UNIDAD V: MECANISMOS DE TRANSFERENCIA DEL CALOR

Mecanismos de transferencia de la energía. Conducción. Ley de Fourier. Ecuación general de la conductividad. Coeficientes de conductibilidad térmica. Casos de conductibilidad. Ley de Newton. Convección. Coeficiente de convección y la capa límite. Transmisión de calor por conducción y convección. Ley de Stefan Boltzmann. Radiación: Concepto de cuerpo negro. Leyes de Planck, Kirchoff y Wien. Primer principio aplicado a la transferencia de calor. Análisis de las leyes de transferencia térmica entre los edificios y el ambiente.

PROLOGO

En los temas anteriores, consideramos varios modos de trabajo por los cuales se transfiere energía en forma macroscópica hacia el sistema o desde este. Pero también se puede transferir energía en forma microscópica hacia un sistema o desde éste, por medio de interacciones entre las moléculas que forman la superficie del sistema y las que forman la superficie del entorno. Si las moléculas de la frontera del sistema son más activas que las del entorno, transferirán energía del sistema al entrono, con las moléculas más rápidas transfiriendo a las más lentas. En esta escala microscópica, la energía se transfiere por un modo de trabajo: colisiones entre partículas, denominado transmisión o transferencia de calor. En el cual una fuerza se presenta en un lapso extremadamente corto, con un trabajo de transferencia de energía de las moléculas más rápidas hacia las mas lentas, el problema es que esta transferencia microscópica de energía no es observable de manera macroscópica como cualquiera de los modos de trabajo que estudiamos precedentemente; debemos idear una cantidad macroscópica para tomar en cuenta esta transferencia microscópica de energía.

INTRODUCCIÓN A LA TRANSFERENCIA DE CALOR

La transferencia de calor, es el modo microscópico de trabajo, donde la energía es transferida a través de la frontera de un sistema debida a una diferencia de temperatura; siendo la temperatura una propiedad macroscópica, que nos permite relacionar la transferencia de energía a nivel molecular.

Debemos ante nada considerar un concepto básico: una transferencia positiva de calor *agrega energía* a un sistema. Un trabajo positivo *extrae energía* de un sistema.

Existen tres mecanismos diferentes por los cuales ocurre la transferencia de calor:

i. *Conducción, en donde el calor pasa a través de la sustancia misma del cuerpo.*

ii. *Convección, en el cual el calor es transferido por el movimiento relativo de partes del cuerpo calentado, y*

iii. *Radiación, mecanismo por el que el calor se transfiere directamente entre partes distantes del cuerpo por radiación electromagnética.*

En los sólidos es común la conducción, aunque también se da en fluidos. En gases y líquidos la convección y la radiación tienen importancia destacada, pero en los sólidos la convección puede considerarse ausente, debido a la alta cohesión intermolecular y la radiación generalmente aparece asociada a los otros dos modos de transferencia.

De los tres procesos de transporte a estudiar, el transporte de calor es probablemente el más familiar dado que es parte de nuestra experiencia diaria, por ejemplo lo vemos cuando se nos enfría la sopa o el café. En la ingeniería los procesos que emplean transporte de calor aparecen frecuentemente en la construcción: cuando se pretende aislar térmicamente una cubierta o bien un muro. En la electromecánica: cuando se estudian condensadores de vapor o evaporadores, o cuando se calculan radiadores para enfriar el block de un motor a explosión, o las aletas de disipación en un cilindro de una motocicleta. En la industria química: el calentamiento del petróleo crudo (u otra mezcla líquida) hasta su punto de ebullición para separarlo en fracciones en una columna de destilación o la remoción del calor generado en una reacción química. En la industria de los alimentos: para los procesos de pasteurizado o esterilizado. En la electrónica cuando se calculan los disipadores de calor en un transistor o los ventiladores de procesadores o fuentes de los equipos electrónicos. En cualquier caso necesitamos hallar la *rapidez* a la cual ocurre la transferencia de calor para calcular el tamaño del equipo requerido o para mejorar el ya existente.

Debemos recordar que el calor es solo una de las formas de la energía y que es ésta y no el calor la que se conserva de acuerdo a la primera ley de la termodinámica. La energía como propiedad se utiliza en termodinámica para ayudar a especificar el estado de un sistema. Sabemos que la energía se transfiere a través de los límites de un sistema en forma de trabajo o de calor. Pues entonces la *transferencia o transporte de calor* es la expresión usada para indicar la transferencia de energía originada en una diferencia de temperatura. La "Velocidad de Transferencia de Calor" o "Flujo de Calor" (Q, [W] o [Btu/h]), es la expresión de la energía térmica transportada por unidad de tiempo, y "Densidad de Flujo de Calor" o "Flujo de Calor" (q, [W/m^2] o [Btu/hr.pie^2]), es la rapidez de transferencia de calor por unidad de área. El cálculo de las velocidades locales de transferencia de calor requiere conocer las distribuciones locales de temperatura, las cuales proveen el potencial para la transferencia de calor.

Calor y temperatura son conceptos que en el lenguaje cotidiano se confunden, pero son diferentes. Por ejemplo la frase *"uuuufff, que hace calor"* es una expresión común para referirnos al concepto de temperatura, a pesar de que mencionamos la palabra calor.

La temperatura es una magnitud macroscópica que se refiere a la sensación de frío o caliente al tocar alguna sustancia. En cambio el calor es consecuencia de una transferencia de energía de una parte a otra de un cuerpo, o entre diferentes cuerpos, producida por una diferencia de temperatura. El calor es energía en tránsito, no es una propiedad del sistema; el calor siempre fluye de una zona de mayor temperatura a otra de menor temperatura, con lo que eleva la temperatura de la zona mas fría y reduce la de la zona más cálida, siempre que el volumen de los cuerpos se mantenga constante. La materia esta formada por moléculas que están en constante movimiento, por lo tanto tienen energía de posición o potencial y energía de movimiento o cinética. Los continuos choques entre los átomos o moléculas transforman parte de la energía cinética en calor, cambiando la temperatura del cuerpo. A esta energía que poseen los cuerpos denominamos *energía interna*.

A veces es conveniente referirse a la transferencia de calor por unidad de masa:

$$q = \frac{Q}{m} \quad \text{[J/Kg.]}$$

Con frecuencia estamos interesados en la rapidez o velocidad de la transferencia de calor, que expresamos como:

$$Q \quad \text{[W]}$$

O bien podemos expresar como flujo de calor por unidad de área o por unidad de longitud, según sea el caso:

$$q'' = \frac{Q}{A} \quad \text{[W/m}^2\text{]} \qquad \text{o} \qquad q' = \frac{Q}{L} \quad \text{[W/m]}$$

Por último, en algunos análisis de transferencia de calor, intervienen materiales que generan calor, como es el caso de ciertos componentes de una tarjeta de circuitos electrónicos o en el secado del hormigón. Para estos, definimos *generación volumétrica de calor*, como la rapidez de transferencia de calor por unidad de volumen:

$$q''' = \frac{Q}{V} \quad \text{[W/m}^3\text{]}$$

A veces en la ingeniería debemos considerar las tres formas de transporte (conducción, convección y radiación), en cada caso se trata de establecer la rapidez de transferencia de calor y temperatura.

CONDUCCIÓN

Existe transferencia de calor por conducción en un material debido a la presencia de diferencias de temperatura dentro del material. Si bien es frecuente en sólidos, también se puede dar en líquidos y gases.

La teoría de la conducción del calor puede basarse en una hipótesis sugerida por el siguiente experimento: tomemos una placa de algún sólido limitada por dos superficies planas paralelas de una extensión tal que, desde el punto de vista de las partes entre los dos planos, puedan suponerse infinitos (ver figura 6.1a).

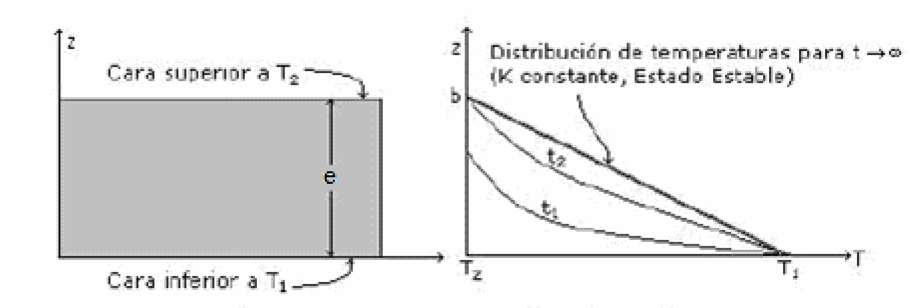


Fig. 6.1a Fig. 6.1b

En la práctica esta condición puede acercarse usando una placa plana de dimensiones finitas donde sus caras menores han sido aisladas térmicamente de forma tal que solo existan gradientes de temperatura en la dirección perpendicular a las caras mayores. Cuando decimos gradiente de temperatura, estamos expresando:

$$\nabla t = \lim_{z \to 0} \frac{dt}{dz}$$

En este caso la diferencia de temperatura ocurre entre planos perpendiculares al eje z causando transporte en la dirección "z". El hecho de que la placa es muy delgada en la dirección z y muy ancha en las direcciones x e y indica que hay pérdidas despreciables en los extremos perpendiculares a los ejes x e y. De esta forma q_x y q_y son cero. En general la velocidad de conducción de calor en cualquier punto en un material se caracteriza por un vector de flujo de calor ***q*** el cual puede resolverse en componentes a lo largo de los tres ejes coordenados. Podemos ignorar la naturaleza vectorial de **q** y considerar solo su componente escalar z para un simple caso de conducción unidimensional de calor. Este valor de **q**, es igual a una cantidad de calor por unidad de superficie por unidad de tiempo.

$$q = \frac{Q}{S.\tau}$$

Si los dos planos se mantienen a temperaturas diferentes sin que esta diferencia de temperaturas sea tan grande como para causar un cambio sensible en las propiedades del sólido, cuando estas condiciones se mantienen durante un tiempo suficiente, las temperaturas de los diferentes puntos del sólido alcanzaran valores estables, la temperatura siendo igual para planos paralelos a la superficie de la placa.

