atravesando algún dispositivo, despreciando los efectos de flotación, el único modo del trabajo sería el trabajo para comprimir la burbuja.

Esto sería cierto inclusive si la burbuja pasa a través de una turbina o un compresor.

7. ¿Qué es un volumen de control?

Un volumen de control es un confinamiento que separa una cantidad de materia de sus alrededores o medio ambiente y nos permite definir un sistema termodinámico.

El confinamiento no necesariamente tiene que coincidir con una frontera sólida como las paredes del dispositivo.

Sólo se requiere que el confinamiento forme una superficie cerrada y dicha superficie se trata matemáticamente ya que no contiene materia ni volumen.

El volumen de control puede tener movimiento inclusive ser deformable. Una vez definido el volumen de control podemos suponer características que definen sistemas aislados, cerrados o abiertos con fronteras adiabáticas (que no permiten

la interacción mediante efectos no mecánicos como calor) o fronteras diatérmicas (que son aquellas que no son adiabáticas).

8. ¿Cuál es la diferencia entre entalpía y entalpía de estancamiento?}

Como hemos visto la entalpía de un gas se define como:

$$h = u + P v = u + p/\rho$$

y representa tanto la energía interna del estado del sistema como el trabajo hecho en el gas para establecerlo a cierta presión y densidad. La entalpía de estancamiento de un gas se define como:

$$h_t = h + c^2/2$$

y esta cuantifica tanto la entalpía como la energía cinética del gas a ese estado.

2.19 TEMPERATURA CRÍTICA Y PRESIÓN CRÍTICA

La manera obvia de cambiar a un gas en un líquido es enfriarlo a una temperatura por debajo de su punto de ebullición.

Hay otra manera de condensar un gas para formar un líquido, sin embargo, implica aumentar la presión en el gas.

Los líquidos hierven a la temperatura a la cual la presión del vapor es igual a la presión del líquido con sus alrededores.

Elevar la presión en un gas por lo tanto aumenta con eficacia el punto de ebullición del líquido.

Suponga que tenemos vapor de agua (o vapor) en un envase cerrado a 120°C y 1 atmósfera de presión.

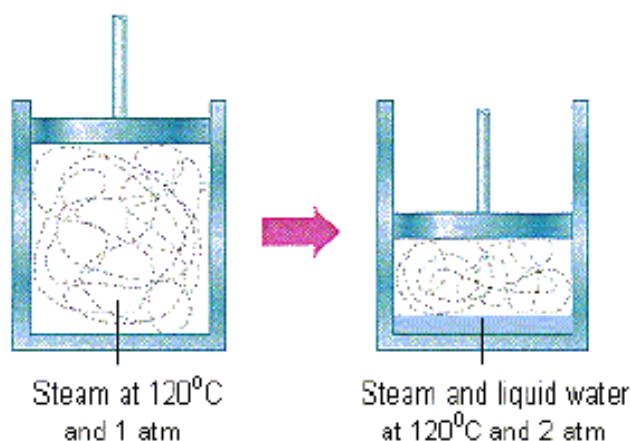
Puesto que la temperatura del sistema está sobre el punto de ebullición del agua, no hay razón para que el vapor condense para formar un líquido.

Nada sucede hasta que comprimimos lentamente el envase de tal modo que se eleva la presión del gas hasta que la presión alcanza 2 atmósferas.

En este punto, el sistema está en el punto de ebullición en el que hierve el agua y algo del gas se condensará para formar un líquido.

Tan pronto como la presión en el gas exceda 2 atmósferas, la presión del vapor del agua a 120°C no es lo bastante grande para que el líquido hierva.

El gas por lo tanto condensa para formar un líquido, como se indica en la figura siguiente.



Mezcla saturada líquido-vapor.

En teoría, deberíamos poder predecir la presión a la cual un gas condensa a una temperatura dada consultando un diagrama de presión del vapor contra temperatura.

En la práctica, cada compuesto tiene una temperatura crítica (T_c).

Si la temperatura del gas está sobre la temperatura crítica, el gas no se puede condensar, sin importar la presión aplicada.

La existencia de una temperatura crítica fue descubierta por Thomas Andrews en 1869 mientras que estudiaba el efecto de la temperatura y de la presión en el comportamiento del bióxido de carbono.

Andrews encontró que él podría condensar el gas del CO_2 en un líquido elevando la presión en el gas, mientras él mantuvo la temperatura por debajo de 31.0°C . A esta temperatura se requiere de una presión de 72.85 atmósferas para licuefacer el gas de CO_2 .

Andrews encontró que era imposible convertir gas de CO_2 en líquido por encima de esta temperatura, no importaba que tanta presión se aplicara.

Los gases no se pueden licuefacer a temperaturas por encima de la temperatura crítica porque en este punto las características de los gases y de los líquidos son las mismas, y no hay base sobre la cual distinguir entre los gases y los líquidos.

La presión del vapor de un líquido a la temperatura crítica se llama la presión crítica (P_c).

La presión del vapor de un líquido nunca es más grande que esta presión crítica.

Las temperaturas críticas, las presiones críticas, y los puntos ebullición de varios gases se escriben en la tabla 1.

Hay una correlación obvia entre la temperatura crítica y el punto de ebullición de estos gases. Estas propiedades están relacionadas porque ambas son medidas indirectas de la fuerza de atracción entre las partículas en la fase gaseosa.

Los valores experimentales de la temperatura y de la presión crítica de una sustancia se pueden calcular al utilizar las constantes de a y de b en la ecuación de Van der Waals:

$$\left(\mu P + \frac{a n^2}{V^2}\right)(V - nb) = nRT$$

Donde las constantes a y b se pueden calcular a partir de sus puntos críticos de temperatura y presión (ver problema).

Gas	T _c (°C)	P _c (°atm)	P. de Ebullición (°C)
He	-267.96	2.261	-268.94
H ₂	-240.17	12.77	-252.76
Ne	-228.71	26.86	-246.1
N ₂	-146.89	33.54	-195.81
CO	-140.23	34.53	-191.49
Ar	-122.44	48.00	-185.87
O ₂	-118.38	50.14	-182.96
CH ₄	-82.6	45.44	-161.49
CO ₂	31.04	72.85	-78.44
NH ₃	132.4	111.3	-33.42
Cl ₂	144.0	78.1	-34.03

Tabla 1: Temperatura y presión crítica y punto de ebullición de gases comunes.

2):

$$a = \frac{27R^2T_c^2}{64P_c}$$

$$b = \frac{RT_c}{8P_c}$$

2.20 DIAGRAMAS DE FASE

En la siguiente figura se muestra un ejemplo de un diagrama de fase, que resume el efecto de la temperatura y de la presión en una sustancia en un recipiente cerrado.

Cada punto en este diagrama representa una combinación posible de la temperatura y de la presión para el sistema.

El diagrama se divide en tres áreas, que representan los estados sólidos, líquidos, y gaseosos de la sustancia.

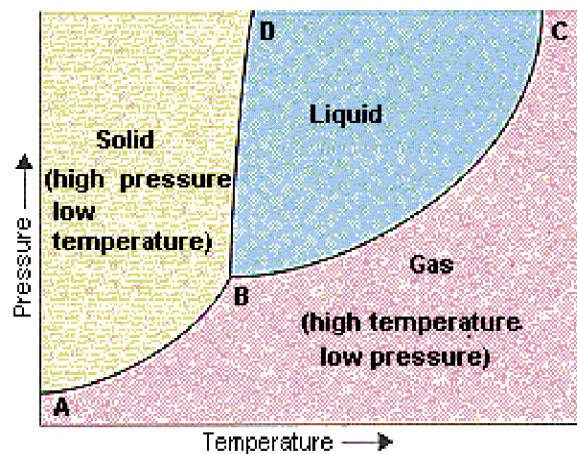


Diagrama de fase.

La mejor manera de recordar qué área corresponde a cada uno de estos estados es recordar las condiciones de temperatura y de presión que son más probables de ser asociados a un sólido, a un líquido, y a un gas.

Las bajas temperaturas y las altas presiones favorecen la formación de un sólido. Los gases, por otra parte, son más probables de ser encontrados a altas temperaturas y presiones bajas. Los líquidos se mantienen entre estos extremos.

Podemos por lo tanto probar si se ha etiquetado correctamente un diagrama de fase dibujando una línea de izquierda a derecha a través de la parte más alta del diagrama, que corresponde a un aumento en la temperatura del sistema a presión constante.

Cuando un sólido se calienta a presión constante, se derrite para formar un líquido, que hierve eventualmente para formar un gas.

Los diagramas de fase se pueden utilizar en varias maneras.

Podemos centrarnos en las regiones separadas por las líneas en estos diagramas, y conseguimos una cierta idea de las condiciones de temperatura y de presión que son más probables para producir un gas, un líquido, o un sólido.

Podemos también centrarnos en las líneas que dividen el diagrama en los estados, que representan las combinaciones de la temperatura y de la presión en las cuales se tienen estados en equilibrio.

Los puntos a lo largo de la línea que conecta A y B en el diagrama de fase en la figura 21 representan todas las combinaciones de temperatura y de presión a las cuales el sólido está en equilibrio con el gas.

A estas temperaturas y presiones, la tasa a la cual el sólido sublima para formar un gas es igual a la tasa a la cual el gas condensa para formar un sólido.

- A lo largo de línea AB: Razón a la que el sólido sublima para formar un gas = razón a la que un gas se condensa para formar un sólido.

La línea entre los puntos B y C es idéntica con el diagrama de la dependencia de la temperatura a la presión del vapor del líquido.

Contiene todas las combinaciones de temperatura y de presión a las cuáles el líquido hierve.

En cada punto a lo largo de esta línea, el líquido hierve para formar un gas y el gas condensa para formar un líquido.

- A lo largo de la línea BC: Razón a la cual un líquido hierve para formar un gas = razón a la cual un gas condensa para formar un líquido.

La línea entre los puntos B y D contiene las combinaciones de temperatura y de presión a las cuáles el sólido y el líquido están en equilibrio.

En cada punto a lo largo de esta línea, el sólido se derrite en la misma razón con la cual el líquido se congela.

- A lo largo de línea de BD: Razón en la cual un sólido se funde para formar un líquido = razón a la cual un líquido se congela para formar un sólido.

La línea de BD es casi vertical porque el punto de fusión de un sólido no es muy sensible a los cambios en la presión.

Para la mayoría de los compuestos, esta línea presenta una pendiente positiva pequeña.

Debe tenerse en mente que la pendiente de esta línea es levemente negativa para el caso particular del agua.

Consecuentemente, el agua se puede derretir a temperaturas cercanas a su punto de congelación cuando está sujeta a presión.

La facilidad con la cual los patinadores del hielo se deslizan a través de un lago congelado se puede explicar por el hecho de que la presión ejercida por sus patines derrite una porción pequeña del hielo y se forma una superficie líquida entre el hielo y sus patines.

El punto B en este diagrama de fase representa la única combinación de temperatura y de presión a la cual una sustancia pura puede existir simultáneamente como un sólido, un líquido, y gas.

Por lo tanto se llama el punto triple de la sustancia, y se representa por un único punto en el diagrama de fase en el cual los tres estados están en equilibrio.

El punto C es el punto crítico de la sustancia, que es la temperatura y la presión más altas a la cual un gas y un líquido pueden coexistir en el equilibrio.

También se muestra que sucede cuando dibujamos una línea horizontal a través de un diagrama de fase a una presión de exactamente de 1 atmósfera.

Esta línea cruza la línea entre los puntos B y D en el punto de fusión de la sustancia porque los sólidos derriten normalmente a la temperatura a la cual el sólido y el líquido están en equilibrio a la presión de una atmósfera.

La línea cruza la línea entre los puntos B y C en el punto de ebullición de la sustancia porque en este punto el líquido y el gas están en equilibrio.

2.21 LA PRIMERA LEY APLICADA A LOS CICLOS EN INGENIERÍA TERMODINÁMICA

En las siguientes secciones nos dedicamos a describir los fundamentos de varias máquinas térmicas.

Una máquina térmica es un dispositivo que utiliza calor para producir trabajo, o bien, utiliza trabajo para remover calor de un espacio a otro.

Los refrigeradores, los motores de combustión interna (los de automóvil), y los motores de jet son todas máquinas térmicas.

Modelaremos estas máquinas térmicas como ciclos termodinámicos y aplicaremos la primera ley de la termodinámica para estimar la eficiencia térmica y el trabajo realizado en función de las presiones y temperaturas en diferentes puntos del ciclo.

A esto se le denomina análisis del ciclo ideal. Las estimaciones que obtenemos de dicho análisis representan el mejor funcionamiento realizable y que se puede obtener de una máquina térmica.

En máquinas reales el funcionamiento será menor que las estimaciones obtenidas bajo el análisis del ciclo ideal.

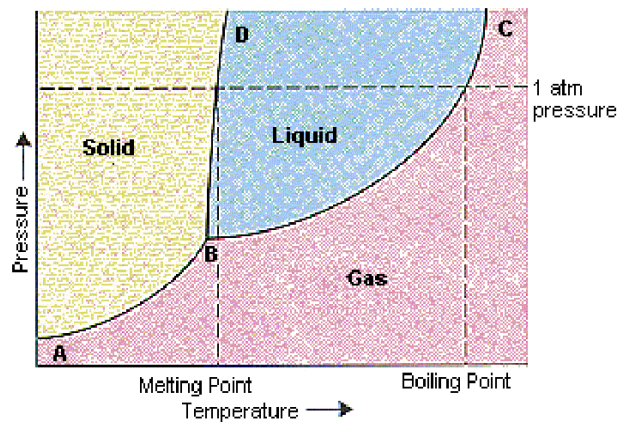


Diagrama de fase a una atmósfera de presión.

Nuestros análisis utilizarán el “ciclo aire-estándar,” que es una aproximación al comportamiento real del ciclo.

Específicamente, hacemos las simplificaciones siguientes:

El aire es el fluido de funcionamiento (la presencia de los productos de la combustión y el combustible son despreciables).

La combustión se representa por la transferencia de calor de una fuente de calor externa.

El ciclo se completa por la transferencia de calor hacia los alrededores.

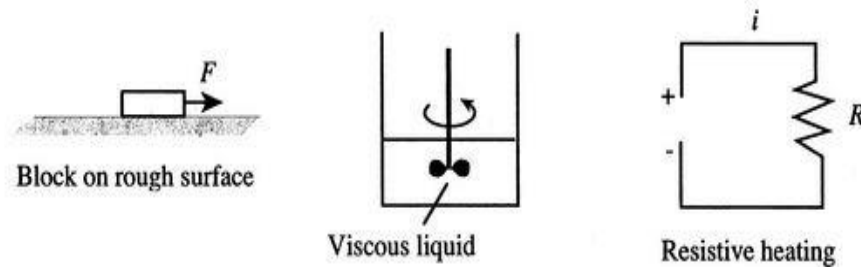
Todos los procesos son internamente reversibles, ya que el aire es un gas perfecto con calor específico constante.

2.22 ALGUNAS PROPIEDADES DE LOS CICLOS EN INGENIERÍA; TRABAJO Y EFICIENCIA

Como preparación para nuestra discusión de ciclos (y como breve introducción de la segunda ley), examinamos dos tipos de procesos que se refieren a interacciones entre el calor y el trabajo.

El primer de éstos representa la conversión del trabajo en calor. El segundo, que es mucho más útil, se refiere a la conversión del calor en trabajo.

La pregunta es ¿qué tan eficiente pueden ser la conversión de energía para los dos casos antedichos?



Ejemplos de conversión de trabajo a calor.

En la figura anterior se muestran tres ejemplos del primer proceso, transformación de trabajo en calor.

El primer caso muestra un bloque es que arrastrado sobre una superficie horizontal áspera por una fuerza y esta hace que se mueva el bloque una cierta distancia.

Es claro que la fricción se opone a la fuerza que lo arrastra. Después de que la fuerza que jala el bloque desaparece, la fricción también desaparece.

Entonces no existe energía cinética y se tiene la misma energía potencial que se tenía al comienzo.

Si midiéramos la temperatura del bloque y de la superficie encontraríamos que la temperatura se incremento debido al arrastre del bloque sobre la superficie rugosa.

El trabajo realizado para mover el bloque se ha convertido totalmente al calor.

El segundo ejemplo se refiere a agitar un líquido viscoso.

Hay trabajo asociado con el torque transferido por la rotación del eje cuando la agitación se detiene, el fluido llega al reposo y no hay cambio en la energía cinética o potencial con respecto al estado inicial, sin embargo, el fluido y las paletas de agitación se encuentran con mayor temperatura que al inicio.

El ejemplo final es el paso de una corriente por una resistencia.

Éste es el caso de trabajo eléctrico que se transforme en calor, como ocurre en la operación de un calentador eléctrico.

Todos los ejemplos anteriores tienen una conversión del 100% de trabajo en calor.

Esta conversión del 100% puede llevarse a cabo sin límite mientras se provea de trabajo al sistema, pero ¿Esto también ocurre para la conversión del calor en trabajo?, es decir, ¿Es posible transformar el 100% del calor en trabajo?

Para contestar la pregunta anterior, necesitamos tener cierta base para juzgar si el trabajo se realizó en un proceso dado.

Una forma para hacer esto es preguntar si podemos construir o hacer, de alguna manera, que el proceso pueda permitirnos levantar un peso en un campo gravitacional.

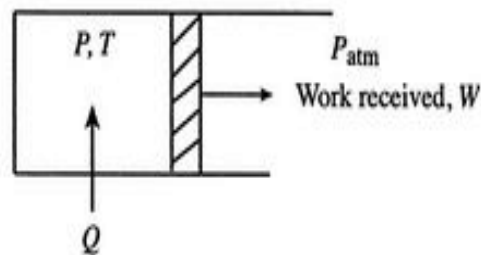
Si es así, podemos decir que se ha realizado trabajo. A veces puede ser difícil hacer el acoplamiento entre un proceso termodinámico complicado y levantar simplemente un peso, pero esto es una prueba rigurosa para la existencia de trabajo.

Un ejemplo de un proceso en el cual el calor se transforma en trabajo es la expansión isotérmica (a temperatura constante) de un gas ideal, como se muestra en la figura siguiente.

El sistema es un gas dentro de una cámara. Mientras que el gas se expande, el pistón realiza trabajo en algún dispositivo externo.

Para un gas ideal, la energía interna es únicamente función de la temperatura, de modo que si la temperatura es constante para un cierto proceso el cambio de la energía interna será cero.

Para mantener la temperatura constante durante la extensión, se debe proveer calor ya que $\Delta U = 0$ la primera ley toma la forma $Q = W$. Este es un proceso que tiene conversión 100% del calor en trabajo.



Expansión Isotérmica.

El trabajo realizado por el sistema está dado por:

$$W = \int P \, dV$$

Donde 1 y 2 representan los dos estados, al principio y al final del proceso. A partir de la ecuación de estado para un gas ideal, que esta dada por:

$$P = NRT / V$$

Donde N es el número de moles del gas contenido en la cámara, podemos escribir una expresión para el trabajo de expansión isotérmica:

$$W = NRT \ln V_2 / V_1 = NRT \ln (V_2/V_1)$$

Para un proceso isotérmico, $P V = \text{cte}$, así que $P_1/P_2 = V_2/V_1$. El trabajo se puede re escribir en términos de las presiones inicial y final como:

$$W = NRT \ln (P_1/P_2)$$

La presión más baja a la cual llegará la expansión y recibir aún trabajo del sistema es la presión atmosférica.

Debajo de ésta, tendríamos que realizar trabajo sobre el sistema para continuar el desplazamiento del pistón.

Existe un límite en la cantidad de trabajo que se puede obtener de la extensión isotérmica; no podemos continuar indefinidamente.

Para un sistema de potencia o un sistema de la propulsión, sin embargo, quisiéramos una fuente de potencia continua, es decir un dispositivo que entregue potencia o propulsión mientras se agrega energía ya sea como algún tipo de combustible o bien energía solar.

Para hacer esto, necesitamos una serie de procesos donde el sistema no recorre una transición unidireccional de un estado inicial a un estado final, sino que se completa un ciclo para llegar de nuevo al estado inicial.

Que es de hecho lo que se busca en un ciclo termodinámico para el sistema.

Definimos varias cantidades para un ciclo:

QA es el calor absorbido por el sistema.

QR es el calor expelido o menado desde el sistema.

W es el trabajo neto realizado por el sistema.

El ciclo vuelve a su estado inicial, así que el cambio total de la energía ΔU , es cero. El trabajo neto hecho por el sistema se relaciona con las magnitudes del calor absorbido y expelido, tal que:

$$W_{\text{net}} = Q_A - Q_R$$

La eficacia térmica del ciclo se define como el cociente del trabajo neto realizado con respecto al calor absorbido.

(La manera coloquial de ver una eficiencia es a menudo "qué obtienes" en relación con "qué inviertes o que pagas".

Aquí lo que conseguimos es trabajo y pagamos con calor). La eficiencia térmica en términos del trabajo neto y el calor absorbido es entonces:

$$\eta_{th} = \text{Trabajo neto} / \text{Calor absorbido} = Q_A - Q_R / Q_A = 1 - Q_R / Q_A$$

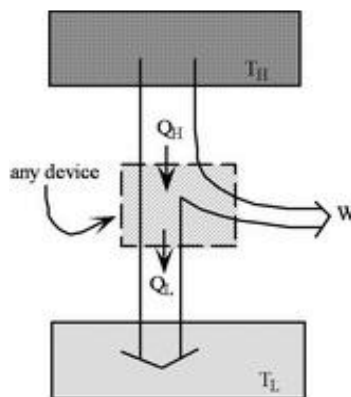
Debe quedar claro que la eficiencia térmica solamente puede ser 100% (conversión completa de calor) si $Q_R = 0$.

Surge entonces la pregunta básica en la termodinámica ¿Cuál es la eficiencia máxima para cualquier ciclo arbitrario?

Examinaremos esto para varios casos, incluyendo desde luego los ciclos de Carnot y el de Brayton (o Joule).

2.23 REPRESENTACIÓN GENERALIZADA DE CICLOS TERMODINÁMICOS

Antes de que examinemos las máquinas térmicas individuales, observamos que todas las máquinas térmicas se pueden representar generalmente como la transferencia del calor desde un depósito de alta temperatura hacia un dispositivo que realiza trabajo sobre los alrededores, seguido por una expulsión o emanación de calor del dispositivo hacia un depósito de baja temperatura como se indica en la figura:



Generalización de una máquina térmica.

2.24 EL CICLO DE CARNOT

Un ciclo de Carnot se muestra en la siguiente figura. Éste presenta cuatro procesos.

Hay dos ramas reversibles adiabáticas y dos ramas reversibles isotérmicas.

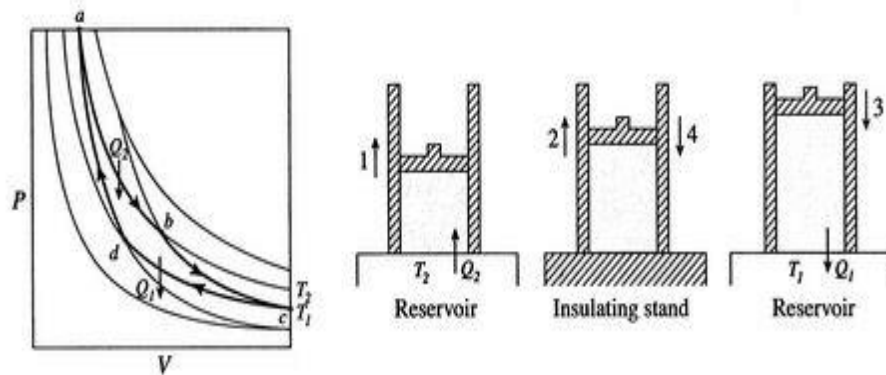
Podemos construir un ciclo de Carnot con diversos sistemas, pero los conceptos se pueden demostrar usando un fluido de trabajo familiar, el gas ideal.

El sistema se puede considerar como una cámara cerrada por un pistón que está llena de este gas ideal.

Los cuatro procesos en el ciclo de Carnot son:

1. El sistema está en la temperatura T_2 en el estado a . Éste está en contacto con un depósito del calor, que es justo una masa lo bastante grande tal que su temperatura no cambia apreciablemente cuando una cierta cantidad de calor se transfiere hacia el sistema. Es decir el depósito del calor es una fuente constante de la temperatura o reservorio del calor. El sistema entonces experimenta una extensión isotérmica de a a b , con una cantidad de calor absorbido Q_2 .

2. En el estado b , el sistema se aísla térmicamente (y se remueve del contacto con el reservorio de calor) y entonces se expande hasta c . Durante esta expansión la temperatura disminuye a T_1 . El intercambio de calor durante esta parte del ciclo es $Q_{bc} = 0$.



Ciclo de Carnot.

3. En el estado c el sistema se pone en contacto con un reservorio de calor a temperatura T_1 . Entonces el gas se comprime hasta el estado d , expeliendo calor Q_1 en el proceso.

4. Finalmente, el sistema se comprime adiabáticamente de nuevo hasta el estado inicial a El intercambio de calor $Q_{da} = 0$.

La eficacia térmica del ciclo está dada por la definición:

$$\eta_{th} = 1 - Q_R / Q_A = 1 + Q_1 / Q_2$$

En esta ecuación, hay una convención de signos implicada. Las cantidades Q_A y Q_R son definidas como las magnitudes del calor absorbido y expelido, respectivamente.

Mientras que por otro lado, las cantidades Q_1 y Q_2 se definen con referencia al calor recibido por el sistema. En este ejemplo, Q_1 es negativo y Q_2 es positivo.

El calor absorbido y rechazado por el sistema ocurre durante procesos isotérmicos y con base en sus valores descritos en las secciones anteriores escribimos:

$$Q_2 = W_{ab} = NRT_2[\ln V_b / V_a] \text{ y } Q_1 = W_{cd} = NRT_1[\ln V_d / V_c]$$

Donde Q_1 es negativo a partir de que $\ln (V_d / V_c) = - \ln (V_c / V_d)$.

