

Apuntes de Transmisión del calor

Agustín Martín Domingo

Departamento de Física e Instalaciones
E.T.S. Arquitectura de Madrid
Universidad Politécnica de Madrid

Copyright

“Apuntes de Transmisión del Calor”

Copyright (C) 1995-2011 Agustín Martín Domingo <agustin6martin@gmail.com>

Algunos derechos reservados.

Versión 2.1, mayo de 2011.

Licencia de distribución

Este trabajo se distribuye bajo una licencia *Creative Commons Reconocimiento-CompartirIgual 3.0 España (CC-BY-SA)*. Para ver una copia de esta licencia, visite la página de la licencia

<http://creativecommons.org/licenses/by-sa/3.0/es>

o envíe una carta a Creative Commons, 171 Second Street, Suite 300, San Francisco, California, 94105, EEUU.

Estos apuntes se hacen públicos con la intención de que sean útiles. Aunque se ha tenido cuidado durante su preparación, es posible que aún contengan errores. El autor no garantiza que el contenido de estos apuntes esté libre de errores.

This work is licensed under the Creative Commons Attribution-ShareAlike 3.0 Spain License. To view a copy of this license, visit

<http://creativecommons.org/licenses/by-sa/3.0/es/>

or send a letter to Creative Commons, 171 Second Street, Suite 300, San Francisco, California, 94105, USA.

These notes are provided in the hope they are useful. While some precaution has been taken during its preparation, it is possible that notes still contain some errors. There is absolutely no warranty about its contents.

Resumen de la licencia:

Está permitido...

- Copiar, distribuir y comunicar públicamente la obra
- Hacer obras derivadas

Bajo las siguientes condiciones

Reconocimiento: Se deben reconocer los créditos de la obra de la manera especificada por el autor o el licenciodor.

Compartir bajo la misma licencia: Si se altera o se transforma esta obra, o se genera una obra derivada, sólo se puede distribuir la obra generada bajo una licencia similar a ésta.



Indice

1. Transmisión del calor: conducción y convección.	1
1.1. Campo de temperaturas y gradiente de temperaturas.	1
1.2. Flujo de calor. Ley de Fourier para medios isotrópicos.	2
1.3. La ecuación diferencial de la conducción.	3
1.3.1. Ecuación diferencial de la conducción en un sólido isotrópico.	5
1.3.2. Ecuación diferencial de la conducción en un medio anisótropo.	6
1.3.3. Condiciones para la resolución del problema.	7
1.3.4. Tipos de condiciones de contorno.	7
1.4. Transmisión del calor por convección.	8
1.4.1. Convección forzada.	9
1.4.2. Convección con cambio de fase.	10
1.4.3. Convección libre o natural.	10
1.5. Casos particulares de conducción y convección.	12
1.5.1. Transmisión del calor por conducción y convección a través de muros de paredes planas.	12
1.5.2. Transmisión del calor por conducción y convección a través de paredes cilíndricas.	15
2. Fenómenos de transporte: procesos de difusión.	19
2.1. Conceptos fundamentales y leyes.	19
2.2. Difusión del vapor.	20
2.2.1. La ley de transporte del vapor de agua.	21
2.2.2. Difusión del vapor a través de paredes planas	21
2.3. Difusión térmica.	22
3. Transmisión del calor: radiación.	23
3.1. Conceptos básicos de la radiación.	23
3.1.1. El espectro de la radiación electromagnética.	23
3.1.2. Definiciones previas.	24
3.1.3. Absorción, reflexión y transmisión de la radiación.	25
3.2. Leyes de la radiación.	27
3.2.1. Radiación en el interior de una cavidad.	27
3.2.2. Cuerpo negro. Ley de Planck.	27
3.2.3. Ley del desplazamiento de Wien.	28
3.2.4. Ley de Rayleigh-Jeans.	29
3.2.5. Ley de Stefan-Boltzmann.	29
3.2.6. Emisividad. Ley de Kirchoff.	29
3.2.7. Cuerpo gris.	32
3.2.8. La ley de Lambert.	32
3.3. El efecto invernadero.	34
3.4. Superficies selectivas.	34
3.5. Radiación directa entre cuerpos a distinta temperatura.	37
3.5.1. Radiación efectiva.	37
3.5.2. Planos infinitos y paralelos.	38
3.5.3. Intercambio de calor por radiación entre planos grises infinitos y paralelos	40
3.5.4. Transferencia de calor por radiación entre un cuerpo y su entorno.	41
3.5.5. El factor de forma.	43
3.5.6. Intercambio de calor por radiación en un recinto de paredes convexas de distintos materiales.	45
3.5.7. Cálculo analítico del factor de forma por integración.	49
Referencias	53

La energía calorífica se transmite desde las zonas de alta temperatura a las de baja temperatura, en un proceso que va acompañado de un cambio de entropía hasta que se alcanza, si es posible, el estado de equilibrio térmico caracterizado por una distribución uniforme de temperaturas. Denominamos calor a la transferencia de energía que tiene lugar sin un movimiento ordenado del sistema, en contraposición a la transferencia de energía que tiene lugar con un movimiento ordenado durante la realización de un trabajo mecánico.