Supongamos que la temperatura de la superficie inferior es T_1 y la de la superficie superior es T_2 ($T_1 > T_2$), y consideremos que el sólido está inicialmente a temperatura uniforme T_2. La placa tiene un espesor e. Los resultados de los experimentos sugieren que, cuando se ha alcanzado el estado estable, la cantidad de calor que fluye a través de la placa en un tiempo t a través de un área S_z perpendicular a la dirección z es:

$$Q = \frac{\lambda . S_z (T_1 - T_2)}{e} \qquad [6.1]$$

El coeficiente de proporcionalidad $\boldsymbol{\lambda}$ es la *conductividad térmica.* Estrictamente hablando la conductividad térmica no es una constante sino que, de hecho, es una función de la temperatura para todas las fases y en líquidos y gases depende también de la presión, especialmente cerca al estado crítico. La conductividad térmica en la madera y cristales varía también en forma evidente con la dirección. Esta es una de las propiedades de transporte de los materiales. La dependencia de la conductividad térmica con la temperatura para rangos de temperatura pequeños puede expresarse en forma aceptable como $\lambda = \lambda_o (1 + a.T)$, donde λ_o es el valor de la conductividad térmica en alguna condición de referencia y a es el coeficiente de la temperatura que es positivo o negativo dependiendo del material en cuestión.

La figura 6.2 muestra el efecto en el gradiente de temperatura (para estado estable) en una placa plana como resultado que éste sea positivo o negativo. Se resalta el que el gradiente de temperatura será lineal solo cuando la conductividad térmica sea constante.

La conducción es el mecanismo de transferencia de calor en escala atómica a través de la materia por actividad molecular, por el choque de unas moléculas con otras, donde las partículas más energéticas le entregan energía a las menos energéticas, produciéndose un flujo de calor desde las temperaturas más altas a las más bajas. Los mejores conductores de calor son los metales. El aire es un mal conductor del calor. Los objetos malos conductores como el aire o plásticos se llaman aislantes.

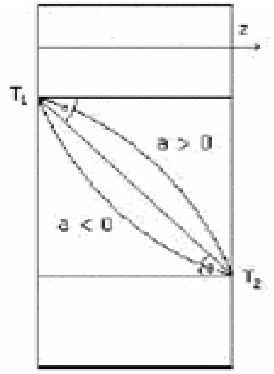


fig. 6.2

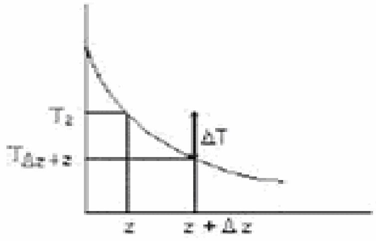


fig. 6.3

LEY DE FOURIER

En la sección anterior se considera el caso especial de conducción de calor unidimensional en estado estable en una geometría rectangular. La ecuación (6.1) es válida sólo para este caso especial y no puede usarse en otras situaciones tales como geometría cilíndrica o estado transitorio. Tampoco puede usarse para predecir la variación de la temperatura con la posición dentro del medio. Por esta razón es necesario desarrollar una ecuación más general que sea aplicable en cualquier punto, en cualquier geometría y para condiciones estables o inestables (cuando el estado físico de un sistema no cambia con el tiempo, se dice que el sistema se encuentra en estado estable). Con este propósito retomamos del gráfico 6.1b una línea de temperatura contra posición en cualquier momento arbitrario (ver figura 6.3).
Se puede relacionar la velocidad de flujo de calor Q_z en cualquier posición arbitraria z a la densidad de flujo de calor q_z en la misma posición usando la definición $Q_z = q_z S_z$. Comencemos por reconocer que la velocidad de flujo de calor puede escribirse a partir de la ecuación (6.1) como:

$$\frac{Q_z}{S_z} = \frac{\lambda.(T_1 - T_2)}{e} = q_z \qquad [6.2]$$

Si aplicamos (6.2) a un pequeño incremento Δz, e será reemplazado por Δz, y $(T_1 - T_2)$ por −ΔT. El signo menos es necesario de acuerdo a la definición del operador diferencia:

$$\Delta T = T_{z+\Delta z} - T_z$$

Entonces el flujo promedio de calor a través de una distancia Δz es:

$$q_z = -\lambda \frac{\Delta T}{\Delta z} = -\lambda \frac{T_{(z+\Delta z,t)} - T_{(z,t)}}{\Delta z}$$

De la figura 6.3 se observa que ΔT/Δz representa la pendiente promedio sobre la región Δz de la curva T contra z. También observamos que si hacemos Δz cada vez más pequeño obtenemos una mejor aproximación de la pendiente en z. En el límite cuando Δz tiende a cero, obtenemos la derivada parcial de T respecto a z según el teorema fundamental del cálculo. Así, para estado transitorio, podemos escribir en cualquier localización:

$$q_z = -\lambda \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{Q_z}{S_z} \qquad [6.3]$$

La cual es llamada ley de Fourier para conducción de calor en una dimensión, en honor al matemático francés Jean Baptiste Fourier a quien se le atribuye. En el caso de tratarse de estado estable en una dimensión, T sería solo función de z y la derivada sería total. En el caso general, donde hay flujo de calor en las tres direcciones coordenadas, T es función de más de una variable independiente y:

$$q_x = -k\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right); \qquad q_y = -k\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right); \qquad q_z = -k\left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)$$

Serán las componentes del vector densidad de flujo de calor.

$$q = iq_x + jq_y + kq_z \quad \text{o} \quad q = -\lambda \nabla T \quad [6.4]$$

Aquí **q** es una cantidad vectorial. También ***i, j, k*** son los vectores unitarios en las direcciones x, y, e z. El operador ∇ (nabla) puede operar sobre cualquier escalar. Usando T como ejemplo, el término ∇ es:

$$\nabla T = \boldsymbol{i}\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right) + \boldsymbol{j}\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right) + \boldsymbol{k}\left(\frac{\partial T}{\partial z}\right) \qquad [6.5]$$

La ecuación (6.4) es una ecuación para la ley de Fourier en notación de Gibbs o en forma vectorial. Es válida para cualquier sistema isótropo, o sea que la conductividad es la misma independientemente de la dirección. El signo menos indica que el calor solo se transfiere en la dirección en la que decrece la temperatura como lo va a predecir la segunda ley de la termodinámica.

Es interesante hacer notar que la ecuación de Fourier para conducción unidireccional de calor es exactamente análoga a la ley de Ohm para un conductor eléctrico, la cual puede expresarse como:

$$i = -k_e . S \frac{\partial E}{\partial n} \qquad [6.6]$$

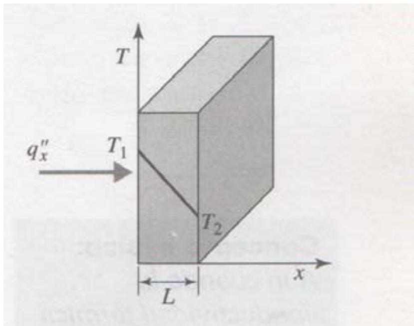
En esta ecuación la corriente eléctrica i corresponde al flujo de calor Q; el potencial eléctrico E corresponde al potencial térmico T, y la conductividad eléctrica λ_e ($\lambda_e = 1/\rho_e$, donde ρ_e es la resistividad eléctrica) corresponde a la conductividad térmica λ. Como las ecuaciones (6.3) y (6.6) tienen la misma forma, el campo de temperatura dentro del cuerpo calentado, y el campo de potencial eléctrico en un cuerpo de la misma forma, corresponden uno al otro siempre que la distribución de temperatura en la superficie corresponda a la distribución superficial del potencial eléctrico. Esta analogía nos capacita para estudiar problemas de conducción de calor en detalle a través de modelos eléctricos similares.

En la tabla 6.1 se enumeran valores de conductividades térmicas para algunos materiales, los *altos valores de conductividad* de los metales indican que son los mejores conductores del calor.

Tabla 6.1 Algunos valores de conductividades térmicas.

Metales, a 25°C		Gases, a 20°C		Otros materiales	
Sustancia	λ (W/mK)	Sustancia	λ (W/mK)	Sustancia	λ (W/mK)
Aluminio	238	Aire	0.0234	Asbesto	0.08
Cobre	397	Helio	0.138	Concreto	0.8
Oro	314	Hidrógeno	0.172	Diamante	2300
Hierro	79.5	Nitrógeno	0.0234	Vidrio	0.84
Plomo	34.7	Oxígeno	0.0238	Hule	0.2
Plata	427			Madera	0.08 a 0.16
Latón	110			Corcho,	0.42
				Tejido humano	0.2
				Agua	0.56
				Hielo	2

La conductibilidad térmica es una propiedad, que indica la rapidez con la que un determinado material puede transportar energía.