Entonces la eficiencia se puede escribir en términos de los volúmenes a diferentes estados:

$$\eta = 1 + T_1 \ln (V_d / V_c) / T_2 \ln (V_b / V_a)$$

La trayectoria de el estados b hasta c y desde a hasta d es reversible y adiabática. Para un proceso adiabático reversible sabemos que $P V^\gamma = \text{cte}$. Utilizando la ecuación de estado del gas ideal, tenemos $T V^{\gamma-1} = \text{cte}$. A lo largo de curva b – c, por lo tanto, $T_2 V_c^{\gamma-1} = T_1 V_b^{\gamma-1}$. Mientras que a lo largo de la curva d – a, $T_2 V_d^{\gamma-1} = T_1 V_a^{\gamma-1}$. Así:

$$\begin{aligned} (\mu V_d / V_c)^{\gamma-1} &= (T_2 / T_1) (T_2 / T_1) (\mu V_a / V_b)^{\gamma-1} \\ (\mu V_d / V_c)^{\gamma-1} &= (\mu V_a / V_b)^{\gamma-1} \\ V_d / V_c &= V_a / V_b \end{aligned}$$

Al comparar la expresión para la eficiencia térmica con esta última relación muestra dos consecuencias. Primero, el calor recibido y expelido están relacionados con las temperaturas de las partes isotérmicas del ciclo por:

$$Q_1 / T_1 + Q_2 / T_2 = 0$$

Lo que implica que:

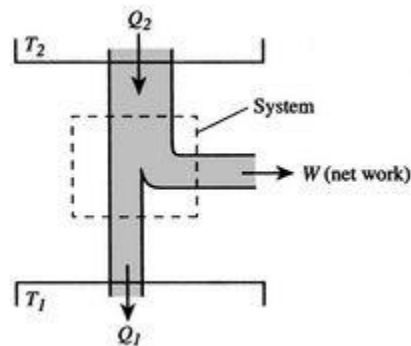
$$Q_1 / Q_2 = - T_1 / T_2$$

Segundo, la eficiencia de del ciclo de Carnot está dada de manera compacta entonces por:

$$\eta = 1 - T_1 / T_2$$

La eficiencia puede ser 100% para un ciclo solamente si la temperatura en la cual se expelle el calor es cero.

Las transferencias del calor y la producción de trabajo en un sistema se muestran esquemáticamente en la figura:



Trabajo y transferencia de calor en un ciclo de Carnot entre dos reservorios de calor donde $T_2 > T_1$.

ACTIVIDADES

1. Ya que $\eta = 1 - T_1/T_2$, si observamos el diagrama $P - V$, significa que apartar las isotermas T_1 y T_2 incrementa la eficiencia, mientras que acercarlas implica reducir la eficiencia. ¿Es verdad estos dos argumentos?
2. En el ciclo de Carnot, ¿por qué sólo se considera los cambios en el volumen y no en la presión en las adiabáticas y en las isotérmicas?
3. ¿Existe alguna aplicación física real para el ciclo de Carnot? es decir, ¿Se podría diseñar una máquina térmica real?
4. ¿Cómo determinamos cuales ciclos utilizar como modelos para procesos reales?

2.25 REFRIGERADORES Y BOMBAS DE CALOR

Hemos analizado el ciclo de Carnot aplicado a la obtención de trabajo, pero podemos también hacer que éste funcione al revés.

Así, si ahora hay trabajo neto sobre el sistema se tendrá calor neto saliendo del sistema.

Habrà una cantidad de calor Q_2 expelida en el reservorio de calor de la temperatura más alta y una cantidad de calor Q_1 absorbida en el reservorio de calor de la temperatura más baja.

El primero de estos es negativo según nuestra convención de signos y el último es entonces positivo.

El resultado es que el trabajo neto realizado en el sistema, permite al calor que se extrae de la fuente de baja temperatura sea expelido por el sistema a un reservorio de alta temperatura.

El ciclo y las transferencias de calor y de trabajo se indican en la figura. En este modo de operación el ciclo trabaja como un refrigerador o bomba de calor.

Ya que “pagamos” con el trabajo, y “conseguimos” una cantidad de calor extraída, una métrica para los dispositivos de este tipo es el coeficiente de funcionamiento (coefficient of performance, cop), definido como:

$$\text{COP} = Q_1 / -W = Q_1 / - (Q_1 + Q_2)$$

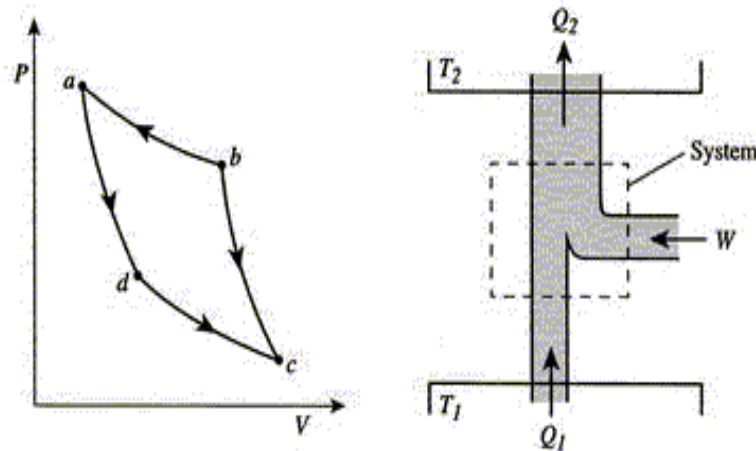
Para un ciclo de Carnot conocemos los cocientes entre calor que entra y el calor que sale cuando el ciclo está operando y ya que el ciclo es reversible, estos cocientes son iguales cuando el ciclo funciona al revés

El coeficiente de funcionamiento se da así en términos de temperaturas absolutas como:

$$\text{COP} = T_1 / T_2 - T_1$$

Y este puede ser más grande que la unidad.

Los ciclos de Carnot que han sido expuestos se basan en el comportamiento del gas ideal. La eficiencia del ciclo de Carnot es independiente del tipo de fluido de operación como veremos posteriormente.



Operación de un refrigerador de Carnot.

2.26 ABAJO DE UNA MÁQUINA, ÍNDICE O RAZÓN DE TRABAJO POR UNIDAD DE FLUJO DE ENTALPÍA

El cociente a dimensional del trabajo realizado por unidad de tiempo (potencia) y el flujo de entalpía a través de la máquina está dado por:

$$\text{Potencia / Flujo de entalpía} = \dot{W} / \dot{m} \cdot C_p T_1 = \eta_{\text{Otto}} \cdot Q_{23} / \dot{m} \cdot C_p T_1$$

Comúnmente se desea aumentar esta cantidad, porque significa una máquina más pequeña para la misma energía.

El calor de entrada está dado por:

$$\dot{Q}_{23} = \dot{m}_f \cdot u_{el} \Delta h_{\text{fuel}}$$

Donde Δh_{fuel} es el calor de reacción, es decir, la energía liberada por unidad de masa del combustible y $\dot{m}_{\text{fuel}}$ es razón del flujo de combustible.

La potencia a dimensional se escribe entonces como:

$$\dot{W} / \dot{m} \cdot C_p T_1 = \dot{m}_f / \dot{m} \cdot u_{el} \Delta h_{\text{fuel}} / C_p T_1 \cdot 1 - 1/r^{(\gamma-1)}$$

Las cantidades de esta ecuación, evaluadas en condiciones estequiometrias son:

$$\dot{m}_f / \dot{m} \approx 1/15$$

$$\Delta h_{\text{fuel}} / C_p T_1 \approx 4 \times 10^7 / 10^3 \times 288$$

Así que podemos escribir:

$$\dot{W} / \dot{m} \cdot C_p T_1 \approx 9 \cdot 10^{-1} / r(\gamma - 1)$$

UNIDAD III

PROCESOS DE LA TERMODINÁMICA

Se dice que un sistema pasa por un proceso termodinámico, o transformación termodinámica, cuando al menos una de las coordenadas termodinámicas no cambia.

Los procesos se pueden clasificar en reversibles e irreversibles. El concepto de proceso reversible nos permite reconocer, evaluar y reducir las irreversibilidades en procesos reales en la ingeniería.

Consideremos un sistema aislado. La Segunda Ley nos dice que cualquier proceso que redujera la entropía del sistema aislado es imposible.

Supongamos que un proceso ocurre dentro del sistema aislado y que llamaremos en dirección hacia adelante.

Si el cambio en el estado del sistema es tal que la entropía aumenta para el proceso que llamamos hacia adelante, entonces para el proceso hacia atrás (es decir, para el cambio en reversa hacia el estado inicial) la entropía disminuiría.

Este proceso en reversa es imposible para el sistema aislado, y por lo tanto decimos que el proceso hacia adelante es irreversible.

Si ocurre un proceso, sin embargo, en el cual la entropía no cambia (proceso isentrópico) por el proceso hacia adelante, entonces también el proceso hacia atrás permanece sin cambios.

Tal proceso puede ir en cualquier dirección sin violar La Segunda Ley. Los procesos de este tipo se llaman reversibles. La idea fundamental de un proceso reversible es que no produce entropía.

La entropía se produce en procesos irreversibles. Todos los procesos verdaderos (con la posible excepción de flujo de corriente en superconductores) presentan cierta medida irreversible, aunque muchos procesos se pueden analizar adecuadamente si se asume que son reversibles.

Algunos procesos que son claramente irreversibles son: la mezcla de dos gases, la combustión espontánea, la fricción, y de la transferencia de la energía como calor de un cuerpo con mayor temperatura hacia un cuerpo con menor temperatura.

El reconocimiento de las irreversibilidades en un proceso verdadero es especialmente importante en la ingeniería.

La irreversibilidad, o alejarse de la condición ideal de la reversibilidad, refleja un aumento en la cantidad de energía no organizada a expensas de energía mejor organizada.

La energía organizada (tal como el de un peso levantado) se pone fácilmente en uso práctico; la energía desorganizada (tal como los movimientos al azar de las moléculas en un gas) requiere “forzar o restringir” antes de que pueda ser utilizada con eficacia.

El ingeniero se esfuerza constantemente en reducir las irreversibilidades de los sistemas para obtener un funcionamiento mejor de estos.

Los procesos se pueden clasificar en **reversibles e irreversibles**.

3.1 ENTROPÍA Y ENERGÍA NO DISPONIBLE (DISPONIBILIDAD)

Consideremos un sistema que consiste de un reservorio de calor a temperatura T_2 en los alrededores (que es la atmósfera) a temperatura T_0 .

Los alrededores son equivalentes al segundo reservorio a la temperatura T_0 .

Para una cantidad de calor Q transferido desde el reservorio, el máximo trabajo $W_{\max}$ que se puede realizar es Q veces la eficiencia térmica del ciclo de Carnot que opera entre estas dos temperaturas tal que:

$$W_{\max} = Q(1 - T_0/T_2)$$

Recordando la Segunda Ley de la Termodinámica, en un ciclo sólo una parte de la transferencia de calor se transforma en trabajo, en otras palabras sólo parte de la energía calorífica esta disponible para transformarse en trabajo.

Supongamos que transferimos la misma cantidad de calor desde un reservorio directamente a otro reservorio a la temperaturas $T_1 < T_2$.

La máxima cantidad de trabajo disponible a partir de la cantidad de calor Q , antes de la transferencia de calor hacia el reservorio a temperatura T_1 está dada por:

$$W_{\max, T_2, T_0} = Q(1 - T_0/T_2)$$

Que es el máximo trabajo entre T_2 y T_0 .

La máxima cantidad de trabajo disponible después de la transferencia de calor del reservorio a T_1 es:

$$W_{\max, T_1, T_0} = Q(1 - T_0/T_1)$$

Que es el máximo trabajo entre T1 y T0.

Existe una cantidad de energía E0 que se pudo haber convertido en trabajo antes del proceso de transferencia de calor irreversible:

$$E0 = Q \cdot (1 - T0/T2) - (1 - T0/T1) = Q \cdot T0/T1 - T0/T2$$

O bien :

$$E0 = T0 \cdot Q/T1 - Q/T2 ,$$

Sin embargo, Q/T1 es la entropía ganada en el reservorio a T1, mientras que (-Q/T2) es la disminución de entropía en el reservorio a T2.

La cantidad de energía E0 que se pudo haber convertido en trabajo (pero que ahora no puede ser) se puede escribir en términos del cambio de entropía y la temperatura de los alrededores como:

$$E0 = T0 (\Delta S_{\text{reservorio a T1}} + \Delta S_{\text{reservorio a T2}}) = T0 \Delta S_{\text{proceso de transferencia de calor irreversible}}$$

Donde E0 es el trabajo perdido o energía que no esta disponible para realizar trabajo.

Esta situación descrita es un caso especial de un principio importante concerniente al cambio de entropía, la irreversibilidad y la pérdida de capacidad de realizar trabajo.

Ahora lo desarrollaremos esta idea de manera más general.

Consideremos un sistema arbitrario que experimenta un cambio de estado irreversible, que transfiere calor a los alrededores (por ejemplo a la atmósfera) y que se pueden asumir a temperatura constante T0.

El cambio en la energía interna del sistema durante el cambio de estado es:

$$\Delta U = Q - W$$

El cambio de entropía de los alrededores es (con Q la transferencia de calor hacia el sistema):

$$\Delta S_{\text{alrededores}} = -Q/T0$$

Ahora consideremos restaurar el sistema al estado inicial mediante un proceso reversible.

Para hacer esto, necesitamos hacer trabajo W_{rev} sobre el sistema y extraer desde el sistema la cantidad de calor Q_{rev} . El cambio en la energía interna es:

$$\Delta U = -Q_{rev} + W_{rev}$$

En este proceso reversible, la entropía de los alrededores cambia una cantidad:

$$\Delta S_{alrededores} = Q_{rev}/T$$

Para los cambios combinados (el cambio de estado irreversible y el cambio reversible para regresar al estado inicial), el cambio de la energía interna es cero porque la energía es una función de estado:

$$\Delta U_{rev} + \Delta U = 0 = Q - W + (-Q_{rev} + W_{rev})$$

Así que:

$$Q_{rev} - Q = W_{rev} - W$$

Para el sistema, el cambio total de la entropía para el proceso combinado es cero, porque la entropía es una función del estado:

$$\begin{aligned} \Delta S_{sistema, \text{ proceso combinado}} &= \Delta S_{\text{Proceso irreversible}} + \Delta S_{\text{Proceso reversible}} \\ \Delta S_{sistema, \text{ proceso combinado}} &= 0 \end{aligned}$$

El cambio total de entropía se refleja solamente en el cambio de la entropía de los alrededores:

$$\Delta S_{total} = Q_{rev} - Q/T_0$$

Pero sabemos que el cambio de entropía total, para el sistema más los alrededores está dado por:

$$\Delta S_{total} = \Delta S_{\text{Proceso irreversible}} + \Delta S_{\text{Proceso reversible, Sistema y alrededores}}$$

El cambio total de la entropía se asocia solamente al proceso irreversible y se relaciona con el trabajo en los dos procesos:

$$\Delta S_{total} = W_{rev} - W/T_0$$

La cantidad $W_{rev} - W$ representa el trabajo extra requerido para restablecer el sistema a su estado original.

Es claro que si el proceso fuera reversible, no necesitaríamos un trabajo extra para realizar esto. Dicha cantidad representa de trabajo no disponible debido a la irreversibilidad. La cantidad W_{rev} también se puede interpretar como el trabajo que el sistema debería realizar si el proceso original fuera reversible.

Desde cualesquiera estas perspectivas., podemos identificar la cantidad ($W_{rev} - W$) como la cantidad denotada anteriormente como E_0 , representando el trabajo perdido.

El trabajo perdido en un proceso irreversible se puede relacionar al cambio total de entropía (sistema más alrededores) con respecto al al temperatura de los alrededores mediante:

$$\text{Trabajo perdido} = W_{rev} - W = T_0 \Delta S_{total}$$

Para resumir los resultados de los argumentos antedichos para los procesos en donde el calor se puede transferir con los alrededores temperatura T_0 :

1. $W_{rev} - W$ representa la diferencia entre el trabajo que obtuvimos realmente y el trabajo que sería realizado durante un cambio reversible de estado. Es el trabajo adicional que sería necesario restaurar el sistema a su estado inicial.
2. Para un proceso reversible $W_{rev} = W$; $\Delta S_{total} = 0$
3. Para un proceso irreversible $W_{rev} > W$; $\Delta S_{total} > 0$
4. $(W_{rev} - W) = E_0 = T_0 \Delta S_{total}$ es la energía no disponible para realizar trabajo durante un proceso reversible.

3. 2 ENTROPÍA Y PROCESOS REVERSIBLES E IRREVERSIBLES

1. La entropía es una propiedad termodinámica que mide el grado de restricciones que se han removido de un sistema y comúnmente se asocia al grado de orden que se ha perdido entre un estado y otro.

La entropía es una propiedad extensiva, es decir, la entropía de un sistema complejo es la suma de las entropías de las partes. Nos referimos al cambio de entropía entre dos estados como:

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{dQ_{rev}}{T}$$

2. La transferencia de entropía Considerando un ciclo $(1 \rightarrow 2 \rightarrow 1)$ donde uno de los procesos es irreversible $(1 \rightarrow 2)$ y el otro es reversible podemos escribir $(2 \rightarrow 1)$:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0 \quad \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} + \int_2^1 \frac{dQ_{rev}}{T} \leq 0$$

E identificando el cambio de entropía escribimos:

$$\sum \frac{\delta Q}{T} / \text{Transferencia entropía (No es una propiedad Termodinámica)} \leq S_2 - S_1 \text{ Cambio de entropía (Propiedad Termodinámica)}$$

La transferencia de entropía depende de la trayectoria y no es una propiedad termodinámica.

3° Generación de entropía. La Segunda Ley de la Termodinámica para un proceso como lo indica la ecuación anterior, establece que -algebráicamente- la entropía nunca excede el cambio de entropía.

El signo que indica el signo de desigualdad en dicha ecuación es que la generación de entropía o producción de entropía es una cantidad que nunca es negativa:

$$S_{\text{gen}} = S_2 - S_1 - \sum \frac{\delta Q}{T} \geq 0$$

3.3 PROCESO REVERSIBLE

El concepto de **proceso reversible** nos permite reconocer, evaluar y reducir las irreversibilidades en procesos reales en la ingeniería.

Consideremos un sistema aislado.

La Segunda Ley nos dice que cualquier proceso que redujera la entropía del sistema aislado es imposible.

Supongamos que un proceso ocurre dentro del sistema aislado y que llamaremos en dirección hacia adelante.

Si el cambio en el estado del sistema es tal que la entropía aumenta para el proceso que llamamos hacia adelante, entonces para el proceso hacia atrás (es decir, para el cambio en reversa hacia el estado inicial) la entropía disminuiría.

Este proceso en reversa es imposible para el sistema aislado, y por lo tanto decimos que el proceso hacia adelante es **irreversible**.

Si ocurre un proceso, sin embargo, en el cual la entropía no cambia (proceso isentrópico) por el proceso hacia adelante, entonces también el proceso hacia atrás permanece sin cambios.

Tal proceso puede ir en cualquier dirección sin violar La Segunda Ley.

Los procesos de este tipo se llaman reversibles.

La idea fundamental de un proceso reversible es que no produce entropía.

La entropía se produce en procesos irreversibles.

Todos los procesos verdaderos (con la posible excepción de flujo de corriente en superconductores) presentan cierta medida irreversible, aunque muchos procesos se pueden analizar adecuadamente si se asume que son reversibles.

Algunos procesos que son claramente irreversibles son: la mezcla de dos gases, la combustión espontánea, la fricción, y de la transferencia de la energía como calor de un cuerpo con mayor temperatura hacia un cuerpo con menor temperatura.

El reconocimiento de las irreversibilidades en un proceso verdadero es especialmente importante en la ingeniería.

3.4 PROCESO IRREVERSIBLE

La irreversibilidad, o alejarse de la condición ideal de la reversibilidad, refleja un aumento en la cantidad de energía no organizada a expensas de energía mejor organizada.

La energía organizada (tal como el de un peso levantado) se pone fácilmente en uso práctico; la energía desorganizada (tal como los movimientos al azar de las moléculas en un gas) requiere "forzar o restringir" antes de que pueda ser utilizada con eficacia.

El ingeniero se esfuerza constantemente en reducir la irreversibilidades de los sistemas para obtener un funcionamiento mejor de estos.

Otros procesos que podemos encontrar dentro de la Termodinámica son:

- **Procesos isotérmicos**: son procesos en los que la temperatura no cambia.
- **Procesos isobáricos**: son procesos en los cuales la presión no varía.
- **Procesos isócoros**: son procesos en los que el volumen permanece constante.
- **Procesos adiabáticos**: son procesos en los que no hay transferencia de calor alguna.
- **Procesos diatérmicos**: son procesos que dejan pasar el calor fácilmente.
- **Procesos isoentrópicos**: procesos adiabáticos y reversibles. Procesos en los que la entropía no varía.

Por ejemplo, dentro de un termo donde se colocan agua caliente y cubos de hielo, ocurre un proceso adiabático, ya que el agua caliente se empezará a enfriar

debido al hielo, y al mismo tiempo el hielo se empezará a derretir hasta que ambos estén en equilibrio térmico, sin embargo no hubo transferencia de calor del exterior del termo al interior por lo que se trata de un proceso adiabático.

3.5 LA IRREVERSIBILIDAD, EL CAMBIO DE LA ENTROPÍA Y LA PÉRDIDA DE TRABAJO

Consideremos un sistema en contacto con un reservorio de calor durante un proceso reversible.

Si hay calor absorbido Q por el reservorio a temperatura T , el cambio en el reservorio está dado por $\Delta S = Q/T$.

En general, el proceso reversible está acompañado por intercambio de calor que ocurre a diferentes temperaturas.

Para analizar esto, podemos visualizar un esquema de reservorios de calor a diferentes temperaturas, así que durante una porción infinitesimal del ciclo no existirá ninguna transferencia sobre una diferencia finita de temperatura.

Durante cualquier porción diferencial, el calor dQ_{rev} será transferido entre el sistema y uno de los reservorios el cual está a una temperatura.

Si dQ_{rev} es absorbido por el sistema, el cambio de la entropía del sistema es:

$$dS_{sistema} = dQ_{rev}/T$$

Mientras que el cambio de entropía del reservorio está dada por:

$$dS_{reservorio} = - dQ_{rev}/T$$

El cambio total de entropía del sistema y los alrededores:

$$dS_{total} = dS_{sistema} + dS_{reservorio} = 0$$

Esto es cierto si existe una cantidad de calor expelida por el sistema.

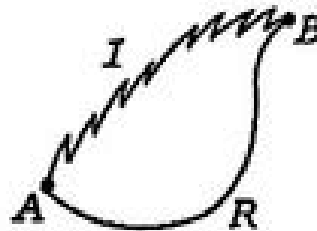
La conclusión es que para un proceso reversible, no ocurren cambios en la entropía total producida o generada, esto es, la entropía del sistema más la entropía de los alrededores es:

$$\Delta S_{Total} = 0$$

Ahora hagamos el mismo análisis pero para un proceso irreversible que considera al sistema en los mismos estados propuestos para el proceso reversible. Esto se

muestra esquemáticamente en la siguiente figura, con R denotando la trayectoria reversible y con I para la trayectoria irreversible entre los estados A y B.

En el proceso reversible, el sistema recibe calor dQ y realiza trabajo dW .



Cambio reversible (R) y cambio irreversible (I) entre los estados A y B. El cambio en la energía interna para el proceso irreversible está dada por:

$$dU = dQ - dW$$

Que es siempre valida con base en la Primera Ley.

Para el proceso reversible es:

$$dU = T dS - dW_{rev}$$

Tratándose de un ciclo termodinámico, el cambio de la energía interna entre los dos procesos es el mismo. Igualando las ecuaciones anteriores escribimos:

$$dQ_{real} - dW_{real} = T dS - dW_{rev}$$

Donde el subíndice real se refiere al proceso real que es irreversible. El cambio de entropía asociado con el cambio de estado es:

$$dS = dQ_{real}/T + 1/T [dW_{rev} - dW_{real}]$$

Es claro que si el proceso es irreversible, obtenemos menos trabajo que para un proceso reversible, tal que $dW_{real} < dW_{rev}$, así que para un proceso irreversible:

$$dS > dQ_{real}/T$$

Note que no existe el signo de igualdad entre el cambio de entropía dS y la cantidad dQ/T para un proceso irreversible.

La igualdad sólo se aplica para procesos reversibles.

El cambio en la entropía para cualquier proceso que incluye la transformación entre el estado inicial a y el estado inicial b es por tanto:

$$\Delta S = S_b - S_a \geq \int_a^b \frac{dQ_{\text{real}}}{T}$$

Donde dQ_{real} es el intercambio de calor real del proceso. La igualdad sólo aplica para un proceso reversible.

La diferencia entre $dW_{\text{rev}} - dW_{\text{real}}$ representa el trabajo que se pudo haber obtenido, pero que no fue así.

Éste refiere comúnmente como trabajo perdido y se denota mediante:

$$dW_{\text{lost}} = [dW_{\text{rev}} - dW_{\text{real}}]$$

De esta manera podemos escribir:

$$dS = dQ_{\text{real}}/T + dW_{\text{lost}}/T$$

Esta ecuación muestra que la entropía de un sistema se puede alterar de dos maneras: a través del intercambio de calor y a través de las irreversibilidades.

Para aplicar la Segunda Ley de la Termodinámica consideramos el cambio total de entropía (sistema más alrededores).

Si los alrededores son un reservorio a temperatura T con el que el sistema intercambia calor:

$$dS_{\text{reservorio}} (= dS_{\text{alrededores}}) = -dQ_{\text{real}}/T$$

El cambio total de entropía es por tanto:

$$dS_{\text{total}} = dS_{\text{sistema}} + dS_{\text{alrededores}} = \frac{dQ_{\text{real}}}{T} + \frac{dW_{\text{lost}}}{T} - \frac{dQ_{\text{real}}}{T}$$

Así :

$$dS_{\text{total}} = \frac{dW_{\text{lost}}}{T} \geq 0$$

Donde la cantidad dW_{lost}/T es la entropía generada por la irreversibilidad.