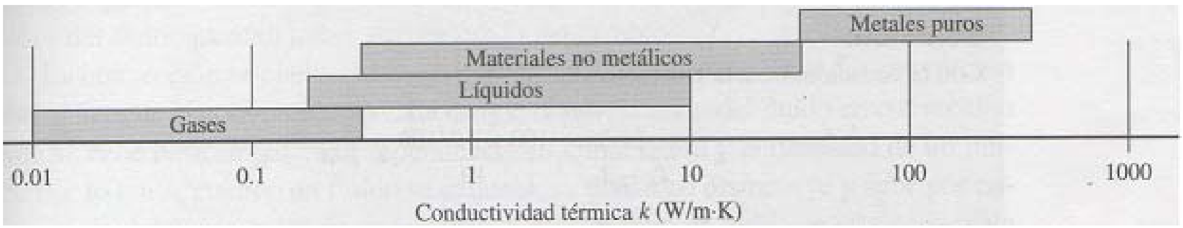
Al estar asociada principalmente a los sólidos, es útil entender los mecanismos generales de esta propiedad. Dada una pared plana de espesor L, el flujo de calor por unidad de área será:

$$q''_x = -\lambda \frac{(T_2 - T_1)}{L} = \lambda \frac{(T_1 - T_2)}{L}$$

Por lo tanto:

$$\lambda = \frac{q''_x . L}{T_1 - T_2} \quad \text{y} \quad R_T = \frac{L}{\lambda}$$

Llamando R_T a la resistencia térmica del material. Por lo tanto cuando más alta es la resistencia térmica del material, menor será la transferencia de calor. Se consideran aislantes aquellos materiales cuya conductividad térmica es menor o igual a 0,25 W/mK. (Ver cuadro abajo).



BALANCE DE ENERGÍA EN LA TRANSFERENCIA DE CALOR POR CONDUCCIÓN.

CASO DE UNA PARED PLANA

Para una placa de conductividad térmica constante y espesor e, (Fig.6.1.a) extendida al infinito en las otras dimensiones de tal manera que el flujo de calor en la región considerada es efectivamente unidimensional, es conveniente tratar el problema en el sistema de coordenadas rectangulares. En el caso general la temperatura puede estar cambiando con el tiempo y puede haber fuentes de calor dentro del cuerpo. Es posible hacer el siguiente balance de energía en el elemento con espesor dz:

[Energía calorífica conducida en la dirección positiva de z por la cara superior] **–** *[Energía calorífica conducida en la dirección positiva de z por la cara inferior]* **+** *[Cambio de energía interna (acumulación de energía calorífica)]* **=** *[Calor generado dentro del elemento de volumen $S_z dz$]*

Podemos simplificar como

SALIDA – ENTRADA + ACUMULACIÓN = GENERACIÓN [6.7]

Estas cantidades de energía están dadas como sigue:

- Calor **entrando** por la cara ubicada en z: $Q_z|_z$
- Calor **saliendo** por la cara ubicada en z + dz: $Q_z|_{z+dz} = Q_z|_z + \frac{\partial Q_z}{\partial z} dz$

Esto surge de la definición básica de la derivada siendo Q_z función de z como lo podemos revisar con la ayuda de la figura 6.4:

La definición de la derivada dQ/dz es el límite de ΔQ /Δz cuando Δz tiende a cero. Así el valor de Q en el punto z + Δz, es decir $Q_{(z+\Delta z)}$, es igual al valor de $Q_{(z)}$ mas la derivada por Δz. En otras palabras, la derivada multiplicada por Δz es realmente ΔQ.

A partir de la ley de Fourier encontramos el flujo de calor entrando por la cara ubicada en z:

$$Q_z\Big|_z = -\lambda S_z \frac{\partial T}{\partial z}\Big|_z$$

- La **acumulación**: $\rho C_p (S_z dz)\frac{\partial T}{\partial \tau}$

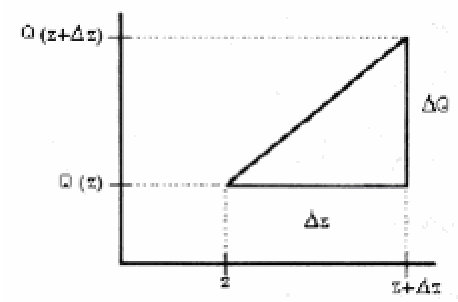


Fig. 6.4

En el caso de sólidos y líquidos los calores específicos a presión y volumen constantes son iguales y la velocidad de incremento de la energía interna se refleja en la velocidad de almacenamiento de energía calorífica en el elemento de volumen.

- La **energía generada** dentro del elemento es $\Phi_H S_z dz$ donde Φ_H es la *generación de energía por unidad de volumen y unidad de tiempo* por fuentes de calor distribuidas.

Combinando las relaciones anteriores, eliminando términos semejantes y dividiendo por el volumen del elemento $S_z dz$, ya que el área transversal S_Z es constante:

$$-\frac{\partial}{\partial z}\left[\lambda \frac{\partial T}{\partial z}\right] + \rho C_P \frac{\partial T}{\partial \tau} = \Phi_H \qquad [6.8]$$

Estos términos resumen un balance térmico que expresa la *primera ley de la termodinámica* o ley de la conservación de la energía. Debido a que es un balance de energía térmica y no de energía total, aparece el término de generación de energía, por conversión (o degradación) de otras formas de energía en energía calorífica como lo estudiaremos más adelante, cuando analicemos la *segunda ley de la termodinámica.*

PLACA PLANA SIN GENERACIÓN EN ESTADO ESTABLE

Si no hay fuentes de calor dentro de la placa, y además, la conductividad térmica λ es constante y el flujo de calor es estable ($\partial T/\partial t = 0$) y unidimensional, la ecuación (6.8) se convierte en $(\partial^2 T)/(\partial z^2) = 0$, la cuál fácilmente se resuelve para dar: $T = C_1 z + C_2$. Las constantes C_1 y C_2 pueden evaluarse a partir de las condiciones límite que nos indican las temperaturas de las superficies en $z = 0$ y $z = e$. Aplicando estas condiciones se obtiene una expresión para la distribución de temperaturas en la placa:

$$\frac{T - T_1}{T_2 - T_1} = \frac{z}{e} \qquad [6.9]$$

El flujo de calor a través de la placa se obtiene por la ley de Fourier de la conducción:

$$Q_z = -\lambda S_z \frac{\partial T}{\partial z} = -\left(\frac{\lambda S_z}{e}\right)(T_2 - T_1) = \frac{(T_1 - T_2)}{\left(e/\lambda S_z\right)} \qquad [6.10]$$

Es interesante resaltar la semejanza entre esta ecuación y la que normalmente establece la ley de Ohm. El término $e/\lambda S_Z$ es equivalente a la resistencia eléctrica y se denomina adecuadamente la **resistencia térmica**. Si la conductividad térmica varía con la temperatura de acuerdo con alguna relación, como la lineal $k = k_0(1 + aT)$ (ver Fig.6.2), la ecuación (6.8) deberá integrarse teniendo en cuenta esta variación.

TRANSFERENCIA DE CALOR EN LA INTERFASE

Hasta ahora hemos supuesto las temperaturas de las superficies externas constantes y conocidas. Sin embargo el sólido puede estar intercambiando calor con el medio que lo rodea por convección y/o por radiación.

CONVECCIÓN

El fluido que está en contacto con la superficie del sólido puede estar en movimiento laminar, o en movimiento turbulento, y éste movimiento puede ser causado por fuerzas externas, es decir, ser convección forzada; o por gradientes de densidad inducidos por las diferencias de temperatura, y será convección natural. Además puede estar cambiando de fase (ebullición o condensación).

La energía transferida de una superficie sólida a un fluido en movimiento se denomina convección. La convección es el mecanismo de transferencia de calor por movimiento de masa o circulación dentro de la sustancia, es una combinación de transferencia de energía por movimiento molecular aleatorio (*conducción*) y movimiento volumétrico del fluido (*advección*). Puede ser natural producida solo por las diferencias de densidades de la materia; o forzada, cuando la materia es obligada a moverse de un lugar a otro, por ejemplo el aire con un ventilador o el agua con una bomba. Sólo se produce en líquidos y gases donde las moléculas son libres de moverse en el medio.

En la naturaleza, la mayor parte del calor ganado por la atmósfera por conducción y radiación cerca de la superficie, es transportado a otras capas o niveles de la atmósfera por convección.

LEY DE NEWTON

Un modelo de transferencia de calor *q''* por convección, llamado ***ley de enfriamiento de Newton***, describe flujo como:

$$q'' = h_c \ (T_S - T_\infty) \qquad [6.7]$$

donde h_C se llama coeficiente convectivo de transferencia de calor o coeficiente pelicular, se expresa en $W/(m^2K)$, T_S *es la temperatura de la pared sólida que entrega calor y* T_∞ *l*a del fluido adyacente. El coeficiente h_C también suele ser expresado como α, recibe el nombre de coeficiente de transferencia de calor convectivo, y es una función de las condiciones de flujo, las propiedades de transporte del fluido y la geometría de la pared. Debe observarse que dicho coeficiente no es una propiedad del fluido, sino su valor no solo depende de las propiedades del fluido, también depende de los cambios de velocidad del flujo y /o de la geometría de la pared, se debe notar que puede haber cambios drásticos de h_C aún cundo las propiedades del fluido se mantengan constantes.