Más aún, podemos indicar para el sistema:

$$dS_{\text{sistema}} = dS_{\text{transferencia de calor}} + dS_{\text{generada debido a las irreversibilidades}}$$

$$dS_{\text{sistema}} = dS_{TC} + dS_{\text{Gen}}$$

El trabajo perdido también se llama disipación y se denota por $d\Phi$. Utilizando esta notación, el cambio de entropía infinitesimal del sistema es entonces:

$$dS_{\text{sistema}} = dS_{T C} + d\Phi / T$$

O bien:

$$T dS_{\text{sistema}} = dQ + d\Phi$$

Podemos escribir la razón de entropía por unidad de tiempo:

$$dS/dt = \dot{S} = (\dot{S}_{T C}) + (\dot{S}_{\text{Gen}})$$

La entropía del sistema S se afecta por dos factores, el flujo de calor Q y la adición de entropía que entra al sistema dS_{Gen} debido a la irreversibilidad.

Esta adición de entropía es cero cuando el proceso es reversible y siempre es positivo cuando el proceso es irreversible.

Así, uno puede decir que el sistema desarrolla fuentes que generan entropía durante un proceso irreversible.

La Segunda Ley afirma que los sumideros de entropía son imposibles en la naturaleza, que es una manera gráfica de decir que dS_{Gen} y $\dot{S}_{\text{Gen}}$ son positivas definidas (siempre mayores que cero) y cero es el caso especial para un proceso reversible.

El término:

$$\dot{S}_{T C} = 1/T dQ/dt = \dot{Q}/T$$

El cuál se asocia con la transferencia de calor hacia el sistema, se puede interpretar como flujo de entropía.

La frontera es traspasada por el calor y el cociente de este flujo del calor con la temperatura se puede definir como flujo de la entropía.

Para el flujo de entropía no hay restricciones en el signo asociado a esta cantidad, podemos decir que este flujo entra y contribuye al aumento de entropía del sistema, mientras que si sale disminuye la entropía del sistema.

Durante un proceso reversible, únicamente este flujo es el que afecta la entropía del sistema.

3.6 EJEMPLOS DE PROCESOS REVERSIBLES E IRREVERSIBLES

Los procesos que se idealizan generalmente como reversibles incluyen:

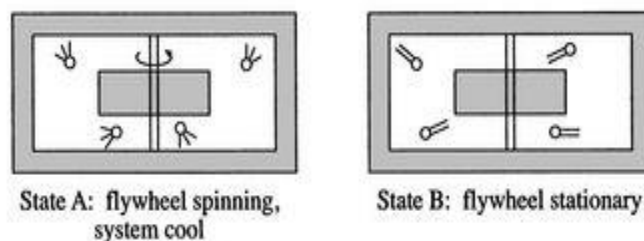
- Movimiento sin fricción.
- Compresión o expansión restringida.
- Transferencia de energía como calor debido diferencia infinitesimal de la temperatura.
- Corriente eléctrica a través de una resistencia cero.
- Reacción química restringida.
- Mezcla de dos muestras de la misma sustancia en el mismo estado.

Los procesos que son irreversibles incluyen:

- Movimiento con fricción.
- Expansión libre.
- Transferencia de energía como calor debido la diferencia significativa de temperatura.
- Corriente eléctrica a través de una resistencia diferente a cero.
- Reacción química espontánea.
- Mezcla de materia de diversa composición o estado.

3.7 REVERSIBILIDAD E IRREVERSIBILIDAD EN PROCESOS NATURALES

Comenzamos examinando una rueda con paletas en un recinto aislado lleno de algún fluido como se muestra en la siguiente figura.



Rueda con paletas en el estado inicial y final.

Una pregunta que se podríamos hacer es ¿Podemos comenzar con el estado B y después permitir a los eventos llegar al estado A? ¿Por qué si o por qué no? La primera Ley no restringe la direccionalidad del evento sólo se encargara de la conservación de la energía.

Una de las propiedades del estado A es que la energía está organizada de una cierta forma, las moléculas en la rueda con paletas tienen cierto movimiento circular, y podríamos extraer un cierto trabajo usando la energía cinética de la rueda para levantar un peso.

En el estado B, en cambio, la energía se asocia al movimiento desorganizado a escala molecular. La temperatura del fluido y la rueda son más altas que en el estado A, así que podríamos obtener trabajo al utilizar un ciclo de Carnot, pero sería mucho menor que el trabajo que podríamos extraer en el estado A.

Hay una diferencia cualitativa entre estos estados, que necesitamos poder describir de manera más exacta.

Un punto complicado a tratar sería ¿por qué la disponibilidad para realizar trabajo es menor en B? ¿cómo sabemos que esta afirmación es cierta?.

Otro ejemplo es un sistema integrado por muchos ladrillos, la mitad de dichos ladrillos tienen una temperatura alta T_H en comparación con la otra mitad de ladrillos que tiene una temperatura baja T_L como se muestra en la figura 4.1.

Con los ladrillos separados térmicamente, tenemos en principio la capacidad de obtener trabajo a través de un ciclo operando entre las dos temperaturas.

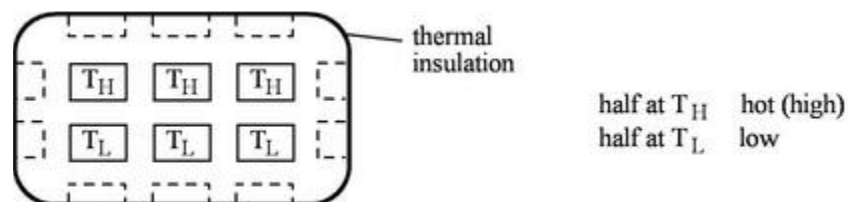
Supongamos que ponemos dos ladrillos juntos. Usando la primera ley podemos escribir:

$$C_{TH} + C_{TL} = 2C_{TM}$$

$$(T_H + T_L) / 2 = T_M$$

Donde $C = \Delta Q / \Delta T$ es la capacidad calorífica. (Para sólidos las capacidades caloríficas a presión o volumen constantes son esencialmente las mismas).

Hemos perdido la capacidad de realizar trabajo de estos dos ladrillos.



¿Podemos restaurar el sistema al estado original sin contacto con el exterior? La respuesta es NO.

¿Podemos restaurar el sistema al estado original con el contacto con el exterior?

La respuesta es Si. Podríamos operar un refrigerador al tomar calor de un ladrillo y ponerlo en el otro, pero tendríamos que realizar trabajo.

Podemos pensar en el proceso total que implica el sistema (los dos ladrillos en un arreglo aislado) y los alrededores (el resto del universo) como:

El sistema cambió

Los alrededores permanecen sin cambio.

El sistema compuesto, que es el sistema y los alrededores, cambió al poner los ladrillos juntos. El proceso no es reversible, es decir, es un proceso irreversible ya que no hay manera de deshacer el cambio y de no dejar ninguna marca o rastro en los alrededores. ¿Cuál es la medida de cambio en los alrededores?

1. ¿Es la Energía? Esta se conserva.

2. ¿Disponibilidad del trabajo? Esta decrece. La medida y la caracterización de este tipo de cambio, de perder la capacidad de hacer el trabajo, es el tema de la Segunda Ley de la Termodinámica.

3.8 DIFERENCIA ENTRE LA EXPANSIÓN LIBRE DE UN GAS Y LA EXPANSIÓN ISOTÉRMICA REVERSIBLE

La diferencia entre los procesos reversibles e irreversibles se puede mostrar bajo el marco de la expansión isotérmica de un gas ideal.

La pregunta obligada sería: ¿cuál es la diferencia entre la expansión libre de un gas y la expansión isotérmica contra un pistón?

Para contestar esta pregunta en ambos casos llevamos a cabo la expansión del gas y posteriormente seguimos los pasos que tendríamos llevar a cabo para deshacer el proceso o restituir el sistema a su estado inicial.

Por expansión libre entendemos la expansión no restringida de un gas dentro de un volumen como se muestra en la figura siguiente.

El volumen total es V_2 que es el volumen V_1 más el volumen evacuado. En un momento dado un agujero se abre en la partición o pared, así que el gas pasa a través de dicho agujero para llenar el resto del confinamiento.

Durante la expansión no hay transferencia de trabajo con los alrededores, porque no hay movimiento en los límites o fronteras del sistema.

De hecho, una cierta capacidad de realizar trabajo se perdió, porque pudimos haber puesto un pistón en el volumen y permitir que la extensión del gas realizara el trabajo para levantar un peso.

El confinamiento está aislado y no hay transferencia de calor. La Primera Ley establece para este caso que la energía interna permanece constante por lo que el cambio de la energía interna es $\Delta U = 0$.

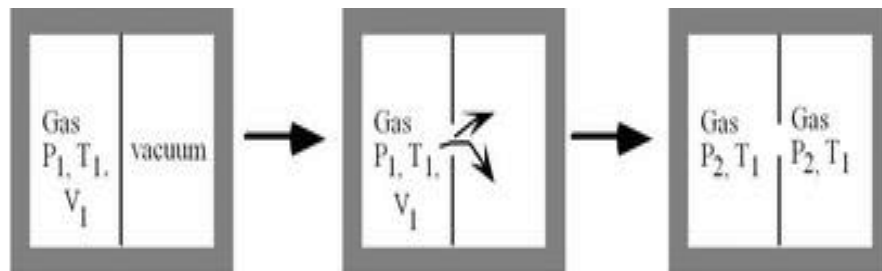
Para un gas ideal la energía interna es únicamente función de la temperatura, así que la temperatura del gas antes y después de la expansión es exactamente la misma.

Las propiedades de los estados inicial (estado 1) y final (estado 2):

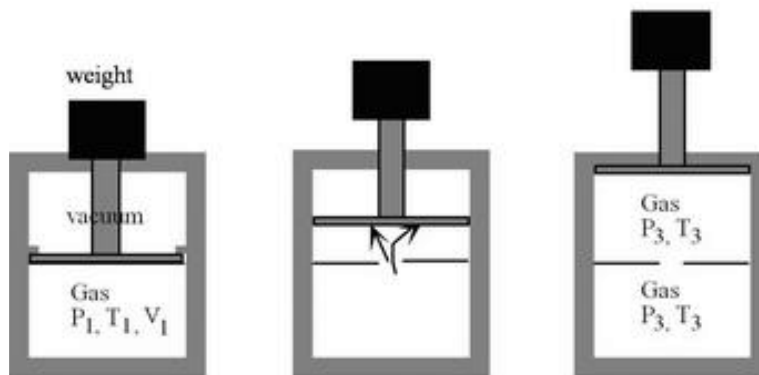
Estado 1: $V = V_1$, $T = T_1$

Estado 2: $V = V_2$, $T = T_1$

También sabemos que $Q = W = 0$, así que no hay cambio en los alrededores.



Expansión libre de un gas ideal.



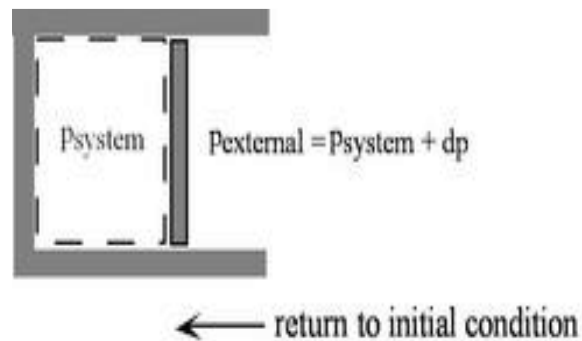
Expansión contra un pistón.

Para restituir el estado original, esto es., para llevar de regreso el volumen original a la misma temperatura ($V_2 \rightarrow V_1$ a una temperatura constante $T = T_1$) tendríamos que comprimir el gas isotérmicamente (usando trabajo provisto por un dispositivo externo).

Podemos hacer esto de manera cuasi estática, con $P_{\text{sistema}} \approx P_{\text{externa}}$, como se muestra en la figura siguiente.

Es claro que el trabajo que necesitamos hacer es:

$$W = \int_{V_2}^{V_1} P \, dV$$

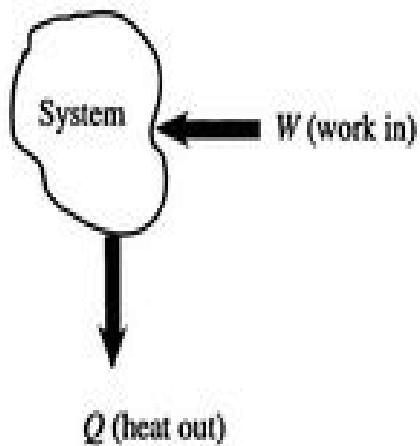


Restitución de la expansión libre a su condición inicial.

En secciones anteriores hemos evaluado la expansión isotérmica y podemos aplicar dichos argumentos al caso de una compresión isotérmica reversible. El trabajo realizado sobre el sistema que va del estado "2" hasta el estado "1" es entonces:

$$W = \text{Trabajo realizado sobre el sistema} = NRT_1 \ln (V_2 / V_1)$$

Con base en la primera ley, esta cantidad de calor debe ser expelida desde el gas hacia los alrededores si la temperatura del gas se mantiene constante. Una representación esquemática del proceso de compresión, en términos del trabajo y el calor transferido, se muestra en la figura siguiente.



Trabajo e intercambio de calor en el proceso isotérmico reversible de compresión.

Al final del proceso combinado expansión libre más compresión reversible se tiene que:

1.- El sistema ha regresado a su estado inicial (no hay cambios en el estado del sistema).

2.- Los alrededores hicieron trabajo en el sistema de magnitud W .

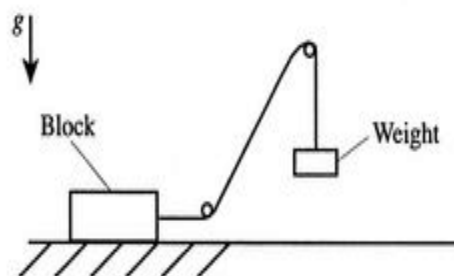
3.- Los alrededores reciben una cantidad de calor, Q , la cual es igual a W .

4.- La suma de todos estos eventos es que hemos convertido una cantidad de trabajo W , en una cantidad de calor.

Q , con W y Q numéricamente iguales en unidades de energía.

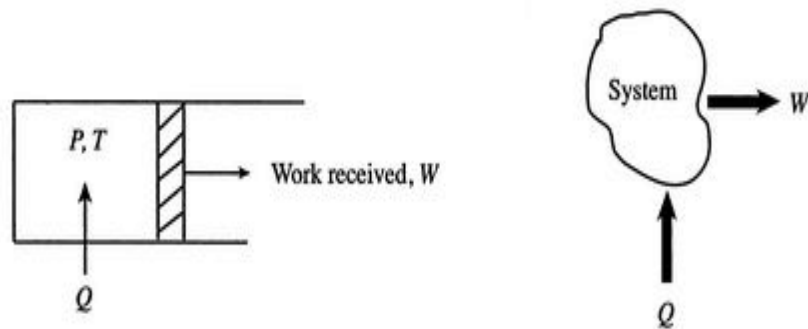
El efecto neto es el mismo si dejamos caer un peso y que éste tire de un bloque a lo largo de una superficie áspera, como se muestra en la figura siguiente.

Existe una conversión del 100% del trabajo en calor.



Conversión del 100% de trabajo en calor.

Los resultados de la expansión libre se pueden contrastar con un proceso de expansión isotérmica contra una presión dP , la cual es ligeramente diferente que el sistema, como se muestra en la figura siguiente.



Trabajo y transferencia de calor en la expansión isotérmica reversible.

Durante la expansión, el trabajo realizado en los alrededores es de magnitud $W = \int P \, dV$, donde P se puede tomar como la presión del sistema.

El trabajo realizado por el sistema es $NRT \ln(V_2/V_1)$. Al final de la expansión isotérmica, por tanto:

1. Los alrededores han recibido trabajo W .
2. Los alrededores han entregado calor, Q , que es numéricamente igual que W .

Ahora deseamos restaurar el sistema a su estado inicial, justo como hicimos en la expansión libre.

Para hacer esto necesitamos realizar trabajo sobre el sistema y extraer calor del sistema, al igual que como hicimos en la expansión libre.

De hecho, ya que nosotros estamos haciendo una transición entre los mismos estados a lo largo de la misma trayectoria, el trabajo y el intercambio de calor son iguales que aquellos para el proceso de la compresión examinado anteriormente.

Sin embargo, el resultado total de restaurar el sistema al estado inicial, es absolutamente diferente para la expansión reversible que para la expansión libre.

Para la expansión reversible, el trabajo necesario sobre el sistema para comprimirlo tiene la misma magnitud que el trabajo realizado durante el proceso de expansión.

De hecho, podríamos levantar un peso durante la expansión y después bajarlo durante el proceso de compresión.

Similarmente el calor agregado al sistema por los alrededores durante el proceso de expansión tiene la misma magnitud que el calor recibido durante el proceso de compresión.

El resultado es que, cuando el sistema ha sido restaurado a su condición inicial, también ha sido restaurado los alrededores.

No existe rastro de todo el proceso tanto en el sistema como en los alrededores. Esto es otro significado de la palabra "reversible".

3.9 CARACTERÍSTICAS DE PROCESOS REVERSIBLES

Los procesos reversibles son idealizaciones de procesos verdaderos.

Un ejemplo familiar y ampliamente utilizado es la ecuación de Bernoulli que hemos visto para llevar a cabo balances de flujos de entrada y salida.

Los procesos reversibles son extremadamente útiles para definir límites al sistema o del comportamiento de dispositivos, para identificar las áreas en las cuales ocurren las ineficiencias y permite dar criterios en el diseño de dispositivos.

Una característica importante de un proceso reversible es que, dependiendo del proceso, este representa el trabajo máximo que se puede extraer al ir de un estado a otro, o bien el trabajo mínimo que es necesario para crear un cambio de estado.

Consideremos procesos que realizan trabajo, de modo que demostremos que el proceso reversible produce el máximo trabajo de todos los procesos posibles entre dos estados.

Por ejemplo, supongamos que tenemos un cilindro aislado térmicamente que contiene un gas ideal, como se muestra en la figura siguiente.

El gas está contenido por un pistón aislado de masa despreciable con un apilado de varas pesas pequeñas encima de él.

El sistema está inicialmente en equilibrio mecánico y térmico.

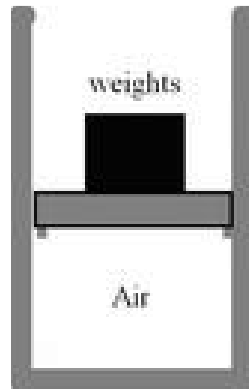
Consideremos los tres siguientes procesos que son mostrados en la figura:

1. Todos las pesas se quitan del pistón instantáneamente y el gas se expande hasta que su volumen se incrementa en un factor de cuatro (una extensión libre).

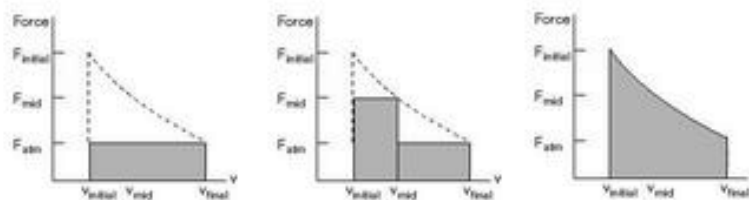
2. La mitad del peso se quita del pistón instantáneamente, el sistema llega al doble de su volumen, y entonces la otra mitad del peso se quita instantáneamente del pistón y el gas se expande hasta que su volumen se duplica otra vez.

3 Cada pesa pequeña se quita del pistón una a la vez, de modo que la presión dentro del cilindro esté siempre en equilibrio con el peso sobre el pistón.

Cuando se quita la última pasa, el volumen ha aumentado en un factor de cuatro.



Un pistón que soporta unas pesas



Para obtener el máximo de trabajo se requiere que el proceso sea reversible.

El máximo trabajo (proporcional al área bajo la curva) se obtiene de la expansión cuasi estática.

Es importante notar que existe un relación inversa entre la cantidad de trabajo extraída en un determinado proceso y el grado de irreversibilidad.

Reiterando podemos decir que:

El trabajo realizado por un sistema durante un proceso reversible es el trabajo máximo que podemos conseguir.

El trabajo realizado sobre un sistema en un proceso reversible es el trabajo mínimo que necesitamos hacer para lograr un cambio de estado.

Un proceso debe ser cuasi estático (cuasi-equilibrio) ser reversible.

Esto significa que los efectos siguientes deben ser ausentes o insignificantes:

Pongamos atención a un punto sobresaliente en nuestra discusión.

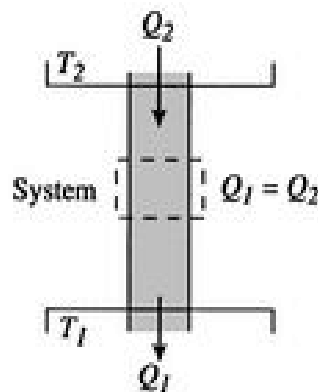
Todo proceso reversible es cuasi estático (en estados cuasi-equilibrados) pero no todos los procesos cuasi-estáticos son reversible.

Esto significa que los siguientes efectos deben estar ausentes o ser insignificantes en el proceso reversible.

1. Fricción: Si la $P_{\text{externa}} \neq P_{\text{sistema}}$ tendríamos que realizar trabajo neto para llevar el sistema de un volumen a otro volumen y para volverlo a la condición inicial.

2. Expansión (no restringida) libre.

3. Transferencia de calor a través de una diferencia finita de temperatura.



Transferencia de calor en una diferencia finita.

Supongamos que tenemos transferencia de calor de una temperatura alta a una temperatura más baja como se indica en la figura.

¿Cómo restauraríamos el sistema a sus condiciones iniciales? Uno podría pensar hacer funcionar un refrigerador de Carnot para conseguir una cantidad de calor Q , desde el depósito de temperatura más baja hacia el depósito de temperatura más alta.

Podríamos hacer esto, pero los alrededores necesitarían proporcionar una cierta cantidad de trabajo.

El resultado neto y único resultado al final del proceso sería una conversión de trabajo en calor.

Para la transferencia térmica reversible de un reservorio de calor a un sistema, las temperaturas del sistema y del reservorio deben ser:

$$T_{\text{reservorio de calor}} = T_{\text{sistema}} \pm dT$$

Es decir la diferencia entre las temperaturas de las dos entidades implicadas en el proceso de transferencia térmica sólo puede diferir una cantidad infinitesimal dT .

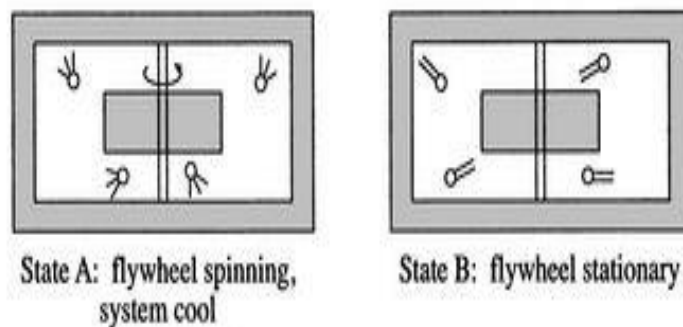
Todos los procesos naturales son irreversibles hasta cierto punto por lo que no se puede generalizar la modelación de procesos como reversibles ya que esto no sería una buena aproximación de la realidad.

Cabe señalar que un cierto número de situaciones en la ingeniería donde el efecto de la irreversibilidad puede ser omitido o ignorado si se puede suponer un proceso reversible y que resulta una aproximación excelente.

La segunda ley, que es el asunto siguiente nos dirigimos, permitimos que a hagamos una declaración cuantitativa referente a la irreversibilidad de un proceso físico dado.

La Segunda Ley de la Termodinámica nos permite hacer una cuantificar de la irreversibilidad de un proceso físico dado.

1. ¿Por que la disponibilidad de realizar trabajo en la rueda con paletas en un recinto aislado lleno de algún fluido (como se muestra en la figura siguiente) decrece en el caso B? ¿Cómo sabemos esto?



Rueda con paletas en el estado inicial y final.

En el estado A, la energía está en forma organizada y las moléculas se mueven a lo largo de las trayectorias circulares alrededor de la rueda que gira.

Podríamos obtener trabajo de este sistema usando toda la energía cinética de la rueda y por ejemplo levantar un peso.

La energía del sistema en el estado B (rueda volante que no gira) se asocia al movimiento desorganizado de las partículas (en la escala molecular).

La temperatura en el estado B es más alta que en el estado A.

Podríamos también extraer trabajo del estado B operando por ejemplo un ciclo ideal de Carnot entre TB y un reservorio de calor en una temperatura más baja.

No obstante el trabajo que conseguiríamos de este ciclo ideal de Carnot es menor que el trabajo que obtenemos del estado A (toda la energía cinética), porque debemos expeler un cierto calor cuando convertimos calor en el trabajo (no podemos convertir el calor en 100% trabajo).

Aunque la energía del sistema en el estado A está igual que en el estado B (sabemos que esto a partir de la Primera Ley) la “organización” de la energía es diferente, y así la capacidad de hacer el trabajo es diferente.

2. En la expansión isotérmica reversible, $P_{\text{externa}} = \text{constante}$. Si es así, ¿cómo podemos tener que $P_{\text{externa}} \approx P_{\text{sistema}}$.

Para un proceso reversible, si la presión externa fuera constante, necesitaría ser una fuerza que empuja sobre el pistón y el proceso se podría considerar cuasi estático.

Esta fuerza podríamos hacerla nosotros, podría ser obtenida de un sistema de pesos, o podría provenir de cualquier otro fuente de trabajo.