El flujo de calor por convección es positivo (*q" > 0*) si el calor se transfiere desde la superficie de área A_S al fluido ($T_C > T_\infty$) y negativo si el calor se transfiere desde el fluido hacia la superficie ($T_C < T_\infty$). (Ver Fig. 6.5)

Generalizando:

$$Q_C = h_C A_S (T_S - T_\infty) = \frac{(T_S - T_\infty)}{(1/h_C A_S)} \qquad [6.11]$$

Esta ecuación se conoce como la l*ey de Newton del enfriamiento*, y más que una ley fenomenológica, define el coeficiente de transferencia de calor **h**.[1]

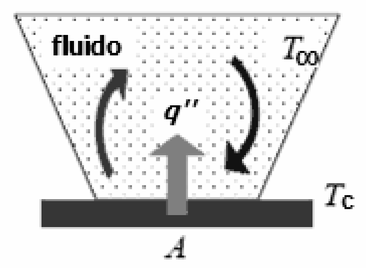


Figura 6.5 Proceso de convección.

Cualquier estudio sobre *convección* se reduce al estudio de los medios por los cuales puede determinarse *h*, el cual depende de las características de la capa límite, que a su vez está influenciada por la geometría de la superficie, por la naturaleza del movimiento del fluido y de una variedad de propiedades termodinámicas y de transporte del fluido. En la tabla 6.2 se observan valores del coeficiente h. ([1] el coeficiente de convección "h", también se lo simboliza con la letra griega "α")

Tabla 6.2 Valores típicos de coeficiente de convección.

Proceso	h (W/m²K)
Convección libre	
Gases	2 - 25
Líquidos	50 - 1000
Convección forzada	
Gases	25 - 250
Líquidos	50 - 20000

RADIACIÓN

Todo cuerpo a una temperatura absoluta finita emite radiación electromagnética. Esta radiación, cuando está en el rango de longitud de onda comprendido entre los 0.2 y los 100 μm se denomina térmica. Cualitativamente puede explicarse su origen a variaciones en los estados electrónico, vibracional y rotacional de átomos o moléculas. Conforma solo una pequeña parte de todo el espectro de radiación e incluye parte de la radiación ultravioleta, la radiación visible (0.35 a 0.78 μm) y parte del infrarrojo.

La radiación térmica es energía emitida por la materia que se encuentra a una temperatura dada, se produce directamente desde la fuente hacia afuera en todas las direcciones. Todas las superficies emiten energía como radiación, y todas las superficies absorben parte de la energía que incide sobre ellas, que emanan del entorno. Físicamente la radiación es la transferencia de energía en forma de fotones. Por lo tanto es posible transferir radiación a través de una sustancia transparente, como lo es el aire, y difiere de otras formas de transporte de energía, ya que la radiación puede transferirse a través del vacío perfecto.

Esta energía es producida por los cambios en las configuraciones electrónicas de los átomos o moléculas constitutivas y transportada por ondas electromagnéticas o fotones, por lo que recibe el nombre de ***radiación electromagnética***. La masa en reposo de un fotón (que significa luz) es idénticamente nula. Por lo tanto, atendiendo a relatividad especial, un fotón viaja a la velocidad de la luz y no se puede mantener en reposo. (La trayectoria descrita por un fotón se llama rayo). La radiación electromagnética es una combinación de campos eléctricos y magnéticos oscilantes y perpendiculares entre sí, que se propagan a través del espacio transportando energía de un lugar a otro.

A diferencia de la conducción y la convección, o de otros tipos de onda, como el sonido, que necesitan un medio material para propagarse, la radiación electromagnética es independiente de la materia para su propagación, de hecho, la transferencia de energía por radiación es más efectiva en el vacío. Sin embargo, la velocidad, intensidad y dirección de su flujo de energía se ven influidos por la presencia de materia. Así, estas ondas pueden atravesar el espacio interplanetario e interestelar y llegar a la Tierra desde el Sol y las estrellas. La longitud de onda (λ) y la frecuencia (v) de las ondas electromagnéticas, relacionadas mediante la expresión λv = *c*, son importantes para determinar su energía, su visibilidad, su poder de penetración y otras características. Independientemente de su frecuencia y longitud de onda, todas las ondas electromagnéticas se desplazan en el vacío con una rapidez constante *c = 299792 Km. /s*,

llamada velocidad de la luz. Los fotones son emitidos o absorbidos por la materia. La longitud de onda de la radiación está relacionada con la energía de los fotones, por una ecuación desarrollada por Planck:

$$E = \frac{h.c}{\lambda}$$

donde *h* se llama constante de Planck, su valor es *h = 6,63 x 10-34 Js*.

ESPECTRO DE RADIACIÓN

Atendiendo a su longitud de onda, la radiación electromagnética recibe diferentes nombres, y varía desde los energéticos rayos gamma, con una longitud de onda muy corta del orden de picómetros (frecuencias muy altas) hasta las ondas de radio con longitudes de onda muy largas del orden de kilómetros (frecuencias muy bajas), pasando por la luz visible, cuya longitud de onda está en el rango de las décimas de micrómetro. El rango de longitudes de onda que nos ocupa en éste tema se muestra en la figura 6.6.

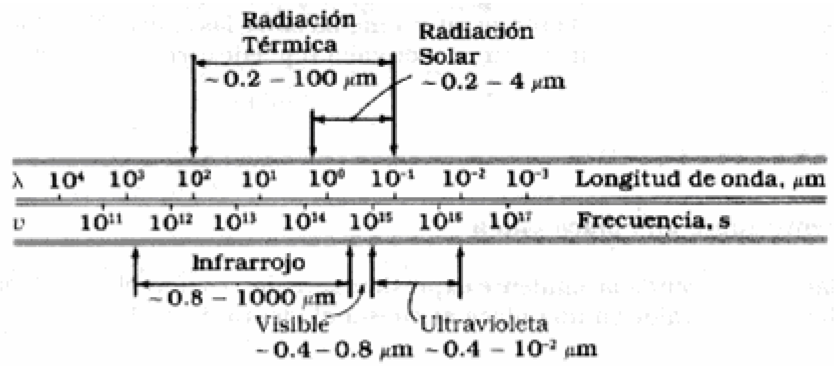


Fig 6.6: Espectro Electromagnético Parcial

La ***luz***, llamada también ***luz visible*** o ***luz blanca***, es uno de los componentes del espectro electromagnético, y se define como aquella parte del espectro de radiación que puede percibir la sensibilidad del ojo humano. La luz visible es un minúsculo intervalo que va desde la longitud de onda correspondiente al color violeta (aproximadamente 400 nm) hasta la longitud de onda correspondiente al color rojo (aproximadamente 700 nm).

Por orden creciente de longitudes de onda (o decreciente de frecuencias), el espectro electromagnético está compuesto por rayos gamma, rayos X duros y blandos, radiación ultravioleta, luz visible, rayos infrarrojos, microondas y ondas de radio. Los rayos gamma y los rayos X duros tienen una longitud de onda de entre $5x10^{-6}$ y $5x10^{-4}$ micrómetros (un micrómetro, símbolo μm, es una millonésima de metro). Los rayos X blandos se superponen con la radiación ultravioleta en longitudes de onda próximas a los $5x10^{-2}$ μm. La región ultravioleta, a su vez, da paso a la luz visible, que va aproximadamente desde

0.4 hasta 0.8 μm. Los rayos infrarrojos se mezclan con las frecuencias de microondas, entre los 100 y 400 μm. Desde esta longitud de onda hasta unos 15.000 m, el espectro está ocupado por las diferentes ondas de radio; más allá de la zona de radio, el espectro entra en las bajas frecuencias, cuyas longitudes de onda llegan a medirse en decenas de miles de kilómetros. La tabla 6.3 muestra el espectro electromagnético, con sus longitudes de onda, frecuencias y energías del fotón.

La radiación del Sol es emitida en todas las longitudes de onda, pero tiene un máximo en la región de luz visible. La luz visible está compuesta por varios colores, que cuando se mezclan forman la luz blanca. Cada uno de los colores tiene una longitud de onda específica, con límites entre 0.4 y 0.7 μm. Considerando desde las longitudes de onda más cortas a las más largas, los diferentes colores tienen los valores centrales de longitudes de onda que se indican en la tabla 6.4. Estos colores están dentro de un rango de longitudes de onda, por ejemplo el violeta esta en el rango entre 0.4 y 0.45 μm. Son los colores que forman el arco iris. En sus extremos se tienen el ultravioleta y el infrarrojo. La mayor cantidad de energía radiante del Sol se concentra en el rango de longitudes de onda del visible y visible cercano del espectro, con las siguientes proporciones: luz visible 43%, infrarrojo cercano 49%, ultravioleta 7%, y el 1% restante en otros rangos.

Tabla 6.3 : Espectro electromagnético.