Bajo estas condiciones la presión del sistema no estaría necesariamente cerca de la presión externa pero tendríamos:

$$P_{\text{sistema}} \approx P_{\text{externa}} + F_{\text{Trabajo recibido}} / A_{\text{pistón}}$$

Podemos por supuesto pensar en una situación en la cual la presión externa varió y que estuvo siempre cerca a la presión de sistema.

3. ¿Por qué en la expansión libre el trabajo realizado es igual a cero?

En este problema, todo el sistema está dentro del envase rígido. No hay cambio en el volumen, ningún “ dV ”, así que no hay ningún trabajo realizado en los alrededores. Los componentes del gas pudieron expandirse, empujar a otras

componentes del gas y hacer trabajo local dentro del envase (y de otros componentes se comprimieron y recibir así el trabajo también de manera local).

Durante el proceso de expansión libre consideramos el sistema en su totalidad por lo que no hay trabajo neto realizado.

4. ¿La irreversibilidad se define por dejar o no una marca en el medio exterior?

Un proceso es irreversible cuando no hay manera de deshacer el cambio sin dejar una marca en los alrededores o “el resto del universo.”

En el ejemplo con los ladrillos, podríamos deshacer el cambio poniendo un refrigerador de Carnot entre los ladrillos.

Para hacer esto tenemos que proveer trabajo al refrigerador y también expeler un cierto calor a los alrededores.

Así dejamos una marca en el ambiente y el proceso es irreversible.

5. ¿Es la transferencia de calor a través de una diferencia finita de temperaturas solamente irreversible si no hay dispositivo presente entre los dos para transformar la diferencia de potencial?

Si tenemos dos depósitos del calor a diferentes temperaturas, la irreversibilidad asociada con la transferencia del calor de uno al otro es de hecho dependiente de que se encuentra entre ellos.

Si hay una barra de cobre entre ellos, todo el calor que sale del depósito de alta temperatura entra el depósito de la baja temperatura.

Si hubiera un ciclo de Carnot entre ellos, parte del calor (pero no todo) del depósito de alta temperatura sería transferido reservorio o sumidero de baja temperatura, el proceso sería reversible, y el trabajo se habría realizado.

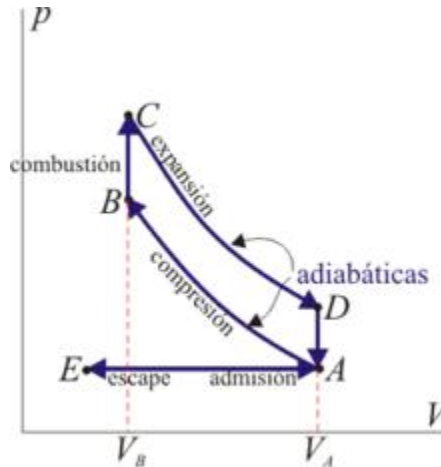
El grado de irreversibilidad del proceso para cualquier dispositivo puede ser determinado calculando el cambio total de la entropía (dispositivo más alrededores) asociado al traspaso térmico.

UNIDAD IV

CIRCUITOS TERMODINÁMICOS

4.1.- CICLO OTTO

Es el ciclo termodinámico que se aplica en los motores de combustión interna de encendido provocado (motores de gasolina). Se caracteriza porque en una primera aproximación teórica, todo el calor se aporta a volumen constante.

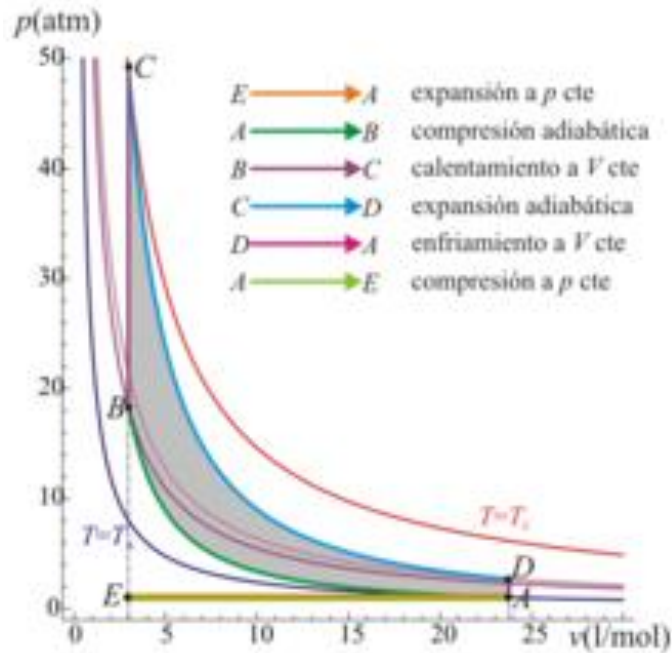


Esquema de un ciclo Otto de 4 tiempos en un diagrama PV

a) Ciclo de 2 carreras (4T).- El ciclo consta de seis procesos, dos de los cuales no participan en el ciclo termodinámico del fluido operante pero son fundamentales para la renovación de la carga del mismo:

- E-A: admisión a presión constante (renovación de la carga)
- A-B: compresión isoentrópica
- B-C: combustión, aporte de calor a volumen constante. La presión se eleva rápidamente antes de comenzar el tiempo útil
- C-D: fuerza, expansión isoentrópica o parte del ciclo que entrega trabajo
- D-A: Escape, cesión del calor residual al ambiente a volumen constante
- A-E: Escape, vaciado de la cámara a presión constante (renovación de la carga)

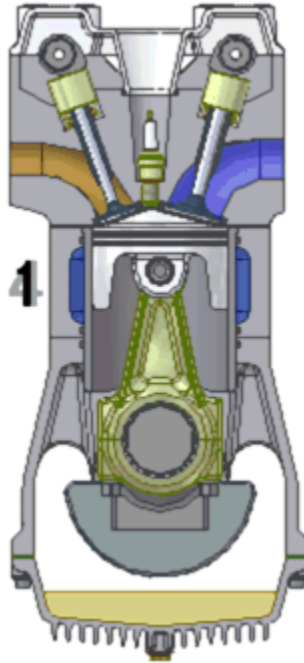
Hay dos tipos de motores que se rigen por el ciclo de Otto, los motores de dos tiempos y los motores de cuatro tiempos. Este último, junto con el motor diésel, es el más utilizado en los automóviles ya que tiene un buen rendimiento y contamina mucho menos que el motor de dos tiempos.



Ciclo Otto con valores exactos

1. Durante la primera fase, el pistón se desplaza hasta el PMI (Punto Muerto Inferior) y la válvula de admisión permanece abierta, permitiendo que se aspire la mezcla de combustible y aire hacia dentro del cilindro (esto no significa que entre de forma gaseosa).
2. Durante la segunda fase las válvulas permanecen cerradas y el pistón se mueve hacia el PMS, comprimiendo la mezcla de aire y combustible. Cuando el pistón llega al final de esta fase, la bujía se activa y enciende la mezcla.
3. Durante la tercera fase, se produce la combustión de la mezcla, liberando energía que provoca la expansión de los gases y el movimiento del pistón hacia el PMI. Se produce la transformación de la energía química contenida en el combustible en energía mecánica transmitida al pistón, que la transmite a la biela, y la biela la transmite al cigüeñal, de donde se toma para su utilización.
4. En la cuarta fase se abre la válvula de escape y el pistón se mueve hacia el PMS (Punto Muerto Superior), expulsando los gases producidos durante la combustión y quedando preparado para empezar un nuevo ciclo (renovación de la carga)

Para mejorar el llenado del cilindro, también se utilizan sistemas de sobrealimentación, ya sea mediante empleo del turbocompresor o mediante compresores volumétricos o también llamados compresores de desplazamiento positivo.



Motor de cuatro tiempos

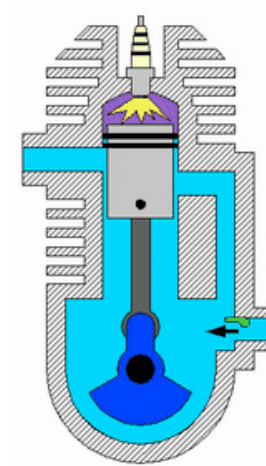
b) Ciclo de una carrera (2T):

1. (Admisión - Compresión). Cuando el pistón alcanza el PMI (Punto Muerto Inferior) empieza a desplazarse hasta el PMS (Punto Muerto Superior), creando una diferencia de presión que aspira la mezcla de aire y gasolina por la lumbrera de admisión hacia el cárter de precompresión. (Esto no significa que entre de forma gaseosa). Cuando el pistón tapa la lumbrera, deja de entrar mezcla, y durante el resto del recorrido descendente, el pistón la comprime en el cárter inferior, hasta que se descubre la lumbrera de transferencia que lo comunica con la cámara de compresión, con lo que la mezcla fresca precomprimida ayuda a expulsar los gases quemados del escape (renovación de la carga)
2. (Expansión - Escape de Gases). Una vez que el pistón ha alcanzado el PMS y la mezcla está comprimida, se la enciende por una chispa entre los dos electrodos de la bujía, liberando energía y alcanzando altas presiones y temperaturas en el cilindro. El pistón se desplaza hacia abajo, realizando trabajo hasta que se descubre la lumbrera de escape. Al estar a altas presiones, los gases quemados salen por ese orificio.

El rendimiento de este motor es inferior respecto al motor de 4 tiempos, ya que tiene un rendimiento volumétrico menor y el escape de gases es menos eficaz. También son más contaminantes. Por otro lado, suelen dar más par motor en la unidad de tiempo (potencia) para la misma cilindrada, ya que este hace una explosión en cada revolución, mientras el motor de 4 tiempos hace una explosión por cada 2 revoluciones, y cuenta con más partes móviles. En el pasado fueron

sumamente populares por sus elevadas prestaciones en las motocicletas hasta una cierta cilindrada, ya que al aumentar ésta su consumo era excesivo.

Éste tipo de motores se utilizan mayoritariamente en motores de poca cilindrada (ciclomotores, desbrozadoras, cortasetos, motosierras, etc), ya que es más barato y sencillo de construir, y su emisión de contaminantes elevada es muy baja en valor absoluto.



Motor de dos tiempos

La eficiencia o rendimiento térmico de un motor de este tipo depende de la relación de compresión, proporción entre los volúmenes máximo y mínimo de la cámara de combustión.

Esta proporción suele ser de 8 a 1 hasta 10 a 1 en la mayoría de los motores Otto modernos.

Se pueden utilizar proporciones mayores, como de 12 a 1, aumentando así la eficiencia del motor, pero este diseño requiere la utilización de combustibles de alto índice de octanos para evitar la detonación.

Una relación de compresión baja no requiere combustible con alto número de octanos para evitar este fenómeno; de la misma manera, una compresión alta requiere un combustible de alto número de octanos, para evitar los efectos de la detonación, es decir, que se produzca una auto ignición del combustible antes de producirse la chispa en la bujía.

El rendimiento medio de un buen motor Otto de 4 tiempos es de un 25 a un 30%, inferior al rendimiento alcanzado con motores diésel, que llegan a rendimientos del 30 al 45%, debido precisamente a su mayor relación de compresión.

Esta proporción ha de permanecer lo más uniforme posible, dentro de unos estrechos márgenes de variación, se denomina factor lambda y se sitúa alrededor

de 14-15 partes de aire en peso por cada parte de gasolina en peso, estando la mezcla estequiométrica aire/gasolina en 14,7:1

Se efectúa controlando la cantidad de aire o mezcla carburada que entra al motor, mediante el acelerador.

De esta manera ajusta el conductor el par motor a la carga motor.

La eficiencia o rendimiento de los motores Otto modernos se ve limitada por varios factores, entre otros, la pérdida de llenado en el proceso de renovación de la carga energética por la fricción y la refrigeración.

En el ciclo Otto los motores trabajan en un rango de presiones de combustión de 25 a 30 bares, partiendo de una relación de compresión de 9 a 10, y en los que la relación de aire/combustible (factor λ), toma valores de 0,9 a 1,1.

El primer inventor, hacia 1862, fue el francés Alphonse Beau de Rochas.

El segundo, hacia 1875, fue el alemán doctor Nikolaus August Otto.

Como ninguno de ellos sabía de la patente del otro hasta que se fabricaron motores en ambos países, hubo un pleito.

De Rochas ganó cierta suma de dinero, pero Otto se quedó con la fama: el principio termodinámico del motor de cuatro tiempos se llama aún ciclo de Otto.

Otto construyó su motor en 1866 junto con su compatriota Eugen Langen.

Se trataba de un motor de gas que poco después dio origen al motor de combustión interna de cuatro tiempos.

Otto desarrolló esta máquina, que después llevaría su nombre (motor cíclico Otto), en versiones de cuatro y dos tiempos.

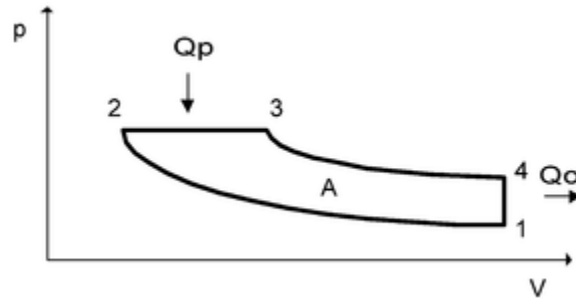
4.2.- CICLO DIESEL

El ciclo del motor diésel lento (en contraposición al ciclo rápido, más aproximado a la realidad) ideal de cuatro tiempos es una idealización del diagrama del indicador de un motor Diesel, en el que se omiten las fases de renovación de la carga., y se asume que el fluido termodinámico que evoluciona es un gas perfecto, en general aire.

Además, se acepta que todos los procesos son ideales y reversibles, y que se realizan sobre el mismo fluido.

Aunque todo ello lleva a un modelo muy aproximado del comportamiento real del motor, permite al menos extraer una serie de conclusiones cualitativas con respecto a este tipo de motores.

No hay que olvidar que los grandes motores marinos y de tracción ferroviaria son del ciclo de 2 tiempos diesel.



Ciclo termodinámico presión - Volumen de un motor diésel lento.

Sus fases son:

1. **Compresión**, proceso 1-2: es un proceso de **compresión adiabática** reversible (isentrópica), es decir **sin** intercambio de calor con el exterior. Viene a simbolizar el proceso de compresión de la masa fresca en el motor real, en el que en el pistón, estando en el punto muerto inferior (PMI), empieza su carrera de ascenso, comprimiendo el aire contenido en el cilindro. Ello eleva el estado termodinámico del fluido, aumentando su presión, su temperatura y disminuyendo su volumen específico, en virtud del efecto adiabático. En la idealización, el proceso viene gobernado por la ecuación de la isentrópica $P \cdot v^k = cte$, con k índice de politropicidad isentrópico = C_p/C_v .
2. **Combustión**, proceso 2-3: en esta idealización, el **aporte de calor** Q_p se simplifica por un **proceso isóbaro** (a presión constante). Sin embargo, la combustión Diesel es mucho más compleja: en el entorno del punto muerto superior (PMS) (en general un poco antes de alcanzarlo debido a problemas relacionados con la inercia térmica de los fluidos, es decir el retraso que hay entre la inyección y la inflamación espontánea), se inicia la inyección del combustible (en motores de automóviles, gasóleo, aunque basta con que el combustible sea lo suficientemente autoinflamable y poco volátil). El inyector pulveriza y perliza "atomiza" el combustible, que, en contacto con la atmósfera interior del cilindro, comienza a evaporarse. Como quiera que el combustible de un motor Diesel tiene que ser muy autoinflamable (gran poder detonante, índice de Cetano alto), ocurre que, mucho antes de que haya terminado la inyección de todo el combustible, las primeras gotas de combustible inyectado se autoinflaman y dan comienzo a una primera combustión caracterizada por ser muy turbulenta e imperfecta, al no haber tenido la mezcla de aire y combustible tiempo

suficiente como para homogeneizarse. Esta etapa es muy rápida, y en el presente ciclo se obvia, pero no así en el llamado ciclo Diesel rápido, en el que se simboliza como una compresión isócara al final de la compresión. Posteriormente, se da, sobre la masa fresca que no ha sido quemada, una segunda combustión, llamada combustión por difusión, mucho más pausada y perfecta, que es la que aquí se simplifica por un proceso isóbaro. En esta combustión por difusión se suele quemar en torno al 80% de la masa fresca, de ahí que la etapa anterior se suele obviar. Sin embargo, también es cierto que la inmensa mayoría del trabajo de presión y de las pérdidas e irreversibilidades del ciclo se dan en la combustión inicial, por lo que omitirla sin más sólo conducirá a un modelo imperfecto del ciclo Diesel. Consecuencia de la combustión es el elevamiento súbito del estado termodinámico del fluido, en realidad debido a la energía química liberada en la combustión, y que en este modelo ha de interpretarse como un calor que el fluido termodinámico recibe, y a consecuencia del cual se expande en un proceso isóbaro reversible.

3. **Explosión/Expansión**, proceso 3-4: se simplifica por una **expansión isentrópica** (adiabática) del fluido termodinámico, hasta el volumen específico que se tenía al inicio de la compresión. En la realidad, la expansión se produce a consecuencia del elevado estado termodinámico de los gases tras la combustión, que empujan al pistón desde el PMS hacia el PMI, produciendo un trabajo. Nótese como, como en todo ciclo de motor de cuatro tiempos o dos tiempos, sólo en esta carrera, en la de expansión, se **produce un trabajo**.
4. **Última etapa**, proceso 4-1: esta etapa es un proceso isocórico (escape) es decir a **volumen constante**. Desde la presión final de expansión hasta la presión inicial de compresión. En rigor, carece de cualquier significado físico, y simplemente se emplea ad hoc, para poder cerrar el ciclo ideal. Sin embargo, hay autores que no satisfechos con todas las idealizaciones realizadas, insisten en dar un significado físico a esta etapa, y la asocian a la renovación de la carga. , pues, razonan, es esto lo que se produce en las dos carreras que preceden a la compresión y siguen a la expansión: el escape de masa quemada y la admisión de masa fresca. No obstante, el escape es un proceso que requiere mucho más trabajo que el que implica este proceso (ninguno), y además ninguno de los dos procesos se da, ni por asomo, a volumen específico constante.

Es importante notar cómo, en el ciclo Diesel, no se deben confundir nunca los cuatro tiempos del motor con el ciclo termodinámico que lo idealiza, que sólo se refiere a dos de los tiempos: la carrera de compresión y la de expansión; el proceso de renovación de la carga.. cae fuera de los procesos del ciclo Diesel, y ni tan siquiera es un proceso termodinámico en el sentido estricto.

4.3.- CICLO RANKIE

Es un ciclo termodinámico que tiene como objetivo la conversión de calor en trabajo, constituyendo lo que se denomina un ciclo de potencia.

Como cualquier otro ciclo de potencia, su eficiencia está acotada por la eficiencia termodinámica de un ciclo de Carnot que operase entre los mismos focos térmicos (límite máximo que impone el Segundo Principio de la Termodinámica).

Debe su nombre a su desarrollador, el ingeniero y físico escocés William John Macquorn Rankine.

El ciclo Rankine es un ciclo de potencia representativo del proceso termodinámico que tiene lugar en una central térmica de vapor.

Utiliza un fluido de trabajo que alternativamente evapora y condensa, típicamente agua (si bien existen otros tipos de sustancias que pueden ser utilizados, como en los ciclos Rankine orgánicos).

Mediante la quema de un combustible, el vapor de agua es producido en una caldera a alta presión para luego ser llevado a una turbina donde se expande para generar trabajo mecánico en su eje (este eje, solidariamente unido al de un generador eléctrico, es el que generará la electricidad en la central térmica).

El vapor de baja presión que sale de la turbina se introduce en un condensador, equipo donde el vapor condensa y cambia al estado líquido (habitualmente el calor es evacuado mediante una corriente de refrigeración procedente del mar, de un río o de un lago).

Posteriormente, una bomba se encarga de aumentar la presión del fluido en fase líquida para volver a introducirlo nuevamente en la caldera, cerrando de esta manera el ciclo.

Existen algunas mejoras al ciclo descrito que permiten mejorar su eficiencia, como por ejemplo sobrecalentamiento del vapor a la entrada de la turbina, recalentamiento entre etapas de turbina o regeneración del agua de alimentación a caldera.

Existen también centrales alimentadas mediante energía solar térmica (centrales termosolares), en cuyo caso la caldera es sustituida por un campo de colectores cilindro-parabólicos o un sistema de helióstatos y torre.

Además este tipo de centrales poseen un sistema de almacenamiento térmico, habitualmente de sales fundidas. El resto del ciclo, así como de los equipos que lo implementan, serían los mismos que se utilizan en una central térmica de vapor convencional.

- a) **Diagrama T-s del ciclo.**- El diagrama T-s de un ciclo Rankine ideal está formado por cuatro procesos: dos isoentrópicos y dos isóbaricos.

La bomba y la turbina son los equipos que operan según procesos isoentrópicos (adiabáticos e internamente reversibles).

La caldera y el condensador operan sin pérdidas de carga y por tanto sin caídas de presión. Los estados principales del ciclo quedan definidos por los números del 1 al 4 en el diagrama T-s (1: vapor sobrecalentado; 2: mezcla bifásica de título elevado o vapor húmedo; 3: líquido saturado; 4: líquido subenfriado).

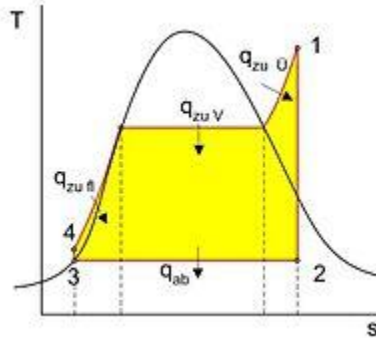
Los procesos que tenemos son los siguientes para el ciclo ideal (procesos internamente reversibles):

- Proceso 1-2: Expansión isoentrópica del fluido de trabajo en la turbina desde la presión de la caldera hasta la presión del condensador. Se realiza en una turbina de vapor y se genera potencia en el eje de la misma.
- Proceso 2-3: Transmisión de calor a presión constante desde el fluido de trabajo hacia el circuito de refrigeración, de forma que el fluido de trabajo alcanza el estado de líquido saturado. Se realiza en un condensador (intercambiador de calor), idealmente sin pérdidas de carga.
- Proceso 3-4: Compresión isoentrópica del fluido de trabajo en fase líquida mediante una bomba, lo cual implica un consumo de potencia. Se aumenta la presión del fluido de trabajo hasta el valor de presión en caldera.
- Proceso 4-1: Transmisión de calor hacia el fluido de trabajo a presión constante en la caldera. En un primer tramo del proceso el fluido de trabajo se calienta hasta la temperatura de saturación, luego tiene lugar el cambio de fase líquido-vapor y finalmente se obtiene vapor sobrecalentado. Este vapor sobrecalentado de alta presión es el utilizado por la turbina para generar la potencia del ciclo (la potencia neta del ciclo se obtiene realmente descontando la consumida por la bomba, pero ésta suele ser muy pequeña en comparación y suele despreciarse).

En un ciclo más realista que el ciclo Rankine ideal descrito, los procesos en la bomba y en la turbina no serían isoentrópicos y el condensador y la caldera presentarían pérdidas de carga. Todo ello generaría una reducción del rendimiento térmico del ciclo. El rendimiento isoentrópico de la turbina, que representa el grado de alejamiento de una turbina respecto al proceso ideal isoentrópico, jugaría un papel principal en las desviaciones al ciclo ideal y en la reducción del rendimiento. El rendimiento isoentrópico de la bomba y las pérdidas de carga en el condensador y la caldera tendrían una influencia mucho menor sobre la reducción de rendimiento del ciclo.

En las centrales térmicas de gas se utiliza un ciclo "hermano" del ciclo Rankine ideal: el ciclo Brayton ideal. Este ciclo utiliza un fluido de trabajo que se mantiene en estado de gas durante todo el ciclo (no hay condensación). Además utiliza un compresor en lugar de una bomba (constructivamente suele ir solidariamente unida a la turbina de gas en un eje común); por otro lado, el equipo donde se produce la combustión no se denomina caldera sino cámara de combustión o combustor. Los equipos utilizados en estas instalaciones son más compactos que

los de las centrales térmicas de vapor y utilizan como combustible habitual el gas natural. Finalmente ambos tipos de ciclos se integran en las centrales térmicas de ciclo combinado, donde el calor rechazado por el ciclo Brayton (en su configuración más simple, aportado por los gases calientes de la combustión que abandonan la turbina de gas) es utilizado para alimentar el ciclo Rankine (sustituyendo a la caldera).



El diagrama T-s de un ciclo de Rankine con vapor de alta presión sobrecalentado.

Variables:

$\dot{Q}_{in}$	Potencia térmica de entrada (energía por unidad de tiempo)
$\dot{m}$	Caudal másico (masa por unidad de tiempo)
$\dot{W}$	Potencia mecánica suministrada o absorbida (energía por unidad de tiempo)
η	Rendimiento térmico del ciclo (relación entre la potencia generada por el ciclo y la potencia térmica suministrada en la caldera, adimensional)
h_1, h_2, h_3, h_4	Entalpías específicas de los estados principales del ciclo

Cada una de las cuatro primeras ecuaciones se obtiene del balance de energía y del balance de masa para un volumen de control.

La quinta ecuación describe la eficiencia termodinámica o rendimiento térmico del ciclo y se define como la relación entre la potencia de salida con respecto a la potencia térmica de entrada.

$$\frac{\dot{Q}_{in}}{\dot{m}} = h_1 - h_4 \quad \frac{\dot{W}_{turbina}}{\dot{m}} = h_1 - h_2$$

$$\frac{\dot{Q}_{out}}{\dot{m}} = h_2 - h_3 \quad \frac{\dot{W}_{bomba}}{\dot{m}} = h_4 - h_3$$

$$\eta = \frac{\dot{W}_{turbina} - \dot{W}_{bomba}}{\dot{Q}_{in}}$$

Se puede hacer un balance energético en el condensador y la caldera, lo que nos permite conocer los flujos másicos de refrigerante y gasto de combustible respectivamente, así como el balance entrópico para poder sacar la irreversibilidad del ciclo y energía perdida.