	Longitud de onda	Frecuencia	Energía (J)
Rayos gamma	< 10 pm	>30.0 EHz	$>19.9 \times 10^{-15}$
Rayos X	< 10 nm	>30.0 PHz	$>19.9 \times 10^{-18}$
Ultravioleta Extremo	< 200 nm	>1.5 PHz	$>993 \times 10^{-21}$
Ultravioleta Cercano	< 380 nm	>789 THz	$>523 \times 10^{-21}$
Luz Visible	< 780 nm	>384 THz	$>255 \times 10^{-21}$
Infrarrojo Cercano	< 2.5 μm	>120 THz	$>79.5 \times 10^{-21}$
Infrarrojo Medio	< 50 μm	>6.00 THz	$>3.98 \times 10^{-21}$
Infrarrojo Lejano	< 1 mm	>300 GHz	$>199 \times 10^{-24}$
Microondas	< 30 cm	>1.0 GHz	$>1.99 \times 10^{-24}$
Ultra Alta Frecuencia Radio	< 1 m	>300 MHz	$>1.99 \times 10^{-25}$
Muy Alta Frecuencia Radio	< 10 m	>30 MHz	$>2.05 \times 10^{-26}$
Onda Corta Radio	< 180 m	>1.7 MHz	$>1.13 \times 10^{-27}$
Onda Media (AM) Radio	< 650 m	>650 kHz	$>4.31 \times 10^{-28}$
Onda Larga Radio	< 10 km	>30 kHz	$>1.98 \times 10^{-29}$
Muy Baja Frecuencia Radio	> 10 km	<30 kHz	$<1.99 \times 10^{-29}$

Tabla 6.4 Colores del espectro visible y sus extremos.

Color	λ (μm)
Ultravioleta	< 0.35
Violeta	0.4
Azul	0.45
Verde	0.5
Amarillo	0.55
Naranjo	0.6
Rojo	0.7
Infrarrojo	> 0.75

PENETRACIÓN DE LA RADIACIÓN ELECTROMAGNÉTICA

Cuando la frecuencia es inferior a la frecuencia de la radiación ultravioleta, los fotones no tienen suficiente energía para romper enlaces atómicos. Se dice entonces que la radiación es radiación no ionizante. A partir de los rayos ultravioleta, vienen los Rayos X y los Rayos gamma, muy energéticos y capaces de romper moléculas, dicha radiación se denomina radiación ionizante.

La radiación electromagnética reacciona de manera desigual en función de su frecuencia y del material con el que entra en contacto. El nivel de penetración de la radiación electromagnética es inversamente proporcional a su frecuencia.

Cuando la radiación electromagnética es de baja frecuencia, atraviesa limpiamente las barreras a su paso. Cuando la radiación electromagnética es de alta frecuencia reacciona más con los materiales que tiene a su paso. En función de la frecuencia, las ondas electromagnéticas pueden no atravesar medios conductores.

Esta es la razón por la cual las transmisiones de radio no funcionan bajo el mar y los teléfonos móviles se queden sin cobertura dentro de una caja de metal. Sin embargo, como la energía ni se crea ni se destruye, sino que se transforma, cuando una onda electromagnética choca con un conductor pueden suceder dos cosas. La primera es que se transformen en calor: este efecto tiene aplicación en los hornos de microondas. La segunda es que se reflejen en la superficie del conductor (como en un espejo).

La radiación de partículas también puede ser ionizante si tiene suficiente energía.

Algunos ejemplos de radiación de partículas son los rayos cósmicos, los rayos alfa o los rayos beta. Los ***rayos cósmicos*** son chorros de núcleos cargados positivamente, en su mayoría núcleos de hidrógeno (protones). Los rayos cósmicos también pueden estar formados por electrones, rayos gamma, piones y muones. Los ***rayos alfa*** son chorros de núcleos de helio positivamente cargados, generalmente procedentes de materiales radiactivos. Los ***rayos beta*** son corrientes de electrones, también procedentes de fuentes radiactivas. La radiación ionizante tiene propiedades penetrantes, importantes en el estudio y utilización de materiales radiactivos. Los rayos alfa de origen natural son frenados por un par de hojas de papel o unos guantes de goma. Los rayos beta son detenidos por unos pocos centímetros de madera. Los rayos gamma son los de mayor poder de penetración.

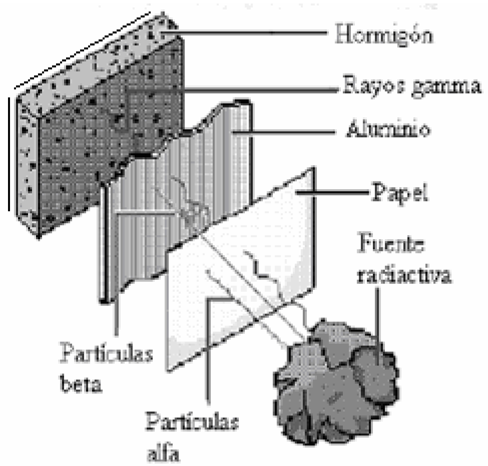


Figura 6.7. Poder de penetración de la radiación.

La radiación de partículas también puede ser ionizante si tiene suficiente energía.

Algunos ejemplos de radiación de partículas son los rayos cósmicos, los rayos alfa o los rayos beta. Los ***rayos cósmicos*** son chorros de núcleos cargados positivamente, en su mayoría núcleos de hidrógeno (protones). Los rayos cósmicos también pueden estar formados por electrones, rayos gamma, piones y muones. Los ***rayos alfa*** son chorros de núcleos de helio positivamente cargados, generalmente procedentes de materiales radiactivos. Los ***rayos beta*** son corrientes de electrones, también procedentes de fuentes radiactivas. La radiación ionizante tiene propiedades penetrantes, importantes en el estudio y utilización de materiales radiactivos. Los rayos alfa de origen natural son frenados por un par de hojas de papel o unos guantes de goma. Los rayos beta son detenidos por unos pocos centímetros de madera. Los rayos gamma y los rayos X, según sus energías, exigen un blindaje grueso de material pesado como hierro, plomo u hormigón, como se muestra en la figura 6.7. También existe la radiación mecánica, que corresponde a ondas que sólo se transmiten a través de la materia, como las ondas de sonido.

LEYES DE RADIACIÓN

LEY DE STEFAN BOLTZMANN

Todos los objetos emiten energía radiante, cualquiera sea su temperatura, por ejemplo el Sol, la Tierra, la atmósfera, los Polos, las personas, etc. La energía radiada por el Sol a diario afecta nuestra existencia en diferentes formas. Esta influye en la temperatura promedio de la tierra, las corrientes oceánicas, la agricultura, el comportamiento de la lluvia, etc.

Considerar la transferencia de radiación por una superficie de área A, que se encuentra a una temperatura T. La radiación que emite la superficie, se produce a partir de la energía térmica de la materia limitada por la superficie. La rapidez a la cual se libera energía se llama potencia de radiación H, su valor es proporcional a la cuarta potencia de la temperatura absoluta. Esto se conoce como la ***ley de Stefan*** (Joseph Stefan, austriaco, 1835-1893), que se escribe como:

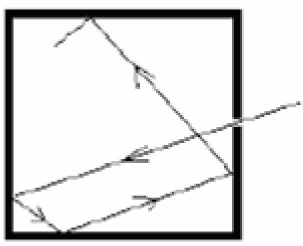
$$H = \varepsilon \sigma A T^4 \qquad [6.12]$$

donde $\sigma = 5.67x10\text{-}8\ W/(m^2K^4)$ se llama constante de ***Stefan-Boltzmann*** (Ludwing Boltzmann, austriaco, 1844-1906) y ε es una propiedad radiactiva de la superficie llamada emisividad, sus valores varían en el rango $0 < \varepsilon < 1$, es una medida de la eficiencia con que la superficie emite energía radiante, depende del material. Un cuerpo emite energía radiante con una rapidez dada por la ecuación 14.5, pero al mismo tiempo absorbe radiación; si esto no ocurriera, el cuerpo en algún momento irradiaría toda su energía y su temperatura llegaría al cero absoluto.

La energía que un cuerpo absorbe proviene de sus alrededores, los cuales también emiten energía radiante. Si un cuerpo se encuentra a temperatura T y el ambiente a una temperatura T_o, la energía neta ganada o perdida por segundo
como resultado de la radiación es:

$$H_{neta} = \varepsilon \sigma A(T^4 - To^4) \qquad (6.13)$$

Cuando el cuerpo está en equilibrio con los alrededores, irradia y absorbe la misma cantidad de energía, por lo tanto su temperatura permanece constante.
Cuando el cuerpo está más caliente que el ambiente, irradia más energía de la que absorbe, y por lo tanto se enfría.
Un absorbedor perfecto se llama ***cuerpo negro*** (no significa que sea de color negro), que se define como un objeto ideal que absorbe toda la radiación que llega a su superficie y su emisividad es igual a uno. No se conoce ningún objeto así, aunque una superficie de negro de carbono puede llegar a absorber aproximadamente un 97% de la radiación incidente. El Sol, la Tierra, la nieve, etc. bajo ciertas condiciones se comportan como un cuerpo negro. En teoría, un cuerpo negro sería también un emisor perfecto de radiación, y emitiría a cualquier temperatura la máxima cantidad de energía disponible. A una temperatura dada, emitiría una cantidad definida de energía en cada longitud de onda. En contraste, un cuerpo cuya emisividad sea igual a cero, no absorbe la energía incidente sobre el, sino que la refleja toda, es un reflector perfecto.
Los cuerpos con emisividades entre 0 y 1 se llaman cuerpos grises, son los objetos reales. A raíz del fracaso de los intentos de calcular la radiación de un cuerpo negro ideal según la física clásica, se desarrollaron por primera vez los conceptos básicos de la teoría cuántica. Una buena aproximación de un cuerpo negro es el interior de un objeto hueco, como se muestra en la figura 6.8. La naturaleza de la radiación emitida por un cuerpo hueco a través de un pequeño agujero sólo depende de la temperatura de las paredes de la cavidad.