La idea para mejorar un Ciclo Rankine es aumentar el salto entálpico entre 1 y 2, es decir, el trabajo entregado a la turbina.

Las mejoras que se realizan de forma habitual en centrales térmicas (tanto de carbón, como ciclos combinados o nucleares) son:

1. **Reducción de la presión del condensador:** En este procedimiento se disminuye automáticamente la temperatura del condensador otorgando un mayor trabajo a la turbina, una disminución del calor rechazado. La desventaja es que la humedad del vapor empieza a aumentar ocasionando erosión en los álabes de la turbina.
2. **Aumentar la presión de la caldera para una temperatura fija:** Al aumentar la presión aumenta la temperatura a la cual se añade calor aumentando el rendimiento de la turbina por ende la del ciclo. La desventaja es la humedad excesiva que aparece.
3. **Sobrecalentar la temperatura de entrada de la turbina:** se procede a recalentar el vapor a altas temperaturas para obtener un mayor trabajo de la turbina, tiene como ventaja que la humedad disminuye. Este aumento de la temperatura está limitado por los materiales a soportar altas temperaturas.
4. **Recalentamientos intermedios del vapor, escalonando su expansión.** Esto es, tener varias etapas de turbina, llevando a condiciones de sobrecalentamiento mediante recalendadores (Moisture Steam Reheaters en el caso de centrales nucleares) y de economizador. Este escalonamiento de la expansión da lugar a los cuerpos de alta, media y baja presión de turbina.
5. **Realizar extracciones de vapor en la turbina, calentando el agua de alimentación a la caldera,** aumentando su entalpía. El número de extracciones no suele superar las 7, ya que no implicaría una mejora de rendimiento considerable frente a la complicación técnica que conllevan.

En esta variación se introduce un nuevo elemento al ciclo, un calentador abierto.

Este elemento consiste en un intercambiador de calor por contacto directo en el cual se mezclan dos corrientes de agua para dar una corriente de temperatura intermedia.

De las dos corrientes que entran al calentador una proviene de una extracción de vapor de la turbina y la otra del condensador (sufre la expansión total).

Como las presiones en el calentador han de ser iguales, se añade una bomba después del condensador para igualar la presión de la parte del vapor que ha sufrido la expansión completa a la de la extracción.

En esta variación del ciclo de Rankine, encontramos ventajas respecto al ciclo simple como un aumento del rendimiento y una reducción del aporte de calor a la caldera.

Pero por otro lado también encontraremos inconvenientes como una reducción de la potencia de la turbina y un aumento de la complejidad de la instalación, ya que añadiremos a la instalación una bomba más y un mezclador de flujos.

4.4.- CICLO DE REFRIGERACIÓN

La refrigeración por compresión es un método de refrigeración que consiste en forzar mecánicamente la circulación de un fluido en un circuito cerrado creando zonas de alta y baja presión con el propósito de que el fluido absorba calor en un lugar y lo disipe en el otro.



Compresor industrial de 64 kW (86 HP) para R22.

Una máquina frigorífica por compresión tiene por cometido desplazar energía térmica en forma de calor entre dos puntos.

La más sencilla de ellas es la refrigeración por compresión mecánica de una etapa.

La refrigeración por compresión se logra evaporando un gas refrigerante en estado líquido a través de un dispositivo de expansión dentro de un intercambiador de calor, denominado evaporador.

Para evaporarse este requiere absorber calor latente de vaporización.

Al evaporarse el líquido refrigerante cambia su estado a vapor.

Durante el cambio de estado el refrigerante en estado de vapor absorbe energía térmica del medio en contacto con el evaporador, bien sea este medio gaseoso o líquido.

A esta cantidad de calor contenido en el ambiente se le denomina carga térmica.

Luego de este intercambio energético, un compresor mecánico se encarga de aumentar la presión del vapor para poder condensarlo dentro de otro intercambiador de calor conocido como condensador y hacerlo líquido de nuevo.

En este intercambiador se liberan del sistema frigorífico tanto el calor latente como el sensible, ambos componentes de la carga térmica.

Ya que este aumento de presión además produce un aumento en su temperatura, para lograr el cambio de estado del fluido refrigerante -y producir el subenfriamiento del mismo- es necesario enfriarlo al interior del condensador; esto suele hacerse por medio de aire y/o agua conforme el tipo de condensador, definido muchas veces en función del refrigerante.

De esta manera, el refrigerante en estado líquido, puede evaporarse nuevamente a través de la válvula de expansión y repetir el ciclo de refrigeración por compresión.

En el ciclo de refrigeración ideal, en los balances de energía del equipo se desprecian cualquier pérdida o ganancia de calor en las tuberías, considerando que los únicos intercambios de calor que se producen en el sistema, ocurren en el evaporador y en el condensador, a pesar de que se conoce que el fluido refrigerante presenta una temperatura diferente a la de las tuberías y que esto necesariamente produciría un intercambio de calor.

En cuanto a la presión las pérdidas por fricción en el sistema son completamente despreciables, debido a que las presiones entre los recorridos de las tuberías no varían significativamente.

En el equipo se observan que existen 2 zonas de presión, una de presión alta entre el compresor y la entrada de la válvula y la otra de presión baja que se encontró entre la salida de la válvula y la entrada del compresor.

Otra modalidad de evaporación del refrigerante corresponde a un arreglo que permite realizar la vaporización del refrigerante a la salida del evaporador, dando una mayor superficie efectiva a este intercambiador al mantenerlo lleno de líquido y, por consiguiente, un mayor rendimiento.

No obstante lo anterior no es posible de realizar en todo tipo de sistemas de refrigeración ya que requiere de voluminosas instalaciones anexas y sistemas de bombeo para alimentar a los denominados evaporadores inundados, utilizados generalmente en plantas frigoríficas o cámaras de refrigeración industriales.

Es así como la máquina frigorífica de refrigeración por compresión desplaza la energía entre dos focos; creando zonas de alta y baja presión confinadas en intercambiadores de calor, mientras estos procesos de intercambio de energía se suceden cuando el fluido refrigerante se encuentra en procesos de cambio de estado; de líquido a vapor, y viceversa.

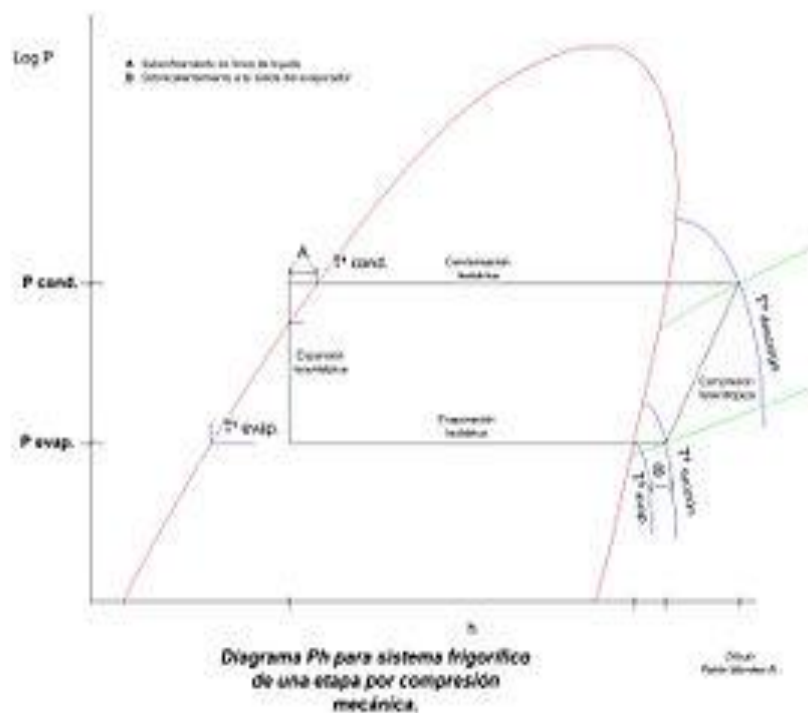
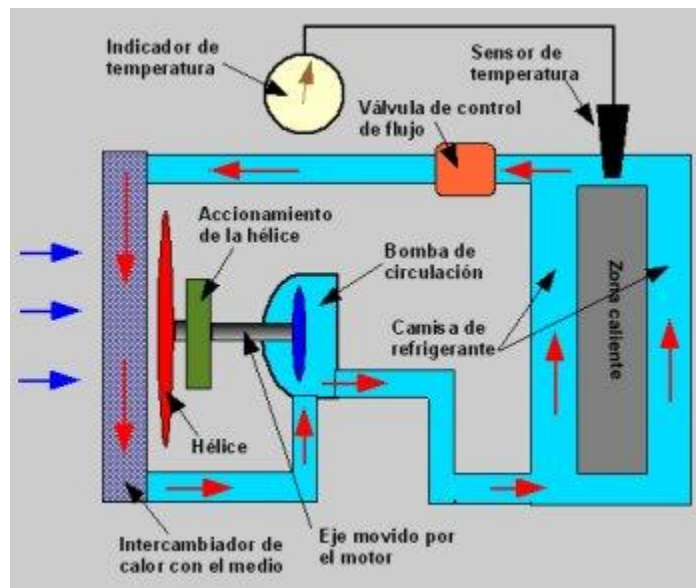
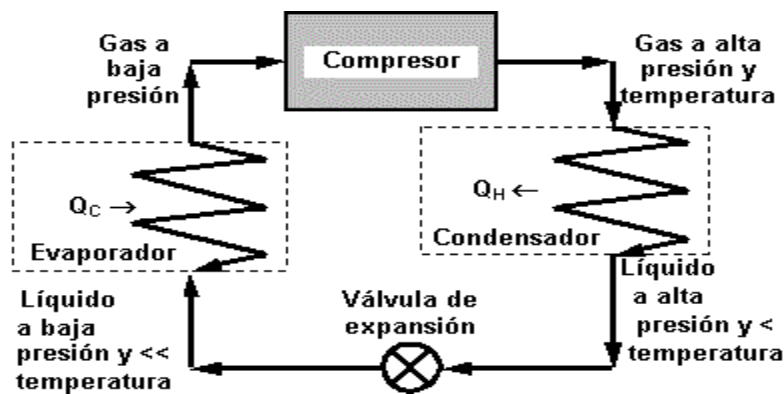
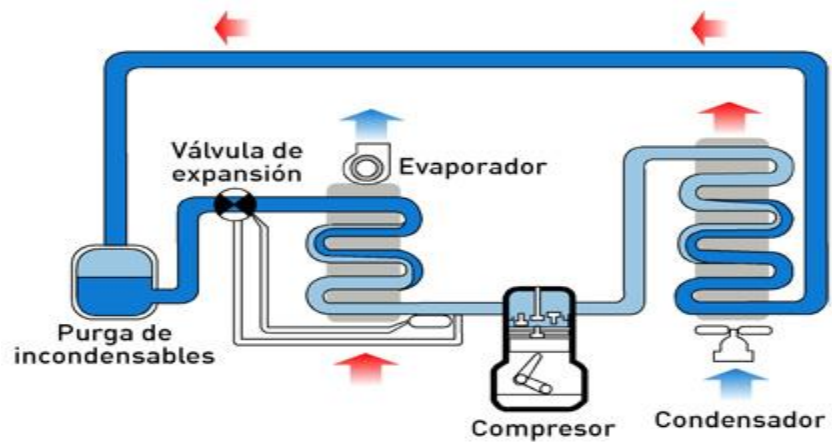


Diagrama Ph de sistema frigorífico de compresión mecánica y expansión directa de una etapa.

Hay que distinguir, en la potencia, dos magnitudes: potencia absorbida (en energía mecánica, sea con motor eléctrico, con motor de explosión o con turbina) y potencia de enfriamiento o de refrigeración

- En el Sistema Internacional de Unidades (SI), la potencia de los equipos frigoríficos se mide en vatios (W) o en múltiplos de esta unidad.
- En el Sistema técnico de unidades se utiliza para la potencia de enfriamiento la caloría/hora, aceptada en un anexo del SI, aunque a menudo se llama frigoría/hora que tiene la misma definición que la caloría/hora y la única diferencia es que se emplea para medir el calor extraído, no el aportado.
- En la práctica comercial norteamericana, la potencia de refrigeración se mide en "toneladas de refrigeración", o en BTUs.





UNIDAD V

MECANISMOS DE TRANSFERENCIA DE CALOR

En Física, la transferencia de calor es el paso de energía térmica desde un cuerpo de mayor temperatura a otro de menor temperatura.

Cuando un cuerpo, por ejemplo, un objeto sólido o un fluido, está a una temperatura diferente de la de su entorno u otro cuerpo, la transferencia de energía térmica, también conocida como transferencia de calor o intercambio de calor, ocurre de tal manera que el cuerpo y su entorno alcancen equilibrio térmico.

La transferencia de calor siempre ocurre desde un cuerpo más caliente a uno más frío, como resultado de la Segunda ley de la termodinámica.

Cuando existe una diferencia de temperatura entre dos objetos en proximidad uno del otro, la transferencia de calor no puede ser detenida; solo puede hacerse más lenta.



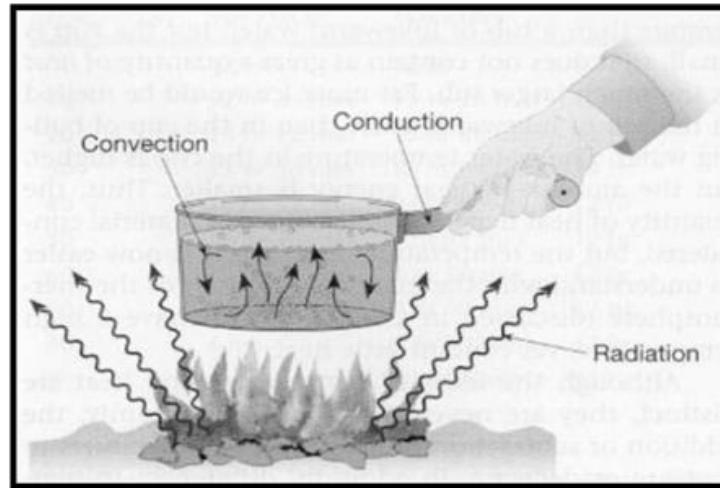
Una barra al rojo-vivo, transfiere calor al ambiente principalmente por radiación térmica y en menor medida por convección, ya que la transferencia por radiación es $\propto T^4$ y la convección $\propto T$.

Los modos son los diferentes tipos de procesos de transferencia de calor.

Hay tres tipos:

- **Conducción:** transferencia de calor que se produce a través de un medio estacionario -que puede ser un sólido o un fluido- cuando existe un gradiente de temperatura.
- **Convección:** transferencia de calor que ocurrirá entre una superficie y un fluido en movimiento cuando están a diferentes temperaturas.

- Radiación: en ausencia de un medio, existe una transferencia neta de calor por radiación entre dos superficies a diferentes temperaturas, debido a que todas las superficies con temperatura finita emiten energía en forma de ondas electromagnéticas.



Los aislantes térmicos son materiales específicamente diseñados para reducir el flujo de calor limitando la conducción, convección o ambos.

Las barreras de radiación, son materiales que reflejan la radiación, reduciendo así el flujo de calor de fuentes de radiación térmica.

Los buenos aislantes no son necesariamente buenas barreras de radiación, y viceversa. Los metales, por ejemplo, son excelentes reflectores pero muy malos aislantes.

La efectividad de un aislante está indicado por su resistencia (R).

La resistencia de un material es el inverso del coeficiente de conductividad térmica (k) multiplicado por el grosor (d) del aislante.

Las unidades para la resistencia son en el Sistema Internacional: ($K \cdot m^2/W$).

$$R = \frac{d}{k}, \quad C = \frac{Q}{m\Delta T}$$

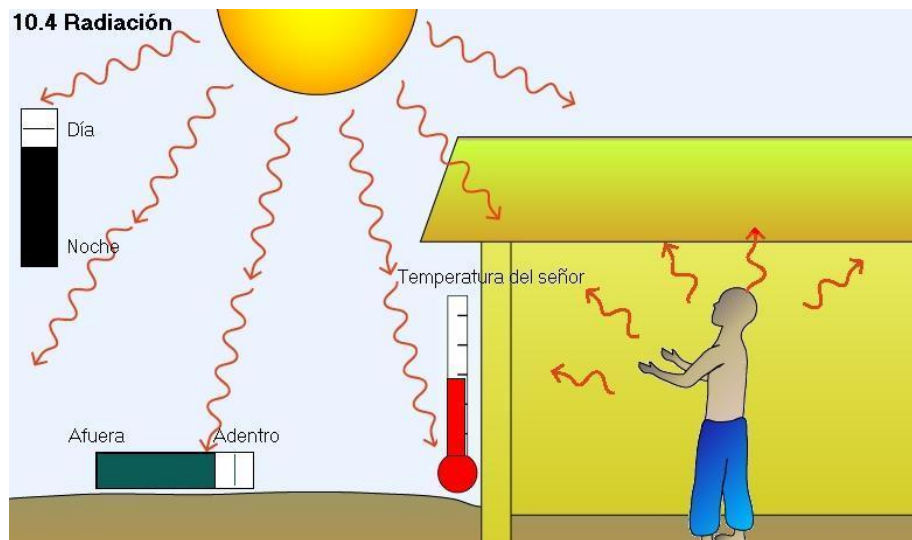
La fibra de vidrio rígida, un material aislante usado comúnmente, tiene un valor R de 4 por pulgada, mientras que el cemento, un mal conductor, tiene un valor de 0.08 por pulgada.

La efectividad de una barrera de radiación está indicada por su reflectividad, la cual es una fracción de la radiación reflejada.

Un material con una alta reflectividad (en una longitud de onda) tiene una baja absorbitividad, y por consiguiente una baja emisividad.

Un reflector ideal tiene un coeficiente de reflectividad igual a 1, lo que significa que refleja el 100% de la radiación entrante. Por otro lado, en el caso de un cuerpo negro, el cual tiene una excelente absorbitividad y emitividad de la radiación térmica, su coeficiente de reflectividad es casi 0.

Las barreras de radiación tiene una gran aplicación en ingeniería aeroespacial; la gran mayoría de los satélites usan varias capas aislantes aluminizadas que reflejan la luz solar, lo que permite reducir la transferencia de calor y controlar la temperatura del satélite.



Los fenómenos de transferencia son generalmente parte del programa de estudios de Ingeniería Aeroespacial, Ingeniería Industrial, Ingeniería Química, Ingeniería Agrícola o Ingeniería Mecánica.

Comúnmente, los conocimientos sobre termodinámica son una condición previa para el estudio de la transmisión de calor, dado que las leyes de la termodinámica son esenciales para comprender el mecanismo de la transferencia de calor.

Otras disciplinas relacionadas con la transmisión de calor incluyen la conversión de energía, termofluidos y transferencia de materia.

Los métodos de transferencia de calor se usan en las siguientes disciplinas, entre otras:

- Ingeniería de automoción
- Sistemas electrónicos
- HVAC
- Aislamiento
- Procesamiento de materiales
- Ingeniería de centrales de energía

5.1.- CONDUCCIÓN

La conducción de calor es un mecanismo de transferencia de energía calorífica entre dos sistemas basado en el contacto directo de sus partículas sin flujo neto de materia y que tiende a igualar la temperatura dentro de un cuerpo o entre diferentes cuerpos en contacto por medio de transferencia de energía cinética de las partículas.

El principal parámetro dependiente del material que regula la conducción de calor en los materiales es la conductividad térmica, una propiedad física que mide la capacidad de conducción de calor o capacidad de una sustancia de transferir el movimiento cinético de sus moléculas a sus propias moléculas adyacentes o a otras sustancias con las que está en contacto. La inversa de la conductividad térmica es la resistividad térmica, que es la capacidad de los materiales para oponerse al paso del calor.

Los mecanismos de transferencia de energía térmica son de tres tipos:

- Conducción
- Convección térmica
- Radiación térmica

La transferencia de energía térmica o calor entre dos cuerpos diferentes por conducción o convección requiere el contacto directo de las moléculas de diferentes cuerpos, y se diferencian en que en la primera no hay movimiento macroscópico de materia mientras que en la segunda sí lo hay.

Para la materia ordinaria la conducción y la convección son los mecanismos principales en la "materia fría", ya que la transferencia de energía térmica por radiación sólo representa una parte minúscula de la energía transferida.

La transferencia de energía por radiación aumenta con la cuarta potencia de la temperatura (T^4), siendo sólo una parte importante a partir de temperaturas superiores a varios miles de kelvin.

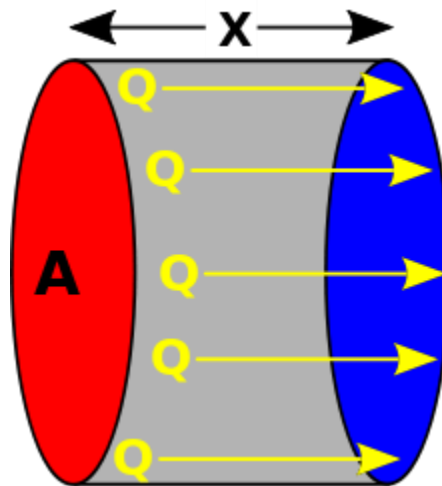
Es la forma de transmitir el calor en cuerpos sólidos; se calienta un cuerpo, las moléculas que reciben directamente el calor aumentan su vibración y chocan con

las que las rodean; estas a su vez hacen lo mismo con sus vecinas hasta que todas las moléculas del cuerpo se agitan, por esta razón, si el extremo de una varilla metálica se calienta con una flama, transcurre cierto tiempo hasta que el calor llega al otro extremo.

El calor no se transmite con la misma facilidad por todos los cuerpos.

Existen los denominados "buenos conductores del calor", que son aquellos materiales que permiten el paso del calor a través de ellos.

Los "malos conductores o aislantes" son los que oponen mucha resistencia al paso de calor.



El segundo principio de la termodinámica determina que el calor sólo pueda fluir de un cuerpo más caliente a uno más frío, la ley de Fourier fija cuantitativamente la relación entre el flujo y las variaciones espacial y temporal de la temperatura.

La conducción térmica está determinada por la ley de Fourier.

Establece que la tasa de transferencia de calor por conducción en una dirección dada, es proporcional al área normal a la dirección del flujo de calor y al gradiente de temperatura en esa dirección.

Para un flujo unidimensional de calor se tiene:

$$\frac{dQ_x}{dt} = -kA \frac{\partial T}{\partial x}$$

Donde:

$$\frac{dQ_x}{dt}$$

es la tasa de flujo de calor que atraviesa el área A en la dirección x

(o λ) es una constante de proporcionalidad llamada conductividad térmica
 T es la temperatura.
 t el tiempo. k

Para un flujo tridimensional en un medio isótropo, la ley de Fourier expresa que el flujo de calor viene dado por:

$$\mathbf{q} = -k \nabla T, \quad \frac{dQ_S}{dt} = \oint_S \mathbf{q} \cdot d\mathbf{S}$$

La conductividad térmica es una propiedad intrínseca de los materiales que valora la capacidad de conducir el calor a través de ellos.

El valor de la conductividad varía en función de la temperatura a la que se encuentra la sustancia, por lo que suelen hacerse las mediciones a 300 K con el objeto de poder comparar unos elementos con otros.

Es elevada en metales y en general en cuerpos continuos, y es baja en los gases (a pesar de que en ellos la transferencia puede hacerse a través de electrones libres) y en materiales iónicos y covalentes, siendo muy baja en algunos materiales especiales como la fibra de vidrio, que se denominan por eso aislantes térmicos.

Para que exista conducción térmica hace falta una sustancia, de ahí que es nula en el vacío ideal, y muy baja en ambientes donde se ha practicado un vacío elevado.

En algunos procesos industriales se trabaja para incrementar la conducción de calor, bien utilizando materiales de alta conductividad o configuraciones con un elevado área de contacto.

En otros, el efecto buscado es justo el contrario, y se desea minimizar el efecto de la conducción, para lo que se emplean materiales de baja conductividad térmica, vacíos intermedios, y se disponen en configuraciones con poca área de contacto.

La tabla que se muestra abajo se refiere a la capacidad de ciertos materiales para transmitir el calor.

El coeficiente de conductividad térmica (λ) expresa la cantidad o flujo de calor que pasa a través de la unidad de superficie de una muestra del material, de extensión infinita, caras planoparalelas y espesor unidad, cuando entre sus caras se establece una diferencia de temperaturas igual a la unidad, en condiciones estacionarias. La conductividad térmica se expresa en unidades de $\text{W/m}\cdot\text{K}$ ($\text{J/s} \cdot \text{m} \cdot ^\circ\text{C}$).

La conductividad térmica también puede expresarse en unidades de British thermal units por hora por pie por grado Fahrenheit ($\text{Btu/h}\cdot\text{ft}\cdot^\circ\text{F}$).

Estas unidades pueden transformarse a $\text{W/m}\cdot\text{K}$ empleando el siguiente factor de conversión: $1 \text{ Btu/h}\cdot\text{ft}\cdot^\circ\text{F} = 1,731 \text{ W/m}\cdot\text{K}$.

Coeficientes λ para distintos materiales					
Material	λ	Material	λ	Material	λ
Acero	47-58	Corcho	0,04-0,30	Mercurio	83,7
Agua	0,58	Estaño	64,0	Mica	0,35
Aire	0,02	Fibra de vidrio	0,03-0,07	Níquel	52,3
Alcohol	0,16	Glicerina	0,29	Oro	308,2
Alpaca	29,1	Hierro	80,2	Parafina	0,21
Aluminio	209,3	Ladrillo	0,80	Plata	406,1-418,7
Amianto	0,04	Ladrillo refractario	0,47-1,05	Plomo	35,0
Bronce	116-186	Latón	81-116	Vidrio	0,6-1,0
Zinc	106-140	Litio	301,2		
Cobre	372,1-385,2	Madera	0,13		

Cuando se ponen en contacto dos cuerpos a temperaturas diferentes, intercambiarán energía hasta que ambos alcancen el equilibrio térmico a la misma temperatura.

El equilibrio no es estático sino dinámico, ya que los dos cuerpos pueden intercambiar energía a nivel microscópico, aunque dicho intercambio tiene lugar en ambas direcciones, no habiendo en promedio intercambio neto en ninguna de las dos.

El caso más simple, es aquél en el que ambos subsistemas tienen el mismo número de partículas, la temperatura de equilibrio es la media de las temperaturas iniciales de ambos cuerpos.

En el caso general, de que el primer subsistema tenga N_1 partículas a la temperatura inicial T_1 , y el segundo tenga N_2 partículas a la temperatura T_2 al ponerlos en contacto térmico intercambiarán energía hasta que se alcance la temperatura de equilibrio dada por la media ponderada

La temperatura final no es fija sino que fluctúa alrededor de la temperatura de equilibrio, las fluctuaciones, como podemos comprobar, disminuyen al incrementarse el tamaño del sistema.

Otro concepto que se puede estudiar, es el de irreversibilidad que significa la improbabilidad de alcanzar el estado inicial desde el estado final de equilibrio a la misma temperatura.

Esta improbabilidad se debe al gran número de constituyentes del sistema.

En el programa interactivo, el número de partículas es pequeño, pero en un sistema real el número de partículas es muy elevado, por ejemplo, un mol de cualquier sustancia contiene $6.02 \cdot 10^{23}$ moléculas.

Por tanto, la simulación debe de considerarse como una imagen cualitativa de lo que ocurre a un sistema real, en el que el carácter dinámico del equilibrio térmico y las fluctuaciones son muy difíciles de observar.





5.2.- CONVECCIÓN

La convección es una de las tres formas de transferencia de calor y se caracteriza porque se produce por intermedio de un fluido (líquido o gas) que transporta el calor entre zonas con diferentes temperaturas.

La convección se produce únicamente por medio de materiales fluidos.

Lo que se llama convección en sí, es el transporte de calor por medio del movimiento del fluido, por ejemplo: al trasegar el fluido por medio de bombas o al calentar agua en una cacerola, la que está en contacto con la parte de abajo de la cacerola se mueve hacia arriba, mientras que el agua que está en la superficie, desciende, ocupando el lugar que dejó la caliente.

La transferencia de calor implica el transporte de calor en un volumen y la mezcla de elementos macroscópicos de porciones calientes y frías de un gas o un líquido.

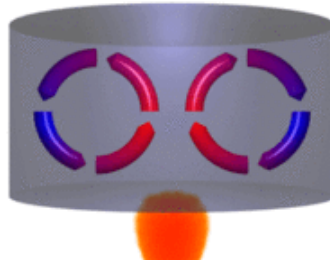
Se incluye también el intercambio de energía entre una superficie sólida y un fluido o por medio de una bomba, un ventilador u otro dispositivo mecánico (convección mecánica, forzada o asistida).

En la transferencia de calor libre o natural un fluido es más caliente o más frío y en contacto con una superficie sólida, causa una circulación debido a las diferencias de densidades que resultan del gradiente de temperaturas en el fluido.

La transferencia de calor por convección se expresa con la Ley del Enfriamiento de Newton:

$$\frac{dQ}{dt} = hA_s(T_s - T_{inf})$$

Donde h es el coeficiente de convección (ó coeficiente de película), A_s es el área del cuerpo en contacto con el fluido, T_s es la temperatura en la superficie del cuerpo y T_{inf} es la temperatura del fluido lejos del cuerpo.



Movimiento por convección.

La convección en la atmósfera terrestre involucra la transferencia de enormes cantidades del calor absorbido por el agua.

Forma nubes de gran desarrollo vertical (por ejemplo, cúmulos congestus y, sobre todo, cumulonimbos, que son los tipos de nubes que alcanzan mayor desarrollo vertical).

Estas nubes son las típicas portadoras de tormentas eléctricas y de grandes chaparrones.

Al alcanzar una altura muy grande (por ejemplo, unos 12 ó 14 km) y enfriarse violentamente, pueden producir tormentas de granizo, ya que las gotas de lluvia se van congelando al ascender violentamente y luego se precipitan al suelo ya en estado sólido.

Pueden tener forma de un hongo asimétrico de gran tamaño; y a veces se forma en este tipo de nubes una estela que semeja una especie de yunque (anvil's head, como se conoce en inglés).

El proceso que origina la convección en el seno de la atmósfera es sumamente importante y genera una serie de fenómenos fundamentales en la explicación de los vientos y en la formación de nubes, vaguadas, ciclones, anticiclones, precipitaciones, etc.

Todos los procesos y mecanismos de convección del calor atmosférico obedecen a las leyes físicas de la Termodinámica.

De estos procesos es fundamental el que explica el ciclo del agua en la Naturaleza o ciclo hidrológico.

Casi todos los fenómenos antes nombrados, tienen que ver con este último mecanismo.

También se denomina ciclo hidrológico al recorrido del agua en la atmósfera por la capacidad que tiene el agua de absorber calor y cederlo gracias a la capacidad que tiene de transformarse de un estado físico a otro.

A grandes rasgos, el ciclo hidrológico funciona de la siguiente manera: los rayos solares calientan las superficies de las aguas marinas y terrestres las cuales, al absorber ese calor, pasan del estado líquido al gaseoso en forma de vapor de agua.

El vapor asciende hasta cierta altura y al hacerlo, pierde calor, se condensa y forma las nubes, que están constituidas por gotas de agua muy pequeñas que se mantienen en suspensión a determinada altura.

Cuando esta condensación se acelera, por el propio ascenso de la masa de nubes (convección), se forman nubes de mayor desarrollo vertical, con lo que las gotas aumentan de tamaño y forman las precipitaciones, que pueden ser tanto sólidas (nieve, granizo) como acuosas (lluvia), dependiendo de la temperatura.

Estas precipitaciones pueden caer tanto en el mar como en las tierras emergidas.

Por último, parte del agua que se precipita en los continentes e islas pasa de nuevo a la atmósfera por evaporación o produce corrientes fluviales que llevan de nuevo gran parte de las aguas terrestres a los mares y océanos, con lo que se cierra el ciclo, el cual vuelve a repetirse.



Convección aire en un Hornillo

Cuando un fluido cede calor sus moléculas se desaceleran por lo cual su temperatura disminuye y su densidad aumenta siendo atraída sus moléculas por la gravedad de la tierra.

Cuando el fluido absorbe calor sus moléculas se aceleran por lo cual su temperatura aumenta y su densidad disminuye haciéndolo más liviano.

El fluido más frío tiende a bajar y ocupa el nivel más bajo de la vertical y los fluidos más calientes son desplazados al nivel más alto, creándose así los vientos de la tierra.

La transferencia térmica convectiva consiste en el contacto del fluido con una temperatura inicial con otro elemento o material con una temperatura diferente, en función de la variación de las temperaturas van a variar las cargas energéticas moleculares del fluido y los elementos interactuantes del sistema realizarán un trabajo, donde el que tiene mayor energía o temperatura se la cederá al que tiene menos temperatura.

Esta transferencia térmica se realizará hasta que los dos tengan igual temperatura, mientras se realiza el proceso las moléculas con menor densidad tenderán a subir y las de mayor densidad bajarán de nivel.

Las moléculas que se encuentran en las capas inferiores aumentan su temperatura.

Un intercambiador de calor es un dispositivo construido para intercambiar eficientemente el calor de un fluido a otro, tanto si los fluidos están separados por una pared sólida para prevenir su mezcla, como si están en contacto directo.

Los cambiadores de calor son muy usados en refrigeración, acondicionamiento de aire, calefacción, producción de energía, y procesamiento químico.

Un ejemplo básico de un cambiador de calor es el radiador de un coche, en el que el líquido de radiador caliente es enfriado por el flujo de aire sobre la superficie del radiador.

Las disposiciones más comunes de cambiadores de calor son flujo paralelo, contracorriente y flujo cruzado.

En el flujo paralelo, ambos fluidos se mueven en la misma dirección durante la transmisión de calor; en contracorriente, los fluidos se mueven en sentido contrario y en flujo cruzado los fluidos se mueven formando un ángulo recto entre ellos.

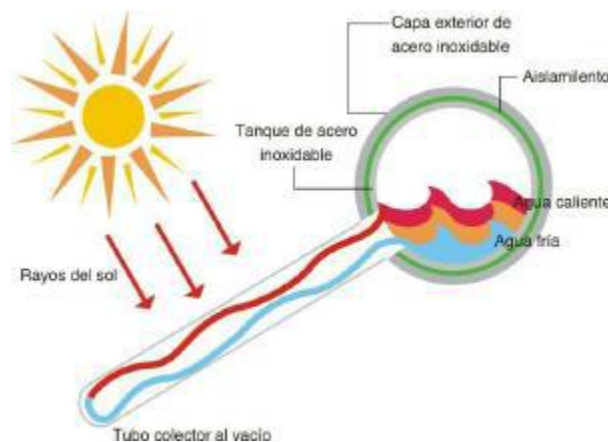
Los tipos más comunes de cambiadores de calor son de carcasa y tubos, de doble tubo, tubo extruido con aletas, tubo de aleta espiral, tubo en U, y de placas.

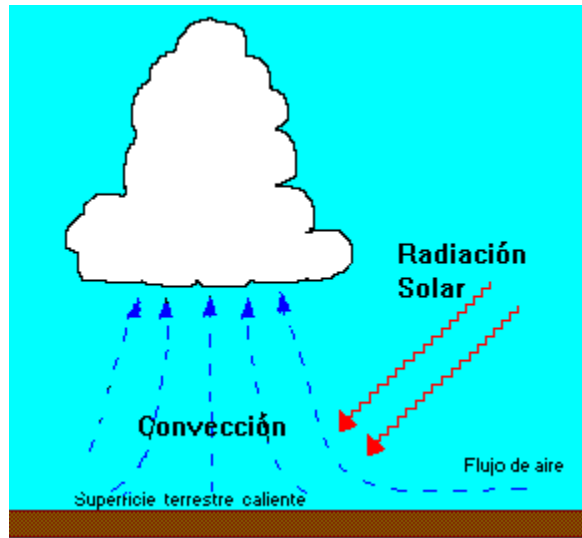
Puede obtenerse más información sobre los flujos y configuraciones de los cambiadores de calor en el artículo intercambiador de calor.

Cuando los ingenieros calculan la transferencia teórica de calor en un intercambiador, deben lidiar con el hecho de que el gradiente de temperaturas entre ambos fluidos varía con la posición.

Para solucionar el problema en sistemas simples, suele usarse la diferencia de temperaturas media logarítmica (DTML) como temperatura 'media'.

En sistemas más complejos, el conocimiento directo de la DTML no es posible y en su lugar puede usarse el método de número de unidades de transferencia (NUT).





PROBLEMAS Y SOLUCIÓN:

1.- La superficie del Sol tiene una temperatura de unos 5800 K El radio del Sol es de 6.96×10^8 m. Calcule la energía total irradiada por el Sol en cada segundo. Suponga que la emisividad del Sol es 0.965.

$$\text{P20.47} \quad \mathcal{P} = \sigma A_e T^4 = (5.6696 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}^4) \left[4\pi (6.96 \times 10^8 \text{ m})^2 \right] (0.965)(5800 \text{ K})^4$$

$$\mathcal{P} = \boxed{3.77 \times 10^{26} \text{ W}}$$

2.- Una gran pizza caliente flota en el espacio exterior. ¿Cuál es el orden de magnitud de (a) su rapidez de pérdida de energía? (b) su rapidez de cambio de temperatura? Haga una lista de las cantidades que usted estime y el valor que estime para cada una.

P20.48 Suppose the pizza is 70 cm in diameter and $\ell = 2.0$ cm thick, sizzling at 100°C . It cannot lose heat by conduction or convection. It radiates according to $\mathcal{P} = \sigma A e T^4$. Here, A is its surface area,

$$A = 2\pi r^2 + 2\pi r\ell = 2\pi(0.35\text{ m})^2 + 2\pi(0.35\text{ m})(0.02\text{ m}) = 0.81\text{ m}^2.$$

Suppose it is dark in the infrared, with emissivity about 0.8. Then

$$\mathcal{P} = (5.67 \times 10^{-8}\text{ W/m}^2 \cdot \text{K}^4)(0.81\text{ m}^2)(0.80)(373\text{ K})^4 = 710\text{ W} \quad \boxed{\sim 10^3\text{ W}}.$$

If the density of the pizza is half that of water, its mass is

$$m = \rho V = \rho \pi r^2 \ell = (500\text{ kg/m}^3)\pi(0.35\text{ m})^2(0.02\text{ m}) = 4\text{ kg}.$$

Suppose its specific heat is $c = 0.6\text{ cal/g}\cdot^\circ\text{C}$. The drop in temperature of the pizza is described by:

$$\begin{aligned} Q &= mc(T_f - T_i) \\ \mathcal{P} &= \frac{dQ}{dt} = mc \frac{dT_f}{dt} - 0 \\ \frac{dT_f}{dt} &= \frac{\mathcal{P}}{mc} = \frac{710\text{ J/s}}{(4\text{ kg})(0.6 \cdot 4186\text{ J/kg}\cdot^\circ\text{C})} = 0.07^\circ\text{C/s} \quad \boxed{\sim 10^{-1}\text{ K/s}} \end{aligned}$$

3.- El filamento de tungsteno de cierta bombilla eléctrica de 100 W irradia 2 W de luz. (Los otros 98 W son liberados por convección y conducción.) El filamento tiene un área superficial de 0.25 mm^2 y una emisividad de 0.95. Encuentre la temperatura del filamento. (El punto de fusión del tungsteno es 3683K)

$$\begin{aligned} \text{P20.49} \quad \mathcal{P} &= \sigma A e T^4 \\ 2.00\text{ W} &= (5.67 \times 10^{-8}\text{ W/m}^2 \cdot \text{K}^4)(0.250 \times 10^{-6}\text{ m}^2)(0.950)T^4 \\ T &= (1.49 \times 10^{14}\text{ K}^4)^{1/4} = \boxed{3.49 \times 10^3\text{ K}} \end{aligned}$$

4.- Al mediodía, el Sol genera 1000 W por cada metro cuadrado de un camino asfaltado. Si el asfalto caliente pierde energía sólo por radiación, ¿cuál es su temperatura de equilibrio?

P20.50 We suppose the earth below is an insulator. The square meter must radiate in the infrared as much energy as it absorbs, $\mathcal{P} = \sigma A e T^4$. Assuming that $e = 1.00$ for blackbody blacktop:

$$\begin{aligned} 1000\text{ W} &= (5.67 \times 10^{-8}\text{ W/m}^2 \cdot \text{K}^4)(1.00\text{ m}^2)(1.00)T^4 \\ T &= (1.76 \times 10^{10}\text{ K}^4)^{1/4} = \boxed{364\text{ K}} \quad (\text{You can cook an egg on it.}) \end{aligned}$$

5.- La intensidad de la radiación solar que llega a la parte superior de la atmósfera de la Tierra es 1340 W/m^2 . La temperatura de nuestro planeta es afectada por el llamado efecto invernadero de la atmósfera. Ese efecto hace que la emisividad de la Tierra para luz visible sea más alta que su emisividad para luz infrarroja. Por comparación, considere un cuerpo esférico sin atmósfera, situado a la misma distancia del Sol que la Tierra. Suponga que su emisividad es la misma para toda clase de ondas electromagnéticas y que su temperatura es uniforme sobre su superficie. Identifique el área proyectada sobre la cual absorbe luz solar y el área superficial sobre la cual irradia. Calcule su temperatura de equilibrio. Fría, ¿verdad? Su cálculo aplica a (a) el promedio de temperatura de la Luna, (b) astronautas en peligro mortal a bordo de la dañada nave espacial *Apolo 13*, y (c) catástrofe mundial sobre la Tierra si incendios generalizados producen una capa de hollín que se acumule en toda la atmósfera superior, de modo que la mayor parte de la radiación proveniente del Sol fuera absorbida ahí en lugar de la superficie que hay bajo la atmósfera.

P20.51 The sphere of radius R absorbs sunlight over the area of its day hemisphere, projected as a flat circle perpendicular to the light: πR^2 . It radiates in all directions, over area $4\pi R^2$. Then, in steady state,

$$\mathcal{P}_{\text{in}} = \mathcal{P}_{\text{out}}$$

$$e(1340 \text{ W/m}^2)\pi R^2 = e\sigma(4\pi R^2)T^4$$

The emissivity e , the radius R , and π all cancel.

$$\text{Therefore, } T = \left[\frac{1340 \text{ W/m}^2}{4(5.67 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}^4)} \right]^{1/4} = \boxed{277 \text{ K}} = 4^\circ \text{C}.$$

5.3.- RADIACIÓN

El fenómeno de la radiación consiste en la propagación de energía en forma de ondas electromagnéticas o partículas subatómicas a través del vacío o de un medio material.



Símbolo que indica la **presencia de radiación**.

La radiación propagada en forma de ondas electromagnéticas (rayos UV, rayos gamma, rayos X, etc.) se llama radiación electromagnética, mientras que la radiación corpuscular es la radiación transmitida en forma de partículas subatómicas (partículas α , neutrones, etc.) que se mueven a gran velocidad en un medio o el vacío, con apreciable transporte de energía.

Si la radiación transporta energía suficiente como para provocar ionización en el medio que atraviesa, se dice que es una radiación ionizante.

En caso contrario se habla de radiación no ionizante.

El carácter ionizante o no ionizante de la radiación es independiente de su naturaleza corpuscular u ondulatoria.

Son radiaciones ionizantes los rayos X, rayos γ , partículas α y parte del espectro de la radiación UV entre otros. Por otro lado, radiaciones como los rayos UV y las ondas de radio, TV o de telefonía móvil, son algunos ejemplos de radiaciones no ionizantes.

Algunas sustancias químicas están formadas por elementos químicos cuyos núcleos atómicos son inestables.

Como consecuencia de esa inestabilidad, sus átomos emiten partículas subatómicas de forma intermitente y aleatoria.

En general son radiactivas las sustancias que presentan un exceso de protones o neutrones.

Cuando el número de neutrones difiere del número de protones, se hace más difícil que la fuerza nuclear fuerte debida al efecto del intercambio de piones pueda mantenerlos unidos.

Eventualmente el desequilibrio se corrige mediante la liberación del exceso de neutrones o protones, en forma de partículas α que son realmente núcleos de helio, partículas β que pueden ser electrones o positrones. Estas emisiones llevan a dos tipos de radiactividad:

- Radiación α , que aligera los núcleos atómicos en 4 unidades básicas, y cambia el número atómico en dos unidades.
- Radiación β , que no cambia la masa del núcleo, ya que implica la conversión de un protón en un neutrón o viceversa, y cambia el número atómico en una sola unidad (positiva o negativa, según la partícula emitida sea un electrón o un positrón).

Además existe un tercer tipo de radiación en que simplemente se emiten fotones de alta frecuencia, llamada radiación γ . En este tipo de radiación lo que sucede

es que el núcleo pasa de un estado excitado de mayor energía a otro de menor energía, que puede seguir siendo inestable y dar lugar a la emisión de más radiación de tipo α , β o γ .

La radiación γ es un tipo de radiación electromagnética muy penetrante debido a que los fotones no tienen carga eléctrica, así como ser inestables dentro de su capacidad molecular dentro del calor que efectuasen entre sí.

Cuando un cuerpo está más caliente que su entorno, pierde calor hasta que su temperatura se equilibra con la de dicho entorno.

Este proceso de pérdida de calor se puede producir por tres tipos de procesos: conducción, convección y radiación térmica.

De hecho, la emisión de radiación puede llegar a ser el proceso dominante cuando los cuerpos están relativamente aislados del entorno o cuando están a temperaturas muy elevadas.

Así, un cuerpo muy caliente emitirá, por norma general, gran cantidad de ondas electromagnéticas.

La cantidad de energía radiante emitida o calor radiado viene dada por la Ley de Stefan-Boltzmann.

De acuerdo con esta ley, dicho calor radiado es proporcional a su temperatura absoluta elevada a la cuarta potencia:

$$P = \alpha (\sigma T^4) S$$

Donde

- P es la potencia radiada.
- α es un coeficiente que depende de la naturaleza del cuerpo; $\alpha = 1$ para un cuerpo negro perfecto.
- S es el área de la superficie que radia.
- σ es la constante de Stefan-Boltzmann, que tiene un valor de $5,67 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}^4$
- T es la temperatura absoluta.

Según la intensidad de la radiación y en que parte del cuerpo se produjo, el enfermo puede llegar a morir en el plazo de unas horas a varias semanas.

Si sobreviene, sus expectativas de vida quedan sensiblemente reducidas.

Los efectos nocivos de la radioactividad se acumulan hasta que una exposición mínima se convierte en peligrosa después de cierto tiempo.

Las condiciones que se expresan cuando alguien es víctima de enfermedad por radiación son:

- náuseas
- vómitos
- convulsiones
- delirios
- dolores de cabeza
- diarrea
- pérdida de cabellera
- pérdida de dentadura
- reducción de los glóbulos rojos en la sangre
- reducción de los glóbulos blancos en la sangre
- daño al conducto gastrointestinal
- pérdida de la mucosa de los intestinos
- hemorragias
- esterilidad
- infecciones bacterianas
- cáncer
- leucemia
- cataratas
- daños genéticos
- daño cerebral
- daños al sistema nervioso
- cambio del color de pelo a gris
- quemaduras



Si los animales son irradiados, a los pocos días presentan diarrea, irritabilidad, pérdida de apetito y apatía.

Pueden quedar estériles según el grado de exposición.

Cuando son afectados por la radiación, los órganos internos se contaminan y algunos elementos radiactivos (como el Estroncio) se introducen en los huesos, dónde permanecen toda la vida disminuyendo las defensas del organismo, y haciéndolo al animal presa fácil para las enfermedades.

Para eliminar la radiación en los animales, la solución es tiempo y cuidado, además de no seguir expuestos a productos radiactivos.

Si se consumen animales, deben evitarse los huesos y los órganos.



La transferencia lineal de energía o LET (*Linear Energy Transfer*) es una medida que indica la cantidad de energía "depositada" por la radiación en el medio continuo que es atravesado por ella.

Técnicamente se expresa como la energía transferida por unidad de longitud.

El valor de la LET depende tanto del tipo de radiación como de las características del medio material traspasado por ella.

La LET se relaciona de manera directa con dos propiedades muy importantes en el análisis de las radiaciones: la capacidad de penetración y la cantidad de "dosis" que depositan:

1. Un haz de radiación de alta LET (e. g. partículas α) depositará toda su energía en una región pequeña del medio, por lo que perderá su energía rápidamente y no podrá atravesar grosores considerables. Por el mismo motivo dejará una dosis alta en el material.
2. Un haz de radiación de baja LET (e. g. la radiación electromagnética y γ -radiación gamma-) depositará su energía lentamente, por lo que antes de haber perdido toda su energía será capaz de atravesar un gran espesor de material. Por ello dejará una dosis baja en el medio que atraviesa.

Esto explica por qué podemos protegernos de las partículas α con una simple capa de aire y, sin embargo, es necesario un gran espesor de plomo u otro metal pesado para protegernos de los rayos gamma.

Biológicamente estas medidas son importantes, ya que diversas radiaciones pueden causar daños a la salud según la intensidad de la radiación o la LET a la que se exponga el cuerpo humano.

Además es importante notar que las dosis no sólo dependen de la LET. Pese a lo dicho, un haz de fotones muy energético puede provocar grandes dosis.

5.4.- MECANISMOS SIMULTÁNEOS

La **conducción y la convección no existen simultáneamente**, ya que puede haber: **radiación, conducción, convección, radiación + conducción o radiación + convección.**

La transferencia de calor en el vacío sólo se puede producir por radiación, puesto que tanto la conducción como la convección requieren la presencia de un medio material.

En caso de existir dos mecanismos simultáneamente actúan en paralelo.

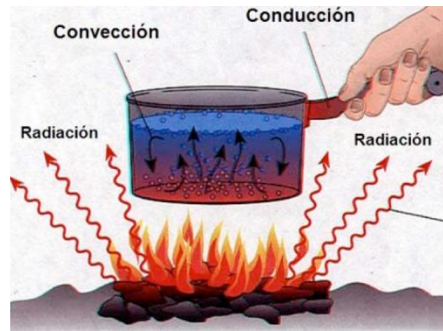


Imagen de un Mecanismo Simultáneo

5.5.- EJERCICIOS PRÁCTICOS CON SOLUCIÓN:

1.- El láser Nova del Laboratorio Nacional Lawrence Livermore, en California, se usa en estudios para iniciar una fusión nuclear controlada (sección 23.4 del volumen II). Puede entregar una potencia de 1.60×10^{13} W durante un intervalo de tiempo de 2.50 ns. Compare su energía de salida en uno de estos intervalos con la energía necesaria para hacer que se caliente una olla de té de 0.8 kg de agua de 20°C a 100°C.

*P20.6 The laser energy output:

$$\mathcal{P}\Delta t = (1.60 \times 10^{13} \text{ J/s}) (2.50 \times 10^{-9} \text{ s}) = 4.00 \times 10^4 \text{ J}.$$

The teakettle input:

$$Q = mc\Delta T = 0.800 \text{ kg} (4186 \text{ J/kg}\cdot^\circ\text{C}) 80^\circ\text{C} = 2.68 \times 10^5 \text{ J}.$$

2.- Una herradura de hierro de 1.5 kg inicialmente a 600°C se deja caer en una cubeta que contiene 20 kg de agua a 25°C. ¿Cuál es la temperatura final? (Pase por alto la capacidad calorífica del recipiente, y suponga que la insignificante cantidad de agua se hierve.)

$$P20.7 \quad Q_{\text{cold}} = -Q_{\text{hot}}$$

$$(mc\Delta T)_{\text{water}} = -(mc\Delta T)_{\text{iron}}$$

$$20.0 \text{ kg}(4186 \text{ J/kg}\cdot^{\circ}\text{C})(T_f - 25.0^{\circ}\text{C}) = -(1.50 \text{ kg})(448 \text{ J/kg}\cdot^{\circ}\text{C})(T_f - 600^{\circ}\text{C})$$

$$T_f = \boxed{29.6^{\circ}\text{C}}$$

3.- Una taza de aluminio de 200 gr de masa contiene 800 gr. de agua en equilibrio térmico a 80°C. La combinación de taza y agua se enfría uniformemente de modo que la temperatura desciende en 1.5°C por minuto. ¿A qué ritmo se remueve energía por calor? Exprese su respuesta en watts.