Representación de un cuerpo negro.

Figura 6.8

RADIACIÓN DE UN CUERPO NEGRO.

La teoría que permite *modelar* la potencia emitida por un cuerpo a temperatura T, se relaciona estrechamente con la radiación de un *cuerpo negro* (B, body black). Un cuerpo negro es un emisor perfecto a temperatura T en cuya cavidad se alojan ondas estacionarias con diferente longitud de onda. La radiación que emite puede medirse a través de un pequeño orificio, y verifica la siguiente ley.

$$E_{\lambda,B}(T) = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5\left(e^{ch/\lambda kT} - 1\right)} \qquad [6.14]$$

k = 1,381 10^{-23} J/K (constante de Boltzmann)
h = 6,626 10^{-34} Js (constante de Planck)
c = 2,998 10^{8} m/seg (velocidad de la luz en el vacío)

Esta relación (que se demuestra con argumentos estadísticos, fuera del alcance de esta materia), fue determinada por *Planck* en 1900 e indica cómo es la potencia emitida por unidad de área de un cuerpo negro que se encuentra a temperatura T. Como la potencia se emite a través de ondas electromagnéticas, depende de la longitud de onda y la expresión (6.14) se conoce como *potencia espectral emitida*.

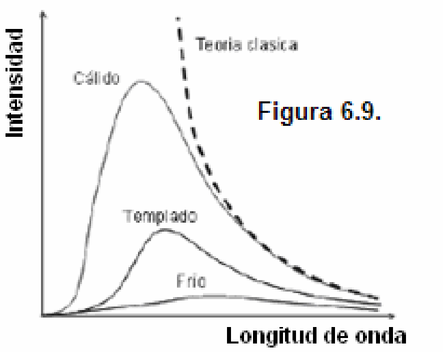
LEY DE WIEN

La figura 6.9 muestra la curva típica de la intensidad de radiación de un cuerpo negro en función de la longitud de onda de la radiación emitida, para diferentes valores de temperatura indicados como frío, templado y cálido. De acuerdo a la teoría cuántica, se encuentra que los cuerpos a una temperatura determinada, emiten radiación con un valor máximo para una longitud de onda λ dada. Al aumentar la temperatura de un cuerpo negro, la cantidad de energía que emite se incrementa. También, al subir la temperatura, el máximo de la distribución de energía se desplaza hacia las longitudes de onda más cortas. Se encontró que este corrimiento obedece a la siguiente relación, llamada ley del

desplazamiento de Wien (Wilhelm Wien, alemán, 1864-1928):

$$\frac{dE_{\lambda,B}(T)}{d\lambda} = 0 \Rightarrow \lambda_{\max} T = 2897{,}8 \mu m.K \qquad (6.15)$$

donde λ*max* es la longitud de onda que corresponde al máximo de la curva de radiación (figura 14.10), en μm, y T es la temperatura absoluta del objeto que emite la radiación. La ley de Wien afirma que para la radiación de un cuerpo negro la longitud de onda de máxima emisión es inversamente proporcional a la temperatura absoluta.



Intensidad de radiación de un cuerpo negro.

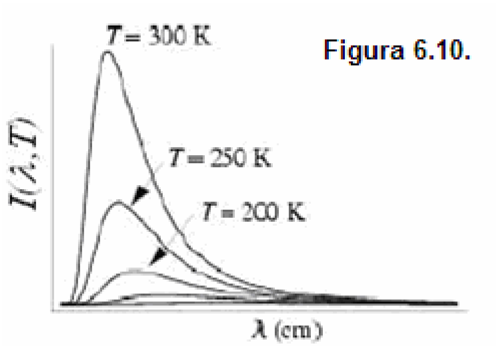


Gráfico de la función $I(\lambda,T)$ ley de Planck

Con esta ley se demuestra que la emisión de radiación de la superficie terrestre tiene un máximo en cerca de 9.9 μm, que corresponde a la región infrarroja del espectro. También muestra que la temperatura del Sol, si el máximo de emisión de radiación solar ocurre en 0.474 μm, es del orden de 6110 K.

LEY DE PLANCK

Los objetos con mayor temperatura radian más energía total por unidad de área que los objetos más fríos. Por ejemplo el Sol con una temperatura media de 6000 K en su superficie, emite 1.6x105 (6000/300)4 veces más energía que la Tierra con una temperatura media en superficie de 289 K = 16º C. Por definición, un cuerpo negro es un absorbedor perfecto. Este también emite la máxima cantidad de energía a una temperatura dada. La cantidad de energía emitida por un cuerpo negro está únicamente determinada por su temperatura y su valor lo da la Ley de Planck. En 1900, Max Planck (alemán, 1858-1947), descubrió una fórmula para la radiación de cuerpo negro en todas las longitudes de onda. La función empírica propuesta por Planck afirma que la intensidad de radiación *I*(λ,*T*), esto es, la energía por unidad de tiempo por unidad de área emitida en un intervalo de longitud de onda, por un cuerpo negro a la temperatura absoluta T, está dada por:

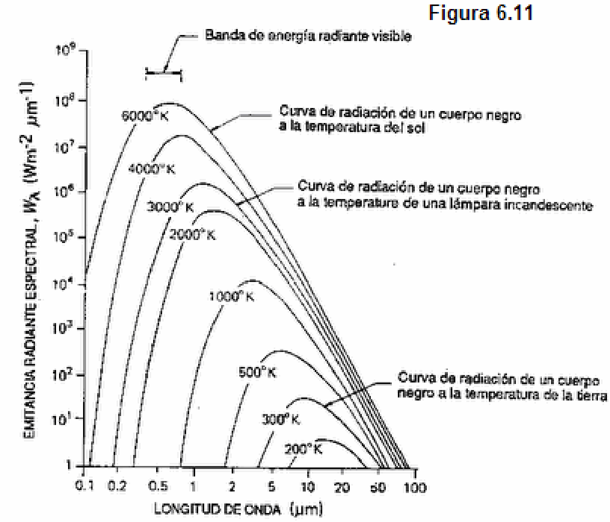
$$I(\lambda,T)=\frac{2\pi hc^2\lambda^{-5}}{e^{ch/k\lambda T}-1}$$

donde *I*(λ,*T*) es la densidad de flujo de energía por unidad de longitud de onda, en W/(m^{2}μm), *h* es la constante de Planck, y *k* es la constante de Boltzmann, de valor *k = 1.38 x 10-23 J/K*. El gráfico de la función *I*(λ,*T*) para diferentes valores de temperatura absoluta, se muestra en la figura 6.10.

RADIACIÓN DE UN CUERPO NEGRO

En la figura 6.11 se grafica la relación *I(λ,T)* para cuerpos negros a diferentes temperaturas.

Figura 6.11



En la misma figura, también se observa que, a determinada temperatura, existe un máximo en la potencia espectral emitida. La longitud de onda y la intensidad de ese máximo varían con la temperatura del cuerpo. La longitud de onda λmax para la cual la potencia espectral es máxima, se determina fácilmente, derivando la expresión (6.14), respecto de la longitud de onda.

$$\frac{dE_{\lambda,B}(T)}{d\lambda} = 0 \Rightarrow \lambda_{\max} T = 2897{,}8 \mu m.K \qquad \text{Ley de Wien. [6.15]}$$

Esto representa la potencia total emitida por unidad de área, y se determina integrando la expresión (6.14) en todas las longitudes de onda del espectro:

$$E_B = \int_0^\infty E_{\lambda,B}(T)d\lambda = \sigma T^4 donde \sigma = 5{,}67x10^{-8} W/_{m^2K^4} \qquad [6.16]$$

Ley de Stefan-Boltzmann

EMISIÓN DE UN CUERPO REAL

La teoría del cuerpo negro puede adaptarse a un cuerpo real a través del uso de un factor ***e*** (0 < e < 1), llamado *emisividad* o *emitancia*. Así, la emisividad espectral eλ (aquella que depende de la longitud de onda) se agrega a la expresión (6.12), para observar cómo se modifican las gráficas de la figura 6.11 , en el caso en que el emisor sea un cuerpo real.

La figura 6.12 muestra cómo es la potencia espectral de emisión de un cuerpo negro a temperatura de 2000 K, cómo sería si se multiplica por un factor de emisividad e = 0,6 (que, en este caso, no depende de la longitud de onda, razón por la cual se llama “cuerpo gris”) y también cómo es la potencia emitida por un cuerpo real. Comparando la gráfica de la superficie real con la del cuerpo gris, se observa que el modelo se adaptaría mejor a los datos experimentales si la emitancia para valores de la longitud de onda entre (aprox.)2 μm y 2,5 μm fuera menor que 0,6; mientras que entre (aprox.) 2,5 μm y 3 μm debiera ser mayor que 0,6.