P20.8 Let us find the energy transferred in one minute.

$$Q = [m_{\text{cup}}c_{\text{cup}} + m_{\text{water}}c_{\text{water}}]\Delta T$$

$$Q = [(0.200 \text{ kg})(900 \text{ J/kg}\cdot^{\circ}\text{C}) + (0.800 \text{ kg})(4186 \text{ J/kg}\cdot^{\circ}\text{C})](-1.50^{\circ}\text{C}) = -5290 \text{ J}$$

If this much energy is removed from the system each minute, the rate of removal is

$$\mathcal{P} = \frac{|Q|}{\Delta t} = \frac{5290 \text{ J}}{60.0 \text{ s}} = 88.2 \text{ J/s} = \boxed{88.2 \text{ W}}.$$

4.- Un calorímetro de aluminio con masa de 100 gr. contiene 250 gr. de agua. El calorímetro y el agua están en equilibrio térmico a 10°C. Dos bloques metálicos se ponen en el agua. Uno es una pieza de cobre de 50 gr. a 80°C. El otro bloque tiene una masa de 70 gr. y está originalmente a una temperatura de 100°C. Todo el sistema se estabiliza a una temperatura final de 20°C. (a) Determine el calor específico de la muestra desconocida. (b) Calcule el material desconocido, usando los datos de la tabla 20.1.

P20.9 (a) $Q_{\text{cold}} = -Q_{\text{hot}}$

$$(m_w c_w + m_c c_c)(T_f - T_c) = -m_{\text{Cu}} c_{\text{Cu}}(T_f - T_{\text{Cu}}) - m_{\text{unk}} c_{\text{unk}}(T_f - T_{\text{unk}})$$

where w is for water, c the calorimeter, Cu the copper sample, and unk the unknown.

$$\begin{aligned} & [250 \text{ g}(1.00 \text{ cal/g}\cdot^\circ\text{C}) + 100 \text{ g}(0.215 \text{ cal/g}\cdot^\circ\text{C})](20.0 - 10.0)^\circ\text{C} \\ & = -(50.0 \text{ g})(0.0924 \text{ cal/g}\cdot^\circ\text{C})(20.0 - 80.0)^\circ\text{C} - (70.0 \text{ g})c_{\text{unk}}(20.0 - 100)^\circ\text{C} \\ & 2.44 \times 10^3 \text{ cal} = (5.60 \times 10^3 \text{ g}\cdot^\circ\text{C})c_{\text{unk}} \end{aligned}$$

or $c_{\text{unk}} = \boxed{0.435 \text{ cal/g}\cdot^\circ\text{C}}$.

(b) The material of the sample is beryllium.

5.- Una moneda de cobre de 3 gr. a 25°C se deja caer 50 m al suelo. (a) Suponiendo que 60 % del cambio en energía potencial del sistema formado por el centavo y nuestro planeta se va a aumentar la energía interna del centavo, determine su temperatura final. (b) ¿Qué pasaría si? ¿Este resultado depende de la masa del centavo? Explique.

P20.10 (a) $(f)(mgh) = mc\Delta T$

$$\frac{(0.600)(3.00 \times 10^{-3} \text{ kg})(9.80 \text{ m/s}^2)(50.0 \text{ m})}{4.186 \text{ J/cal}} = (3.00 \text{ g})(0.0924 \text{ cal/g}\cdot^\circ\text{C})(\Delta T)$$

$\Delta T = 0.760^\circ\text{C}; \quad \boxed{T = 25.8^\circ\text{C}}$

6.- Una combinación de 0.25 kg de agua a 20°C , 0.4 kg de aluminio a 26°C , y 0.1 kg de cobre a 100°C se mezclan en un recipiente aislado al que se deja llegar al equilibrio térmico. Soslaye cualquier transferencia de energía hacia o desde el recipiente y determine la temperatura final de la mezcla.

***P20.11** We do not know whether the aluminum will rise or drop in temperature. The energy the water can absorb in rising to 26°C is $mc\Delta T = 0.25 \text{ kg } 4186 \frac{\text{J}}{\text{kg } ^\circ\text{C}} 6^\circ\text{C} = 6279 \text{ J}$. The energy the copper can put out in dropping to 26°C is $mc\Delta T = 0.1 \text{ kg } 387 \frac{\text{J}}{\text{kg } ^\circ\text{C}} 74^\circ\text{C} = 2864 \text{ J}$. Since $6279 \text{ J} > 2864 \text{ J}$, the final temperature is less than 26°C . We can write $Q_h = -Q_c$ as

$$\begin{aligned} Q_{\text{water}} + Q_{\text{Al}} + Q_{\text{Cu}} &= 0 \\ 0.25 \text{ kg } 4186 \frac{\text{J}}{\text{kg } ^\circ\text{C}} (T_f - 20^\circ\text{C}) + 0.4 \text{ kg } 900 \frac{\text{J}}{\text{kg } ^\circ\text{C}} (T_f - 26^\circ\text{C}) \\ &+ 0.1 \text{ kg } 387 \frac{\text{J}}{\text{kg } ^\circ\text{C}} (T_f - 100^\circ\text{C}) = 0 \\ 1046.5T_f - 20930^\circ\text{C} + 360T_f - 9360^\circ\text{C} + 38.7T_f - 3870^\circ\text{C} &= 0 \\ 1445.2T_f &= 34160^\circ\text{C} \\ T_f &= \boxed{23.6^\circ\text{C}} \end{aligned}$$

7.- Si se vierte agua con una m_h a una temperatura T_h en una taza de aluminio de masa m_{Al} que contiene una masa m_c de agua a T_c donde $T_h > T_c$ ¿cuál es la temperatura de equilibrio del sistema?

$$\begin{aligned} \text{P20.12} \quad Q_{\text{cold}} &= -Q_{\text{hot}} \\ m_{\text{Al}}c_{\text{Al}}(T_f - T_c) + m_c c_w (T_f - T_c) &= -m_h c_w (T_f - T_h) \\ (m_{\text{Al}}c_{\text{Al}} + m_c c_w)T_f - (m_{\text{Al}}c_{\text{Al}} + m_c c_w)T_c &= -m_h c_w T_f + m_h c_w T_h \\ (m_{\text{Al}}c_{\text{Al}} + m_c c_w + m_h c_w)T_f &= (m_{\text{Al}}c_{\text{Al}} + m_c c_w)T_c + m_h c_w T_h \\ T_f &= \boxed{\frac{(m_{\text{Al}}c_{\text{Al}} + m_c c_w)T_c + m_h c_w T_h}{m_{\text{Al}}c_{\text{Al}} + m_c c_w + m_h c_w}} \end{aligned}$$

8.- Un calentador de agua se opera con energía solar. Si el colector solar tiene un área de 6 m^2 y la intensidad entregada por la luz solar es de 550 W/m^2 , ¿cuánto tarda en aumentar la temperatura de 1 m^3 de agua de 20°C a 60°C ?

P20.13 The rate of collection of energy is $\mathcal{P} = 550 \text{ W/m}^2 (6.00 \text{ m}^2) = 3300 \text{ W}$. The amount of energy required to raise the temperature of 1000 kg of water by 40.0°C is:

$$Q = mc\Delta T = 1000 \text{ kg} (4186 \text{ J/kg } ^\circ\text{C}) (40.0^\circ\text{C}) = 1.67 \times 10^8 \text{ J}$$

$$\text{Thus, } \mathcal{P}\Delta t = 1.67 \times 10^8 \text{ J}$$

$$\text{or } \Delta t = \frac{1.67 \times 10^8 \text{ J}}{3300 \text{ W}} = \boxed{50.7 \text{ ks}} = 14.1 \text{ h.}$$

9.- Dos recipientes térmicamente aislados están conectados por un estrecho tubo equipado con una válvula que inicialmente está cerrada. Uno de los recipientes, de 16.8 L de volumen, contiene oxígeno a una temperatura de 300 K y una presión de 1.75 atm. El otro, de 22.4 L de volumen, contiene oxígeno a una temperatura de 450 K y una presión de 2.25 atm. Cuando la válvula se abre, los gases de los dos recipientes se mezclan, y la temperatura y presión se hacen uniformes en todo el sistema. (a) ¿Cuál es la temperatura final? (b) ¿Cuál es la presión final?

*P20.14 Vessel one contains oxygen according to $PV = nRT$:

$$n_c = \frac{PV}{RT} = \frac{1.75(1.013 \times 10^5 \text{ Pa})16.8 \times 10^{-3} \text{ m}^3}{8.314 \text{ Nm/mol} \cdot \text{K} \cdot 300 \text{ K}} = 1.194 \text{ mol.}$$

Vessel two contains this much oxygen:

$$n_h = \frac{2.25(1.013 \times 10^5)22.4 \times 10^{-3}}{8.314(450)} \text{ mol} = 1.365 \text{ mol.}$$

(a) The gas comes to an equilibrium temperature according to

$$(mc\Delta T)_{\text{cold}} = -(mc\Delta T)_{\text{hot}}$$

$$n_c Mc(T_f - 300 \text{ K}) + n_h Mc(T_f - 450 \text{ K}) = 0$$

The molar mass M and specific heat divide out:

$$1.194T_f - 358.2 \text{ K} + 1.365T_f - 614.1 \text{ K} = 0$$

$$T_f = \frac{972.3 \text{ K}}{2.559} = \boxed{380 \text{ K}}$$

(b) The pressure of the whole sample in its final state is

$$P = \frac{nRT}{V} = \frac{2.559 \text{ mol} \cdot 8.314 \text{ J} \cdot 380 \text{ K}}{\text{mol K}(22.4 + 16.8) \times 10^{-3} \text{ m}^3} = \boxed{2.06 \times 10^5 \text{ Pa}} = 2.04 \text{ atm.}$$

10.- ¿Cuánta energía se requiere para cambiar un cubo de hielo de 40 gr. de hielo a -10°C a vapor a 110°C ?

P20.15 The heat needed is the sum of the following terms:

$$Q_{\text{needed}} = (\text{heat to reach melting point}) + (\text{heat to melt})$$

$$+ (\text{heat to reach melting point}) + (\text{heat to vaporize}) + (\text{heat to reach } 110^\circ\text{C})$$

Thus, we have

$$Q_{\text{needed}} = 0.0400 \text{ kg} \left[(2090 \text{ J/kg} \cdot ^\circ\text{C})(10.0^\circ\text{C}) + (3.33 \times 10^5 \text{ J/kg}) \right.$$

$$\left. + (4186 \text{ J/kg} \cdot ^\circ\text{C})(100^\circ\text{C}) + (2.26 \times 10^6 \text{ J/kg}) + (2010 \text{ J/kg} \cdot ^\circ\text{C})(10.0^\circ\text{C}) \right]$$

$$Q_{\text{needed}} = \boxed{1.22 \times 10^5 \text{ J}}$$

11.- Un calorímetro de cobre de 50 gr. contiene 250 gr. de agua a 20°C. ¿Cuánto vapor debe condensarse en el agua si la temperatura final del sistema debe llegar a 50°C?

P20.16 $Q_{\text{cold}} = -Q_{\text{hot}}$

$$(m_w c_w + m_c c_c)(T_f - T_i) = -m_s [-L_v + c_w(T_f - 100)]$$

$$[0.250 \text{ kg}(4186 \text{ J/kg}\cdot^\circ\text{C}) + 0.0500 \text{ kg}(387 \text{ J/kg}\cdot^\circ\text{C})](50.0^\circ\text{C} - 20.0^\circ\text{C})$$

$$= -m_s [-2.26 \times 10^6 \text{ J/kg} + (4186 \text{ J/kg}\cdot^\circ\text{C})(50.0^\circ\text{C} - 100^\circ\text{C})]$$

$$m_s = \frac{3.20 \times 10^4 \text{ J}}{2.47 \times 10^6 \text{ J/kg}} = 0.0129 \text{ kg} = \boxed{12.9 \text{ g steam}}$$

12.- Una bala de plomo de 3 gr. a 30°C es disparada a una rapidez de 240 m/s en un gran bloque de hielo a 0°C, en el que queda incrustada. ¿Qué cantidad de hielo se derrite?

P20.17 The bullet will not melt all the ice, so its final temperature is 0°C.

Then $\left(\frac{1}{2}mv^2 + mc|\Delta T|\right)_{\text{bullet}} = m_w L_f$

where m_w is the melt water mass

$$m_w = \frac{0.500(3.00 \times 10^{-3} \text{ kg})(240 \text{ m/s})^2 + 3.00 \times 10^{-3} \text{ kg}(128 \text{ J/kg}\cdot^\circ\text{C})(30.0^\circ\text{C})}{3.33 \times 10^5 \text{ J/kg}}$$

$$m_w = \frac{86.4 \text{ J} + 11.5 \text{ J}}{333\,000 \text{ J/kg}} = \boxed{0.294 \text{ g}}$$

13.- Vapor a 100°C se agrega a hielo a 0°C. (a) Encuentre la cantidad de hielo derretido y la temperatura final cuando la masa del vapor sea 10 gr. y la masa del hielo sea 50 gr. (b) ¿Qué pasaría si? Repita cuando la masa del vapor sea 1 gr. y la masa del hielo sea 50 gr.

P20.18 (a) $Q_1 = \text{heat to melt all the ice} = (50.0 \times 10^{-3} \text{ kg})(3.33 \times 10^5 \text{ J/kg}) = 1.67 \times 10^4 \text{ J}$
 $Q_2 = (\text{heat to raise temp of ice to } 100^\circ\text{C})$
 $= (50.0 \times 10^{-3} \text{ kg})(4186 \text{ J/kg}\cdot^\circ\text{C})(100^\circ\text{C}) = 2.09 \times 10^4 \text{ J}$

Thus, the total heat to melt ice and raise temp to $100^\circ\text{C} = 3.76 \times 10^4 \text{ J}$

$$Q_3 = \begin{array}{l} \text{heat available} \\ \text{as steam condenses} \end{array} = (10.0 \times 10^{-3} \text{ kg})(2.26 \times 10^6 \text{ J/kg}) = 2.26 \times 10^4 \text{ J}$$

Thus, we see that $Q_3 > Q_1$, but $Q_3 < Q_1 + Q_2$.

Therefore, all the ice melts but $T_f < 100^\circ\text{C}$. Let us now find T_f

$$\begin{aligned} Q_{\text{cold}} &= -Q_{\text{hot}} \\ (50.0 \times 10^{-3} \text{ kg})(3.33 \times 10^5 \text{ J/kg}) + (50.0 \times 10^{-3} \text{ kg})(4186 \text{ J/kg}\cdot^\circ\text{C})(T_f - 0^\circ\text{C}) \\ &= -(10.0 \times 10^{-3} \text{ kg})(-2.26 \times 10^6 \text{ J/kg}) - (10.0 \times 10^{-3} \text{ kg})(4186 \text{ J/kg}\cdot^\circ\text{C})(T_f - 100^\circ\text{C}) \end{aligned}$$

From which, $T_f = 40.4^\circ\text{C}$.

(b) $Q_1 = \text{heat to melt all ice} = 1.67 \times 10^4 \text{ J}$ [See part (a)]
 $Q_2 = \begin{array}{l} \text{heat given up} \\ \text{as steam condenses} \end{array} = (10^{-3} \text{ kg})(2.26 \times 10^6 \text{ J/kg}) = 2.26 \times 10^3 \text{ J}$
 $Q_3 = \begin{array}{l} \text{heat given up as condensed} \\ \text{steam cools to } 0^\circ\text{C} \end{array} = (10^{-3} \text{ kg})(4186 \text{ J/kg}\cdot^\circ\text{C})(100^\circ\text{C}) = 419 \text{ J}$

Note that $Q_2 + Q_3 < Q_1$. Therefore, the final temperature will be 0°C with some ice remaining. Let us find the mass of ice which must melt to condense the steam and cool the condensate to 0°C .

$$mL_f = Q_2 + Q_3 = 2.68 \times 10^3 \text{ J}$$

$$\text{Thus, } m = \frac{2.68 \times 10^3 \text{ J}}{3.33 \times 10^5 \text{ J/kg}} = 8.04 \times 10^{-3} \text{ kg} = 8.04 \text{ g}.$$

Therefore, there is 42.0 g of ice left over.

14.- Un bloque de 1 kg de cobre a 20°C se pone en un gran recipiente de nitrógeno líquido a 77.3 K . ¿Cuántos kilogramos de nitrógeno hierven para cuando el cobre llega a 77.3 K ? (El calor específico del cobre es $0.092 \text{ cal/g}\cdot^\circ\text{C}$. El calor latente de vaporización del nitrógeno es 48 cal/g .)

P20.19 $Q = m_{\text{Cu}} c_{\text{Cu}} \Delta T = m_{\text{N}_2} (L_{\text{vap}})_{\text{N}_2}$
 $1.00 \text{ kg}(0.0920 \text{ cal/g}\cdot^\circ\text{C})(293 - 77.3)^\circ\text{C} = m(48.0 \text{ cal/g})$
 $m = 0.414 \text{ kg}$

15.- Suponga que un granizo a 0°C cae en aire a una temperatura uniforme de 0°C y cae sobre una banqueta que también está a esta temperatura. ¿De qué altura inicial debe caer el granizo para que se derrita por completo al impacto?

***P20.20** The original gravitational energy of the hailstone-Earth system changes entirely into additional internal energy in the hailstone, to produce its phase change. No temperature change occurs, either in the hailstone, in the air, or in sidewalk. Then

$$mgy = mL$$

$$y = \frac{L}{g} = \frac{3.33 \times 10^5 \text{ J/kg}}{9.8 \text{ m/s}^2} \left(\frac{1 \text{ kg} \cdot \text{m}^2/\text{s}^2}{1 \text{ J}} \right) = \boxed{3.40 \times 10^4 \text{ m}}$$

16.- En un recipiente aislado, 250 gr. de hielo a 0°C se agregan a 600 gr. de agua a 18°C . (a) ¿Cuál es la temperatura final del sistema? (b) ¿Cuánto hielo resta cuando el sistema llega al equilibrio?

P20.21 (a) Since the heat required to melt 250 g of ice at 0°C *exceeds* the heat required to cool 600 g of water from 18°C to 0°C , the final temperature of the system (water + ice) must be $\boxed{0^{\circ}\text{C}}$.

(b) Let m represent the mass of ice that melts before the system reaches equilibrium at 0°C .

$$Q_{\text{cold}} = -Q_{\text{hot}}$$

$$mL_f = -m_w c_w (0^{\circ}\text{C} - T_i)$$

$$m(3.33 \times 10^5 \text{ J/kg}) = -(0.600 \text{ kg})(4186 \text{ J/kg} \cdot ^{\circ}\text{C})(0^{\circ}\text{C} - 18.0^{\circ}\text{C})$$

$$m = 136 \text{ g, so the ice remaining} = 250 \text{ g} - 136 \text{ g} = \boxed{114 \text{ g}}$$

17.- Dos veloces balas de plomo, cada una de 5 gr. de masa y a una temperatura de 20°C , chocan de frente a una rapidez de 500 m/s cada una. Si se supone una colisión perfectamente inelástica y no hay pérdida de energía por calor a la atmósfera, describa el estado final del sistema formado por las 2 balas.

P20.22 The original kinetic energy all becomes thermal energy:

$$\frac{1}{2}mv^2 + \frac{1}{2}mv^2 = 2\left(\frac{1}{2}\right)(5.00 \times 10^{-3} \text{ kg})(500 \text{ m/s})^2 = 1.25 \text{ kJ}.$$

Raising the temperature to the melting point requires

$$Q = mc\Delta T = 10.0 \times 10^{-3} \text{ kg}(128 \text{ J/kg}\cdot^\circ\text{C})(327^\circ\text{C} - 20.0^\circ\text{C}) = 393 \text{ J}.$$

Since $1250 \text{ J} > 393 \text{ J}$, the lead starts to melt. Melting it all requires

$$Q = mL = (10.0 \times 10^{-3} \text{ kg})(2.45 \times 10^4 \text{ J/kg}) = 245 \text{ J}.$$

Since $1250 \text{ J} > 393 + 245 \text{ J}$, it all melts. If we assume liquid lead has the same specific heat as solid lead, the final temperature is given by

$$1.25 \times 10^3 \text{ J} = 393 \text{ J} + 245 \text{ J} + 10.0 \times 10^{-3} \text{ kg}(128 \text{ J/kg}\cdot^\circ\text{C})(T_f - 327^\circ\text{C})$$

$$\boxed{T_f = 805^\circ\text{C}}$$

18.- Una muestra de gas ideal se expande al doble de su volumen original de 1 m^3 en un proceso cuasiestático para el cual $P = \alpha V^2$, con $\alpha = 5 \text{ atm/m}^6$, como se ve en la figura P20.23. ¿Cuánto trabajo es realizado sobre el gas en expansión?

P20.23 $W_{if} = -\int_i^f P dV$

The work done on the gas is the negative of the area under the curve $P = \alpha V^2$ between V_i and V_f .

$$W_{if} = -\int_i^f \alpha V^2 dV = -\frac{1}{3}\alpha(V_f^3 - V_i^3)$$

$$V_f = 2V_i = 2(1.00 \text{ m}^3) = 2.00 \text{ m}^3$$

$$W_{if} = -\frac{1}{3}\left[(5.00 \text{ atm/m}^6)(1.013 \times 10^5 \text{ Pa/atm})\right]\left[(2.00 \text{ m}^3)^3 - (1.00 \text{ m}^3)^3\right] = \boxed{-1.18 \text{ MJ}}$$

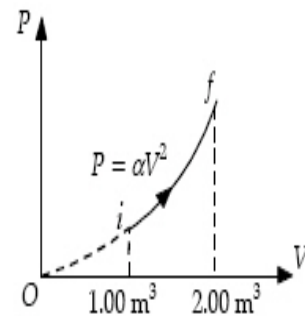


FIG. P20.23

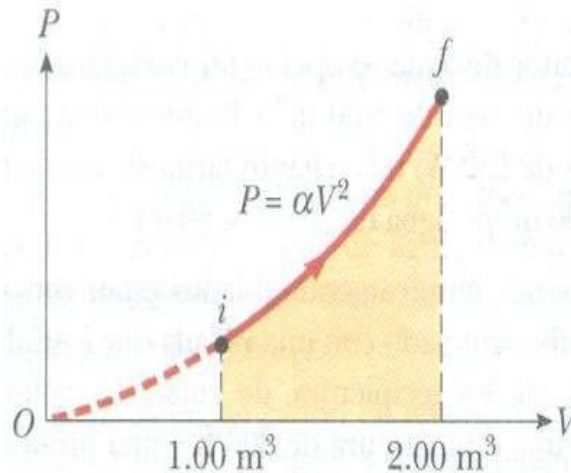


Figura P20.23

19.- (a) Determine el trabajo realizado sobre un fluido que se expande de i a f como se indica en la figura P20.24. (b) ¿Qué pasaría si? ¿Cuánto trabajo es realizado sobre el fluido si se comprime de f a i a lo largo de la misma trayectoria?

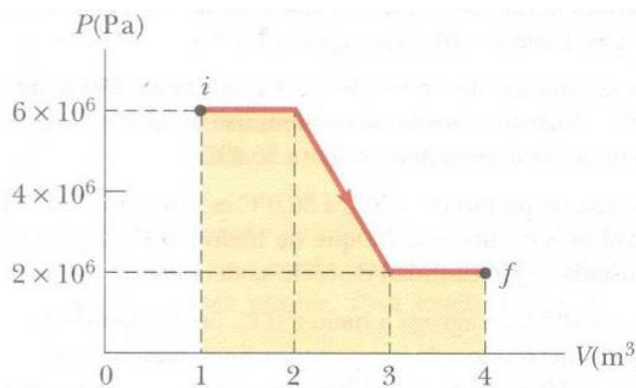


Figura P20.24

P20.24 (a) $W = -\int P dV$

$$W = -(6.00 \times 10^6 \text{ Pa})(2.00 - 1.00) \text{ m}^3 +$$

$$-(4.00 \times 10^6 \text{ Pa})(3.00 - 2.00) \text{ m}^3 +$$

$$-(2.00 \times 10^6 \text{ Pa})(4.00 - 3.00) \text{ m}^3$$

$$W_{i \rightarrow f} = \boxed{-12.0 \text{ MJ}}$$

(b) $W_{f \rightarrow i} = \boxed{+12.0 \text{ MJ}}$

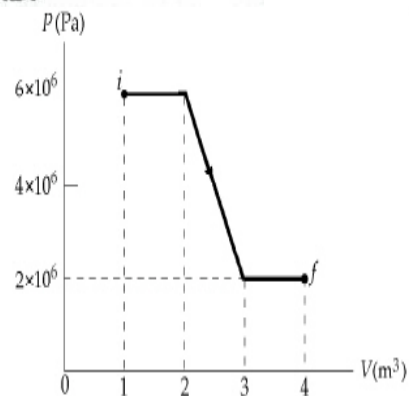


FIG. P20.24

20.- Un gas ideal está encerrado en un cilindro con un émbolo movable sobre él. El émbolo tiene una masa de 8000 gr. y un área de 5 cm^2 y está libre para subir y bajar, manteniendo constante la presión del gas. ¿Cuánto trabajo se realiza sobre el gas cuando la temperatura de 0.2 mol del gas se eleva de 20°C a 300°C ?

$$\text{P20.25} \quad W = -P\Delta V = -P\left(\frac{nR}{P}\right)(T_f - T_i) = -nR\Delta T = -(0.200)(8.314)(280) = \boxed{-466 \text{ J}}$$

21.- Un gas ideal está encerrado en un cilindro que tiene un émbolo sobre él. El émbolo tiene una masa m y un área A y está libre para subir y bajar, manteniendo constante la presión del gas. ¿Cuánto trabajo se realiza sobre el gas cuando la temperatura de n moles del gas se eleva de T_1 a T_2 ?

$$\text{P20.26} \quad W = -\int_i^f P dV = -P \int_i^f dV = -P\Delta V = -nR\Delta T = \boxed{-nR(T_2 - T_1)}$$

22.- Un mol de un gas ideal se calienta lentamente de modo que del estado PV (P_i, V_i) a ($3P_i, 3V_i$) en forma tal que la presión es directamente proporcional al volumen. (a) ¿Cuánto trabajo se realiza sobre el gas en el proceso? (b) ¿Cómo está relacionada temperatura del gas con su volumen durante este proceso?

$$\text{P20.27} \quad \text{During the heating process } P = \left(\frac{P_i}{V_i}\right)V.$$

$$\begin{aligned} \text{(a)} \quad W &= -\int_i^f P dV = -\int_{V_i}^{3V_i} \left(\frac{P_i}{V_i}\right)V dV \\ W &= -\left(\frac{P_i}{V_i}\right) \frac{V^2}{2} \Big|_{V_i}^{3V_i} = -\frac{P_i}{2V_i} (9V_i^2 - V_i^2) = \boxed{-4P_i V_i} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{(b)} \quad PV &= nRT \\ \left[\left(\frac{P_i}{V_i}\right)V\right]V &= nRT \\ \boxed{T} &= \left(\frac{P_i}{nRV_i}\right)V^2 \end{aligned}$$

Temperature must be proportional to the square of volume, rising to nine times its original value.

23.- Un gas se comprime a una presión constante de 0.8 atm de 9 L a 2 L. En el proceso, 400 J de energía salen del gas por calor. (a) ¿Cuál es el trabajo realizado sobre el gas? (b) ¿Cuál el cambio en su energía interna?

$$\text{P20.28} \quad (a) \quad W = -P\Delta V = -(0.800 \text{ atm})(-7.00 \text{ L})\left(1.013 \times 10^5 \text{ Pa/atm}\right)\left(10^{-3} \text{ m}^3/\text{L}\right) = \boxed{+567 \text{ J}}$$

$$(b) \quad \Delta E_{\text{int}} = Q + W = -400 \text{ J} + 567 \text{ J} = \boxed{167 \text{ J}}$$

24.- Un sistema termodinámico experimenta un proceso en el que energía interna disminuye en 500J. Al mismo tiempo, 220 J de trabajo se realizan sobre el sistema. Encuentre la energía transferida hacia o desde él por calor.

$$\text{P20.29} \quad \Delta E_{\text{int}} = Q + W$$

$$Q = \Delta E_{\text{int}} - W = -500 \text{ J} - 220 \text{ J} = \boxed{-720 \text{ J}}$$

The negative sign indicates that positive energy is transferred *from* the system by heat.

25.- Un mol de un gas ideal realiza 3000 J de trabajo sobre su entorno cuando se expande de manera isotérmica a una presión final 1.00 atm y volumen de 25.0 L. Determine (a) el volumen inicial y (b) la temperatura del gas.

$$\text{P20.34} \quad (a) \quad W = -nRT \ln\left(\frac{V_f}{V_i}\right) = -P_f V_f \ln\left(\frac{V_f}{V_i}\right)$$

$$\text{so } V_i = V_f \exp\left(+\frac{W}{P_f V_f}\right) = (0.0250) \exp\left[\frac{-3000}{0.0250(1.013 \times 10^5)}\right] = \boxed{0.00765 \text{ m}^3}$$

$$(b) \quad T_f = \frac{P_f V_f}{nR} = \frac{1.013 \times 10^5 \text{ Pa}(0.0250 \text{ m}^3)}{1.00 \text{ mol}(8.314 \text{ J/K} \cdot \text{mol})} = \boxed{305 \text{ K}}$$

26.- Un gas ideal inicialmente a 300 K experimenta una expansión bórica a 2.50 kPa. Si el volumen aumenta de 1.00 m³ a 3.00 m³ 12.5 kJ se transfieren al gas por calor, ¿cuáles son (a) el cambio en su energía interna y (b) su temperatura final?

$$\text{P20.35} \quad (a) \quad \Delta E_{\text{int}} = Q - P\Delta V = 12.5 \text{ kJ} - 2.50 \text{ kPa}(3.00 - 1.00) \text{ m}^3 = \boxed{7.50 \text{ kJ}}$$

$$(b) \quad \frac{V_1}{T_1} = \frac{V_2}{T_2}$$

$$T_2 = \frac{V_2}{V_1} T_1 = \frac{3.00}{1.00} (300 \text{ K}) = \boxed{900 \text{ K}}$$

27.- ¿Cuánto trabajo se realiza sobre el vapor cuando 1 mol de agua a 100°C hierve y se convierte en 1 mol de vapor a 100°C a 1 atm de presión? Suponiendo que el vapor se comporta como gas ideal, determine el cambio en energía interna del material cuando se vaporiza.

$$\text{P20.37} \quad W = -P\Delta V = -P(V_g - V_w) = -\frac{P(nRT)}{P} + P \left[\frac{18.0 \text{ g}}{(1.00 \text{ g/cm}^3)(10^6 \text{ cm}^3/\text{m}^3)} \right]$$

$$W = -(1.00 \text{ mol})(8.314 \text{ J/K} \cdot \text{mol})(373 \text{ K}) + (1.013 \times 10^5 \text{ N/m}^2) \left(\frac{18.0 \text{ g}}{10^6 \text{ g/m}^3} \right) = \boxed{-3.10 \text{ kJ}}$$

$$Q = mL_v = 0.0180 \text{ kg} (2.26 \times 10^6 \text{ J/kg}) = 40.7 \text{ kJ}$$

$$\Delta E_{\text{int}} = Q + W = \boxed{37.6 \text{ kJ}}$$

28.- Una caja con un área superficial total de 1.2 m² y un grosor de pared de 4 cm. está hecha de un material aislante. Un calentador eléctrico de 10 W dentro de la caja mantiene la temperatura interior a 15°C sobre la temperatura exterior. Encuentre la conductividad térmica **k** del material aislante.

$$\text{P20.41} \quad \mathcal{P} = kA \frac{\Delta T}{L}$$

$$k = \frac{\mathcal{P}L}{A\Delta T} = \frac{10.0 \text{ W}(0.0400 \text{ m})}{1.20 \text{ m}^2(15.0^\circ\text{C})} = \boxed{2.22 \times 10^{-2} \text{ W/m}\cdot^\circ\text{C}}$$

29.- Una ventana de hojas de vidrio tiene un área de 3 m^2 y un grosor de 0.6 cm . Si la diferencia de temperatura entre sus caras es 25°C , ¿cuál es la rapidez de transferencia de energía por conducción a través de la ventana?

$$\text{P20.42} \quad \mathcal{P} = \frac{kA\Delta T}{L} = \frac{(0.800 \text{ W/m}\cdot^\circ\text{C})(3.00 \text{ m}^2)(25.0^\circ\text{C})}{6.00 \times 10^{-3} \text{ m}} = 1.00 \times 10^4 \text{ W} = \boxed{10.0 \text{ kW}}$$

30.- Una ventana térmica con un área de 6 m^2 está hecha de dos capas de vidrio, cada una de 4 mm de grosor, y separadas una de otra por un espacio de aire de 5 mm . Si la superficie interior está a 20°C y la exterior está a -30°C , ¿cuál es la rapidez de transferencia de energía por conducción a través de la ventana?

$$\text{P20.44} \quad \mathcal{P} = \frac{A\Delta T}{\sum_i \frac{L_i}{k_i}} = \frac{(6.00 \text{ m}^2)(50.0^\circ\text{C})}{\left[2(4.00 \times 10^{-3} \text{ m})\right]/[0.800 \text{ W/m}\cdot^\circ\text{C}] + [5.00 \times 10^{-3} \text{ m}]/[0.0234 \text{ W/m}\cdot^\circ\text{C}]} = \boxed{1.34 \text{ kW}}$$

31.- Calcule el valor R de (a) una ventana hecha de una sola hoja de vidrio plano de $1/8$ de pulgada de grueso, y (b) una ventana térmica hecha de dos hojas de $1/8$ de pulgada de grueso cada una, separadas por un espacio de aire de $1/4$ de pulgada. (c) ¿Por qué factor se reduce la transferencia de energía por calor por la ventana, al usar la ventana térmica en lugar de la ventana de una sola hoja?

P20.46 From Table 20.4,

$$(a) \quad R = \boxed{0.890 \text{ ft}^2 \cdot ^\circ\text{F} \cdot \text{h/Btu}}$$

- (b) The insulating glass in the table must have sheets of glass less than $\frac{1}{8}$ inch thick. So we estimate the R -value of a 0.250-inch air space as $\frac{0.250}{3.50}$ times that of the thicker air space. Then for the double glazing

$$R_b = \left[0.890 + \left(\frac{0.250}{3.50} \right) 1.01 + 0.890 \right] \frac{\text{ft}^2 \cdot ^\circ\text{F} \cdot \text{h}}{\text{Btu}} = \boxed{1.85 \frac{\text{ft}^2 \cdot ^\circ\text{F} \cdot \text{h}}{\text{Btu}}}$$

- (c) Since A and $(T_2 - T_1)$ are constants, heat flow is reduced by a factor of $\frac{1.85}{0.890} = \boxed{2.08}$.

32.- Nitrógeno líquido con una masa de 100 gr. a 77.3 K se agita en un vaso que contiene 200 gr. de agua a 5°C. Si el nitrógeno sale de la solución tan pronto como se convierte en gas, ¿cuánta agua se congela? (El calor latente de vaporización del nitrógeno es 48 cal/g, y el calor latente de la fusión de agua es 79.6 cal/g.)

P20.52 77.3 K = -195.8°C is the boiling point of nitrogen. It gains no heat to warm as a liquid, but gains heat to vaporize:

$$Q = mL_v = (0.100 \text{ kg})(2.01 \times 10^5 \text{ J/kg}) = 2.01 \times 10^4 \text{ J}.$$

The water first loses heat by cooling. Before it starts to freeze, it can lose

$$Q = mc\Delta T = (0.200 \text{ kg})(4186 \text{ J/kg} \cdot ^\circ\text{C})(5.00^\circ\text{C}) = 4.19 \times 10^3 \text{ J}.$$

The remaining $(2.01 \times 10^4 - 4.19 \times 10^3) \text{ J} = 1.59 \times 10^4 \text{ J}$ that is removed from the water can freeze a mass x of water:

$$Q = mL_f$$

$$1.59 \times 10^4 \text{ J} = x(3.33 \times 10^5 \text{ J/kg})$$

$$x = 0.0477 \text{ kg} = \boxed{47.7 \text{ g}} \text{ of water can be frozen}$$

33.- Un esquiador a campo traviesa de 75 kg se mueve por la nieve (figura P20.53). El coeficiente de fricción entre los esquís y nieve es 0.2. Suponga que toda la nieve bajo sus esquís está a 0°C y que toda la energía interna generada por fricción se agrega a la nieve, que se pega a sus esquís hasta que se derrite. ¿Cuán tiene que patinar para derretir 1 kg de nieve?

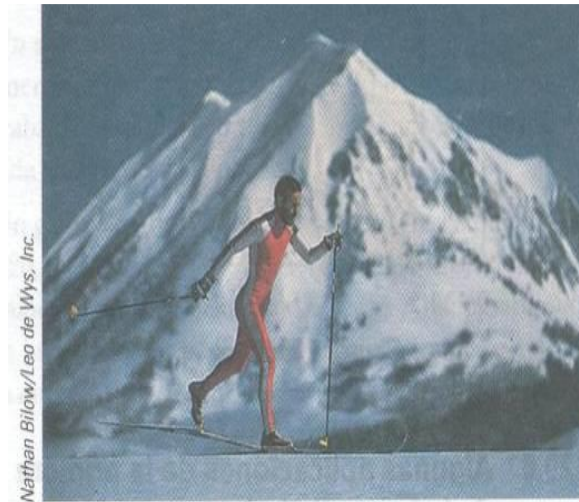


Figura P20.53

P20.53 The increase in internal energy required to melt 1.00 kg of snow is

$$\Delta E_{\text{int}} = (1.00 \text{ kg})(3.33 \times 10^5 \text{ J/kg}) = 3.33 \times 10^5 \text{ J}$$

The force of friction is $f = \mu n = \mu mg = 0.200(75.0 \text{ kg})(9.80 \text{ m/s}^2) = 147 \text{ N}$

According to the problem statement, the loss of mechanical energy of the skier is assumed to be equal to the increase in internal energy of the snow. This increase in internal energy is

$$\Delta E_{\text{int}} = f\Delta r = (147 \text{ N})\Delta r = 3.33 \times 10^5 \text{ J}$$

and

$$\Delta r = \boxed{2.27 \times 10^3 \text{ m}}.$$

34.- Una varilla de aluminio de 0.5 m de largo y área de sección transversal de 2.5 cm^2 se inserta en un recipiente térmicamente aislado que contiene helio líquido a 4.2 K. La varilla está inicialmente a 300 K. (a) Si la mitad de la varilla se inserta en el helio, ¿cuántos litros de helio hierven para el tiempo en que la mitad insertada se enfría a 4.20 K? (Suponga que la mitad superior no se enfría todavía). (b) Si el extremo superior de la varilla se mantiene a 300 K, ¿cuál es la rapidez aproximada de ebullición del helio líquido después que la mitad inferior ha llegado a 4.2 K? (El aluminio tiene conductividad térmica de $31 \text{ J/s} \cdot \text{cm} \cdot \text{K}$ a 4.2 K; pase por alto su variación de temperatura. El aluminio tiene un calor específico de $0.21 \text{ cal/g} \cdot ^\circ\text{C}$ y densidad de 2.7 g/cm^3 . La densidad del helio líquido es 0.125 g/cm^3 .)

P20.55 (a) Before conduction has time to become important, the energy lost by the rod equals the energy gained by the helium. Therefore,

$$(mL_v)_{\text{He}} = (mc|\Delta T|)_{\text{Al}}$$

$$\text{or } (\rho VL_v)_{\text{He}} = (\rho Vc|\Delta T|)_{\text{Al}}$$

$$\text{so } V_{\text{He}} = \frac{(\rho Vc|\Delta T|)_{\text{Al}}}{(\rho L_v)_{\text{He}}}$$

$$V_{\text{He}} = \frac{(2.70 \text{ g/cm}^3)(62.5 \text{ cm}^3)(0.210 \text{ cal/g} \cdot ^\circ\text{C})(295.8^\circ\text{C})}{(0.125 \text{ g/cm}^3)(2.09 \times 10^4 \text{ J/kg})(1.00 \text{ cal/4.186 J})(1.00 \text{ kg/1000 g})}$$

$$V_{\text{He}} = 1.68 \times 10^4 \text{ cm}^3 = \boxed{16.8 \text{ liters}}$$

(b) The rate at which energy is supplied to the rod in order to maintain constant temperatures is given by

$$\mathcal{P} = kA \left(\frac{dT}{dx} \right) = (31.0 \text{ J/s} \cdot \text{cm} \cdot \text{K})(2.50 \text{ cm}^2) \left(\frac{295.8 \text{ K}}{25.0 \text{ cm}} \right) = 917 \text{ W}$$

This power supplied to the helium will produce a "boil-off" rate of

$$\frac{\mathcal{P}}{\rho L_v} = \frac{(917 \text{ W})(10^3 \text{ g/kg})}{(0.125 \text{ g/cm}^3)(2.09 \times 10^4 \text{ J/kg})} = 351 \text{ cm}^3/\text{s} = \boxed{0.351 \text{ L/s}}$$

35.- En un frío día de invierno, una persona compra castañas asadas de un vendedor callejero. En el bolsillo de su abrigo corto con capucha usted pone el cambio que el vendedor le da, las monedas son de 9 gr. de cobre a -12°C . Su bolsillo ya contiene 14 gr. de monedas de plata a 30°C . Un corto tiempo después la temperatura de las monedas de cobre es de 4°C y está aumentando a razón de 0.5°C/s . En este tiempo, (a) ¿cuál es la temperatura de las monedas de plata, y (b) a qué ritmo está cambiando?

P20.54 (a) The energy thus far gained by the copper equals the energy loss by the silver. Your down parka is an excellent insulator.

$$Q_{\text{cold}} = -Q_{\text{hot}}$$

$$\text{or } m_{\text{Cu}}c_{\text{Cu}}(T_f - T_i)_{\text{Cu}} = -m_{\text{Ag}}c_{\text{Ag}}(T_f - T_i)_{\text{Ag}}$$

$$(9.00 \text{ g})(387 \text{ J/kg}\cdot^{\circ}\text{C})(16.0^{\circ}\text{C}) = -(14.0 \text{ g})(234 \text{ J/kg}\cdot^{\circ}\text{C})(T_f - 30.0^{\circ}\text{C})_{\text{Ag}}$$

$$(T_f - 30.0^{\circ}\text{C})_{\text{Ag}} = -17.0^{\circ}\text{C}$$

$$\text{so } T_{f, \text{Ag}} = \boxed{13.0^{\circ}\text{C}}.$$

(b) Differentiating the energy gain-and-loss equation gives: $m_{\text{Ag}}c_{\text{Ag}}\left(\frac{dT}{dt}\right)_{\text{Ag}} = -m_{\text{Cu}}c_{\text{Cu}}\left(\frac{dT}{dt}\right)_{\text{Cu}}$

$$\left(\frac{dT}{dt}\right)_{\text{Ag}} = -\frac{m_{\text{Cu}}c_{\text{Cu}}}{m_{\text{Ag}}c_{\text{Ag}}}\left(\frac{dT}{dt}\right)_{\text{Cu}} = -\frac{9.00 \text{ g}(387 \text{ J/kg}\cdot^{\circ}\text{C})}{14.0 \text{ g}(234 \text{ J/kg}\cdot^{\circ}\text{C})}(+0.500^{\circ}\text{C/s})$$

$$\left(\frac{dT}{dt}\right)_{\text{Ag}} = \boxed{-0.532^{\circ}\text{C/s}} \text{ (negative sign } \Rightarrow \text{ decreasing temperature)}$$

36.- Un anillo de cobre (con masa de 25 g, .coeficiente de expansión lineal de $1.7 \times 10^{-5} (^{\circ}\text{C})^{-1}$, y calor específico de $9.24 \times 10^{-2} \text{ cal/g}\cdot^{\circ}\text{C}$) tiene un diámetro de 5 cm a su temperatura de 15°C . Una capa de aluminio esférico (con masa de 10.9 gr. coeficiente de expansión lineal de $2.4 \times 10^{-5} (^{\circ}\text{C})^{-1}$. y calor específico de $0.215 \text{ cal/g}\cdot^{\circ}\text{C}$) tiene un diámetro de 5.01 cm a una temperatura mayor a 15°C . La esfera se pone en la parte superior de un anillo horizontal, y se deja que los dos lleguen al equilibrio térmico sin ningún intercambio de energía con el entorno. Tan pronto como la esfera y el anillo alcanzan el equilibrio térmico, la esfera apenas pasa por

el anillo. Encuentre (a) la temperatura de equilibrio, y (b) la temperatura inicial de la esfera.

*P20.56 At the equilibrium temperature T_{eq} the diameters of the sphere and ring are equal:

$$\begin{aligned}
 d_s + d_s \alpha_{Al} (T_{eq} - T_i) &= d_r + d_r \alpha_{Cu} (T_{eq} - 15^\circ \text{C}) \\
 5.01 \text{ cm} + 5.01 \text{ cm} (2.40 \times 10^{-5} \text{ } 1/^\circ \text{C}) (T_{eq} - T_i) &= 5.00 \text{ cm} + 5.00 \text{ cm} (1.70 \times 10^{-5} \text{ } 1/^\circ \text{C}) (T_{eq} - 15^\circ \text{C}) \\
 0.01^\circ \text{C} + 1.2024 \times 10^{-4} T_{eq} - 1.2024 \times 10^{-4} T_i &= 8.5 \times 10^{-5} T_{eq} - 1.275 \times 10^{-3}^\circ \text{C} \\
 1.1275 \times 10^{-2}^\circ \text{C} + 3.524 \times 10^{-5} T_{eq} &= 1.2024 \times 10^{-4} T_i \\
 319.95^\circ \text{C} + T_{eq} &= 3.4120 T_i
 \end{aligned}$$

At the equilibrium temperature, the energy lost is equal to the energy gained:

$$\begin{aligned}
 m_s c_{Al} (T_{eq} - T_i) &= -m_r c_{Cu} (T_{eq} - 15^\circ \text{C}) \\
 10.9 \text{ g } 0.215 \text{ cal/g} \cdot ^\circ \text{C} (T_{eq} - T_i) &= -25 \text{ g } 0.0924 \text{ cal/g} \cdot ^\circ \text{C} (T_{eq} - 15^\circ \text{C}) \\
 2.3435 T_{eq} - 2.3435 T_i &= 34.65^\circ \text{C} - 2.31 T_{eq} \\
 4.6535 T_{eq} &= 34.65^\circ \text{C} + 2.3435 T_i
 \end{aligned}$$

Solving by substitution,

$$\begin{aligned}
 4.6535(3.4120 T_i - 319.95^\circ \text{C}) &= 34.65^\circ \text{C} + 2.3435 T_i \\
 15.8777 T_i - 1488.89^\circ \text{C} &= 34.65^\circ \text{C} + 2.3435 T_i
 \end{aligned}$$

$$(b) \quad T_i = \frac{1523.54^\circ \text{C}}{13.534} = \boxed{113^\circ \text{C}}$$

$$(a) \quad T_{eq} = -319.95 + 3.4120(112.57) = \boxed{64.1^\circ \text{C}}$$

CONCLUSIONES

- ⓐ Los procesos termodinámicos son los responsables finales de todos los movimiento dentro de la atmósfera. Cuando se estudia un sistema meteorológico particular, se asume que la energía se conserva para ese sistema.
- ⓐ Para la mayoría de las situaciones se puede asumir que el aire se comporta como un gas ideal y por tanto obedece la ley de los gases ideales. La ley de los gases ideales puede expresarse de diversas formas.
- ⓐ La primera ley de la termodinámica establece que la energía añadida a o eliminada de un sistema se utiliza para realizar un trabajo en o por el sistema y para aumentar o disminuir la energía interna (temperatura) del sistema.
- ⓐ Un proceso adiabático es aquel en el que no hay intercambio de energía entre una parcela de aire (seco) y su entorno. Si la entropía de la parcela no cambia a lo largo de su movimiento, entonces el movimiento es *isentrópico*.
- ⓐ De la integración de la forma entrópica de la primera ley de la termodinámica se obtiene una expresión para la temperatura potencial de una parcela de aire. Esto es, la temperatura absoluta que alcanzaría una parcela de aire si se moviera adiabáticamente hasta el nivel de presión de 1000 hPa.
- ⓐ Para el aire húmedo se necesita modificar la ley de los gases ideales teniendo en cuenta la humedad específica y la proporción de mezcla del vapor de agua.
- ⓐ Cuando las moléculas de agua condensan a agua en forma líquida o en forma de hielo, se libera energía. La cantidad de energía liberada es igual a

la cantidad de energía requerida para evaporar la misma cantidad de agua. Por este mecanismo se producen grandes cantidades de energía dentro de la atmósfera.

- ④ Los cuatro mecanismos más importantes para el calentamiento de la atmósfera son: absorción de la radiación solar incidente y de la radiación infrarroja emitida, intercambio neto de calor desde las regiones con temperaturas más altas a las regiones con temperaturas más bajas, producción de calor latente por condensación o congelación, y calentamiento por fricción (muy pequeño).

BIBLIOGRAFÍA

- 1.- ABBOTT, M.M., Vaness, H.C, "Termodinámica", 2ª edición, Ed. McGraw-Hill, México, 1991.
- 2.- Ingeniería Termodinámica, J. B. Jones y R. E. Dugan, Prentice Hall, Primera Edición, 1997.
- 3.- Fundamentos de Termodinámica, O. Levenspiel, Prentice Hall, Primera Edición, 1997.
- 4.- Termodinámica General, M. W. Zemansky y R. H. Dittman
- 5.- Fundamentos de Transferencia de Calor, F. P. Incropera y D. P. DeWitt, Prentice Hall, Cuarta Edición, 1999.
- 6.- Serie Schaum Termodinámica, McGraw-Hill, M. M. Abbott y H. C. van Ness.
- 7.- C. Adkins., Termodinámica del equilibrio, Reverté, 1977.
- 8.- J. Aguilar., *Curso de Termodinámica*, Alhambra, 1981.
- 9.- J. Biel-Gayé, Formalismo y métodos de la Termodinámica, volume 1, Reverté, 1998.
- 10.- H. Callen, Termodinámica, AC, 1981.
- 11.- H. Callen, Thermodynamics and an Introduction to Thermostatistics. John Wiley and Sons, 2nd edition, 1985.
- 12.- Y. Çengel y M. Boles, Termodinámica, volume I y II, McGraw-Hill, 1994.
- 13.- J. Kestin., A course in Thermodynamics, volume II, Blaisdell Pub. Co., 1968.
- 14.- V. Kirillin and V. Sichev, Termodinámica Técnica, MIR, 1976.
- 15.- A. Munster, Thermodynamique des Processus Irreversibles, Press Universitaire, 1966.
- 16.- A. Munster, Classical Thermodynamics, John Wiley and Sons, 1970.
- 17.- L. Russell y G. Adebisi, *Termodinámica*, Addison-Wesley, 1996.
- 18.- F. Tejerina, *Termodinámica*, Paraninfo, 1976.
- 19.- M. Zamora, *Termo I: un estudio de los sistemas termodinámicos*, Universidad de Sevilla, 1998.

20.- M. Zamora, *Termo II: 250 problemas resueltos*, Universidad de Sevilla, 1998.

21.- M. Zemansky y R. Dittman, *Calor y Termodinámica*, McGraw-Hill, 1985.