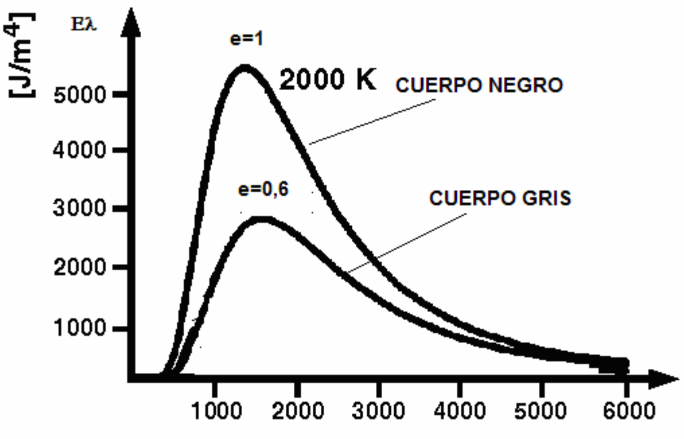


Figura 6.12

Vale hacer notar que la potencia total emitida por la superficie gris verifica:

$$q_G = A\int_0^{\infty} eE_\lambda(T).d\lambda = e.A\sigma T^4 donde \sigma = 5{,}67x10^{-8}\, W/m^2K^4 \qquad [6.17]$$

donde se ha tenido en cuenta el área de la superficie[2]. Sin embargo, para superficies reales, la integral no es tan sencilla porque la emitancia (*e*) depende de la longitud de onda y no puede "sacarse afuera" de la integral. No obstante ello y siendo tan sencilla la expresión (6.17), en algunos casos reales como el de la figura 6.12, se puede definir una emitancia media que asegure que el área debajo de la curva de la potencia espectral del cuerpo gris, es aproximadamente igual a la potencia espectral total emitida por la superficie real.

[2] Recordar que la ecuación (6.14) expresa la potencia espectral por unidad de área.

ABSORCIÓN DE UN CUERPO REAL

La potencia calorífica neta de un cuerpo real, no sólo depende de la energía que emite, sino también de la energía que absorbe. Supongamos que sobre la superficie de un cuerpo incide la potencia irradiada por otro cuerpo $G_\lambda(T')$ que se encuentra a temperatura T'[3]. Parte de la potencia incidente será absorbida por el cuerpo, parte de la potencia incidente será reflejada por el cuerpo, parte de la potencia incidente, será transmitida.

$$G_\lambda = a.G_\lambda(T') + r.G_\lambda(T') + t.G_\lambda(T') \qquad [6.18]$$

[3] Para esa potencia incidente sobre el sistema, usamos otra letra de modo tal de distinguirla claramente de la potencia emitida por el sistema.

Donde a, es el coeficiente de absortancia (del ingles absorption); r es el coeficiente de reflectancia; y t es el coeficiente de transmitancia; donde a + r + t = 1. Estos factores o coeficientes definidos son espectrales, pues depende de la longitud de onda de la radiación espectral incidente.

Ejemplos de la vida diaria, tomando como fuente de energía el Sol, ilustran ese hecho:

- "Agujero de la Capa de Ozono": La capa de ozono, cuando tiene un ancho significativo, tiene una transmitancia casi nula en regiones del espectro ultravioleta, mientras que atenúa relativamente poco las longitudes de onda del espectro visible. La disminución del ancho de la capa de ozono, tiene como consecuencia el aumento de esa transmitancia y perjudica la salud de nuestra piel.
- "Colores": Los colores que observamos en los diferentes objetos, se deben a que esos objetos reflejan la luz incidente en determinadas longitudes de onda y no en otras[4]. El negro, tiene una reflectancia casi nula en todo el espectro. El blanco, tiene una reflectancia muy alta en la región del espectro visible. El rojo tiene una reflectancia muy alta en la región del espectro visible correspondiente a ese color.

Cuando los cuerpos son opacos (no son transparentes, t = 0) se verifica: a + r = 1.
Esto se observa cuando se usa ropa negra en el verano. La reflectancia de la tela es muy baja y por lo tanto, la absortancia muy alta, razón por la cual se siente más "calor" que usando ropa clara.

[4] Es importante no confundir la potencia reflejada: $r.G_\lambda(T')$, con la potencia emitida: $e.E_\lambda(T)$.

POTENCIA TRANSFERIDA POR UN CUERPO REAL

Nos proponemos demostrar que la emitancia y absortancia espectrales de un cuerpo real son iguales (*Ley de Kirchhoff*). Para ello, volveremos a trabajar con un cuerpo negro, cuyo
comportamiento teórico es bien conocido (ecuaciones 6.14 y 6.17, y ver figura 6.12).
Supongamos que nuestro sistema es un cuerpo real opaco y rígido a temperatura T que se encuentra adentro de una cavidad y que esa cavidad, se comporta como cuerpo negro a temperatura T'. El sistema debe verificar el primer principio de la termodinámica.

$$\frac{dU}{dT} = q - w = q \,/\, w = 0 = q \quad \text{por tratarse de un cuerpo rígido}$$

donde la variación de energía interna depende de las variaciones de temperatura.
El sistema emite calor por radiación (calor saliente): e $E_\lambda(T)$ es la potencia espectral emitida por tratarse de un cuerpo real a temperatura T, donde $E_\lambda(T)$ está dada por la ecuación (6.14). La cavidad emite calor por radiación $G_\lambda(T')$, dada por la ecuación (6.14). Pero el sistema absorbe sólo parte de esa radiación (calor entrante): a $G_\lambda(T')$.
Si nuestro sistema está en equilibrio térmico con la cavidad (T' = T), toda la potencia calorífica que el sistema absorbe del cuerpo negro debe ser igual a la potencia calorífica que el sistema emite. Así, para cada longitud de onda, se verifica:

$$a.G_\lambda(T) = e.E_\lambda(T) \qquad [6.19]$$

Como la potencia incidente $G_\lambda(T)$ sobre el sistema es la potencia espectral emitida por un cuerpo negro que actualmente está a temperatura T, la emitancia y absortancia espectrales de un cuerpo real son iguales.

$$G_\lambda(T) = E_\lambda(T) \quad \text{y} \quad a = e \quad [6.20]$$

La emitancia y absortancia de un cuerpo no dependen de la temperatura, sólo depende de la longitud de onda. Por lo tanto la absortancia y emitancia espectrales serán iguales, aún cuando el cuerpo real y el cuerpo negro estén a diferente temperatura T ≠ T'. En este caso, la radiación que emite el cuerpo negro es igual a la que incide sobre el sistema, pero diferente a la que el sistema emite.

$$E_\lambda(T') = G_\lambda(T') \neq E_\lambda(T) \qquad [6.21]$$

En particular, si el sistema está a mayor temperatura que la cavidad (T > T'), el primer principio de la termodinámica indica que el sistema pierde calor. Y por lo tanto la potencia neta transmitida por radiación será:

$$q_r = a\sigma T'^4 - e.A.\sigma.T^4 = -e.A.\sigma(T^4 - T'^4) \qquad [6.22]$$

donde A es el área del cuerpo que disipa calor (q_r <0) y se ha considerado la igualdad entre los valores medios de la absortancia y emitancia.

Cuando el sistema se encuentra en un recinto cerrado (como es el caso de un circuito integrado, en una computadora por ejemplo) el ambiente puede modelarse como un cuerpo negro que emite a temperatura T_∞, depreciándose la radiación incidente de otras fuentes de radiación, como la luz de las lámparas o la luz solar.

Por último, señalamos que la ecuación (6.22) puede expresarse como:

$$q_r = e.A.\sigma(T^4 - T'^4) = \left[e.A.\sigma(T^2 - T'^2)(T + T')\right](T - T') = \frac{(T - T')}{R_r} \qquad [6.23]$$

y por lo tanto se puede definir una resistencia térmica de radiación (R_r). La transferencia de calor por radiación es una propiedad de la superficie del sistema y por lo tanto, compite con la transferencia de calor por convección. En otras palabras, si el sistema cuya potencia queremos disipar, presentara una resistencia de convección muy alta (no se ventila correctamente) la temperatura del sistema aumentará, disminuyendo la resistencia de radiación.

PRIMER PRINCIPIO APLICADO A LA TRANSFERENCIA DE CALOR

La aplicación del primer principio de la termodinámica nos permitirá determinar cómo varía la temperatura de un sistema con el tiempo T(t). Si suponemos que la temperatura del sistema es uniforme (un punto del sistema está a la misma temperatura que otro punto del sistema), la única variable que rige el análisis del problema de la transferencia de calor es la temporal. Esta hipótesis, llamada "sistema de mosaico", permite calcular T(t) en el caso no estacionario. Sobre el final de esta sección, veremos cuándo es válida esa hipótesis.

La figura muestra un sistema cerrado que intercambia calor y trabajo (en forma de potencia) con el ambiente q_{amb} y w_{amb} y, además, potencia eléctrica w_{elect}, a través de una resistencia. El primer principio de la termodinámica indica:

$$\frac{dU}{dt} = q_{amb} - w_{amb} - w_{elec} \qquad [6.22]$$

donde la potencia eléctrica, en módulo, está dada por: $\left|w_{elec}\right| = I^2 R = \dfrac{V^2}{R} = VI$

El primer principio expresado mediante la expresión 6.22 considera que el trabajo entrante es negativo y por lo tanto, siguiendo esa convención:

$$w_{elec} = -I^2 R\, dt \quad \textit{donde} \quad \frac{dU}{dt} = q_{amb} - w_{amb} + I^2 R = q_{amb} - w_{amb} + q_G \qquad [6.23]$$

definiéndose así $q_G = I^2 R$, la potencia calorífica generada por el sistema. Si, además, el sistema se encuentra en un ambiente a presión constante la suma de los calores es igual a la variación de entalpía:

$$\frac{dH}{dt} = q_{amb} + q_G \qquad [6.24] \qquad \text{tal que} \qquad q_G = I^2 R$$

En particular, cuando el sistema es un sólido de masa **m** y calor específico **c**:

$$m.c\frac{dT}{dt} = q_{amb} + q_G \qquad [6.25]$$

En la primera sección de este apunte, se describieron las distintas formas de transferencia de calor entre el sistema y el ambiente. Por lo tanto, dado un problema particular, se estará en condiciones de resolver la ecuación (6.24), sustituyendo q_{amb} por el mecanismo más adecuado: conducción, convección, etc.

Supongamos que el sistema es simplemente el conductor de resistencia R y que intercambia calor por convección con el ambiente (se desprecia el intercambio de calor por radiación. Cuando por el conductor no circula corriente eléctrica, su temperatura es T_0, la temperatura del ambiente. Cuando comienza a circular una corriente I por el alambre, es de esperar que aumente su temperatura. Demostraremos eso planteando la ecuación (6.25) para el conductor de masa **m** y calor específico **c** y usando la relación de transferencia de calor por convección:

$$m.c.\frac{dT}{dt} = h.A.(T_0 - T) + I^2 R$$

donde *h* es el coeficiente de transferencia de calor por convección, *A* es la superficie externa del conductor, T_0 es la temperatura del ambiente y *T* es la temperatura que varía con el tiempo.

Obsérvese que la diferencia de temperaturas se ha tomado de modo tal que la potencia calorífica intercambiada con el ambiente sea saliente al sistema y por lo tanto negativa dado que la temperatura del conductor aumentará en el tiempo.

La ecuación que surge de esta aplicación sencilla, es una ecuación diferencial que tiene la siguiente solución, si se toma en cuenta que la condición inicial de la temperatura del alambre es la temperatura del ambiente:

$$T(t) = \frac{I^2 R}{h.A}(1 - e^{-t/\tau}) + T_0 \qquad \text{con} \qquad \tau = \frac{m.c}{h.A}$$

Analizando esa solución, se observa que el conductor tiene una temperatura de régimen:

$$T(t \to \infty) = \frac{I^2 R}{h.A} + T_0$$

y, como era de esperar, esa temperatura es mayor, cuanto mayor sea la potencia generada por el conductor y menor sea el coeficiente de transferencia de calor por convección o la superficie externa a través de la cual se produzca la disipación.

La constante τ indica cuán rápidamente llega el conductor a su temperatura de régimen.

Fijada la potencia eléctrica y las propiedades físicas del conductor, se observa que cuanto mayor sea al producto *hA* (la transferencia de calor hacia el ambiente sea más eficiente), el sistema tarda menos en llegar a su temperatura de régimen.

En el análisis anterior, se ha ignorado el hecho de que el conductor tiene un radio o espesor *a* finito y que la temperatura en su centro *T*(r=0) no tiene por qué ser la misma que la temperatura en la superficie *T*(r=*a*). Veremos en qué condiciones esta diferencia de temperaturas puede ser ignorada, o sea cuándo es válida la *hipótesis de mosaico.*

El circuito térmico del conductor que disipa potencia por convección, consiste en dos resistencias en serie: una resistencia térmica que representa los efectos de la conducción R_k (en el interior) y una resistencia térmica que representa los efectos de la convección R_c.(en el exterior). Si bien el cálculo de esas resistencias depende de factores geométricos, podemos estimar su orden de magnitud como:

$$R_k \approx \frac{a}{kA} \qquad R_c \approx \frac{1}{hA}$$

donde, para la conducción se ha usado un "ancho característico" del conductor (su radio *a*) y su superficie externa *A*. Considerando que la potencia transferida debe ser la misma (ambas resistencias térmicas están en serie) la diferencia de temperatura entre el centro del conductor y su superficie, puede ignorarse, si:

$$R_k \ll R_c \quad \Rightarrow \quad \frac{a}{kA} \ll \frac{1}{hA} \quad \text{y} \quad Bi \equiv \frac{ha}{k} \ll 1$$

donde se ha definido el módulo de Biot (Bi) que sirve para comparar los efectos de la convección (en el exterior) frente a los efectos de la conducción (en el interior).

Supongamos que el conductor es de cobre (k =300 W/m K) y que el diámetro del conductor es de 1,0 mm. Con un coeficiente de convección h » 10 W/m^{2}K, el módulo de Biot ≈ 3 x 10-5 [5] y se cumple la hipótesis de mosaico. Esta hipótesis puede hacerse siempre que Bi < 0.1.

[5] Obsérvese que el módulo Biot es adimensional.

ANÁLISIS DE LAS LEYES DE TRANSFERENCIA TÉRMICA ENTRE LOS EDIFICIOS Y EL AMBIENTE

Todo cuerpo con una determinada cantidad de calor, tiene la propiedad de cederlo a otro cuerpo, siempre que éste se encuentre a menor temperatura. Es decir, existe un flujo térmico que consiste en la cesión del calor de los puntos de mayor temperatura. De esa manera, entonces, la energía térmica se transfiere del nivel térmico o temperatura más alto al más bajo, hasta alcanzar un *estado de equilibrio* o igual temperatura. Los fenómenos que intervienen en la transmisión del calor son tres:

Conducción

Convección

Radiación

La velocidad con que el material deja pasar el calor por conducción, depende de su conductividad que es una propiedad que tiene cada material.

Hay materiales que conducen más que otros. Los metales son mucho más conductores del calor que, por ejemplo, los materiales de cerramiento de una construcción.

La conducción del calor se establece por un coeficiente **λ** de la conductividad térmica, que es un valor determinado para cada elemento en particular.

La forma de transmisión de calor por convección es propia de los fluidos, por ejemplo, en nuestro caso el aire o el agua. Por efecto de la variación de su densidad debido a un aumento o disminución de temperatura, se establece en ellos una circulación permanente y continua. Ese movimiento del fluido produce, entonces, la transferencia del calor por convección, que se orienta desde los puntos calientes a los fríos.

En el caso de muros y techos debe considerarse una resistencia superficial interna

(R_{si}) y externa (R_{se}), producto del fenómeno de convección del aire en una capa próxima a la pared o techo.

La forma de transmisión del calor por radiación se produce en el vacío igual que la radiación de la luz en forma de ondas electromagnéticas. Se define entonces la radiación térmica como la *transmisión de calor de un cuerpo a otro sin contacto directo, en forma de energía radiante*.

Entonces un cuerpo caliente transforma una parte de su contenido de calor en energía radiante sobre su superficie, la cual se emite en forma de ondas, que al ser absorbidas por otro cuerpo, se manifiesta en forma de calor. Se desprende de ello que para que la energía radiante pueda ser convertida en calor es necesario que sea *absorbida* por una sustancia. Todos los cuerpos absorben y además emiten energía radiante.

De esto se deduce que la cámara de aire en un muro compuesto no impide la transmisión de calor por radiación.

CÁLCULO DE RESISTENCIA AL FLUJO CALORÍFICO

$$R_T = \Sigma R + R_{Si} + R_{Se} \quad [R] = m^2.°C/W$$

R_{si}: Resistencia superficial interna

R_{se}: Resistencia superficial externa

R: Resistencia del material que compone la pared, y se calcula:

$R = e/\lambda$

e: espesor del material $[e] = m$

λ : conductividad térmica del material $[\lambda] = W/m.°C$

CÁLCULO DE LA TRANSMITANCIA

Para los cálculos de la transferencia de calor de una pared o elemento de la construcción se utiliza un coeficiente de transferencia de calor total, que tiene en cuenta los fenómenos indicados precedentemente y permite simplificar dichos cálculos.

Se define al coeficiente de transmitancia total K como la cantidad de calor que se transmite totalmente en una hora a través de un m ² de superficie, existiendo una diferencia de temperatura de 1° C entre el ambiente interno y externo.

$$k = 1/R \quad [k] = W/m^2.°C$$

k: Transmitancia del material

Cuanto menor es k mayor es el poder aislante del material. Los coeficientes K para las construcciones normales están tabulados por la Norma IRAM 11.601, pero para muros especiales o de características especiales deben calcularse.

CÁLCULO DE LA CAPACIDAD CALORÍFICA VOLUMÉTRICA

Es la cantidad de calor necesaria para aumentar en un grado centígrado un metro cúbico de pared.

$C = \delta C_e$ $[C] = J/m^3.°C$

δ: Densidad $[\delta] = Kg./m^3$

C_e: Calor específico $[C_e] = J/Kg.°C$

CÁLCULO DE LA CAPACIDAD CALORÍFICA SUPERFICIAL

Es la cantidad de calor necesaria para aumentar en un grado centígrado un metro cuadrado de pared.

$C_U = C.e$ $[C_U] = J/m^2.°C$

CÁLCULO DE LA DIFUSIVIDAD

Es la velocidad de transmisión superficial de calor.

$d = \lambda / C$ $[d] = m^2/s$

CÁLCULO DE LA VELOCIDAD

$v = 2.\sqrt{d.\pi / t}$ $[v] = m/s$ ($t = 86400$ s/día)

Velocidad de transmisión lineal de calor.

CÁLCULO DE LA INERCIA TÉRMICA

La inercia térmica es el tiempo que tardará en pasar el calor de un lado a otro de la pared o techo.

$I = e/v.3600$ $[I] = h$

BIBLIOGRAFÍA

Guidi, G. Transferencia de Calor. Ed. Nueva Librería. Edición 2004.

Manrique Velardez, J. A. Transferencia de Calor. Ed. Alfa Omega. Edición 2005.

Çengel, Y. Transferencia de calor y masa. Ed. McGraw-Hill.Edición 2007.

Rolle, K. Termodinámica. Ed. Pearson Educación. Edición 2006.