La Termodinámica de los procesos reversibles estudia la transferencia de energía en éstos, pero siempre a lo largo de una sucesión de estados de equilibrio. Sin embargo, en un proceso de intercambio de calor entre cuerpos a distintas temperaturas, en tanto se mantenga una diferencia finita de temperaturas entre los mismos habrá un flujo irreversible de calor entre dichos cuerpos y no tendremos estados de equilibrio. Sin embargo, sí podemos tener estados en los que las variables macroscópicas del sistema no cambian con el tiempo, pero que no corresponden a estados de equilibrio sino a estados estacionarios en los que se mantienen constantes las temperaturas de los distintos cuerpos involucrados y el flujo de calor entre ellos. También podemos tener situaciones en las que el sistema está evolucionando con el tiempo y ni siquiera tenemos estados estacionarios.

La transmisión del calor tiene lugar por tres mecanismos básicos:

Conducción: La energía calorífica se transmite durante el contacto directo entre cuerpos (o partes de los mismos) a distintas temperaturas y tiene lugar mediante choques o acoplamientos entre las moléculas del sistema (unas en zonas más calientes, con mayor energía térmica y otras en las zonas más frías, con menor energía térmica), aunque no haya un movimiento macroscópico de las moléculas, o el material sea transparente a la radiación. Este proceso es de gran importancia en sólidos, pero de menor importancia en líquidos y gases, donde normalmente aparece combinado con la convección y es prácticamente enmascarado por ésta.

Convección: La energía calorífica se transmite por el movimiento físico de moléculas “calientes” de las zonas de alta temperatura a las zonas de baja temperatura y viceversa, equilibrándose las temperaturas.

Este proceso tiene gran importancia en fluidos y también es denominado conducción superficial, ya que el flujo de calor entre la superficie de un material y un fluido está relacionado con la conducción a través de una fina capa del fluido que se encuentra junto a la superficie. Además, es este proceso de conducción superficial el que provoca, en un fluido inicialmente en reposo en contacto con una superficie a distinta temperatura, una diferencia de temperaturas en el fluido, originándose diferencias de densidad en el mismo que producirán a su vez un desplazamiento físico de materia a distintas temperaturas de unas zonas a otras, teniéndose convección (en este caso natural).

La transferencia de calor por convección puede ser forzada cuando está ayudada por el movimiento de las superficies en contacto con el fluido o libre (llamada también natural) cuando se produce únicamente en virtud de una diferencia de densidades causada por una diferencia de temperaturas. También puede venir acompañada de un cambio de fase, como ocurre durante la condensación o la ebullición, con unos intercambios de calor muy intensos.

Radiación: La energía calorífica se transmite en forma de energía de la radiación electromagnética, emitida por todos los cuerpos por el hecho de encontrarse a una temperatura T , y que se propaga a la velocidad de la luz (porque es luz de distintas longitudes de onda) y puede ser absorbida por los cuerpos, aumentando su temperatura.

La radiación es el único medio de transmisión del calor cuando ésta tiene lugar a través del vacío, y puede ser muy importante para altas temperaturas.

Estos mecanismos básicos actuarán de forma combinada, no sólo para dar la temperatura final del recinto que estamos estudiando, sino en combinación con otros elementos como la humedad del aire, para dar el grado de comodidad o confort del ser humano en el espacio considerado. Así, mayores o menores grados de humedad darán lugar a una sensación de comodidad mayor o menor para una misma temperatura. La acción del viento y de la radiación son también elementos a considerar. Por una parte, el viento favorece los procesos de convección y evaporación. Por otra parte, para una misma temperatura en un lugar, el hecho de que éste esté soleado puede hacer más agradable la estancia en el mismo en invierno, no sólo por la luz sino por la radiación térmica que incide sobre la persona. De la misma forma, para una misma temperatura en una habitación la sensación térmica es más baja si paredes y suelo están aún fríos que si los mismos están ya calientes o incluso más calientes que el aire de la habitación.

Capítulo 1

Transmisión del calor: conducción y convección.

1.1. Campo de temperaturas y gradiente de temperaturas.

En la transmisión del calor por conducción, éste se propaga por contacto directo entre las partículas de un cuerpo y las de otro cuerpo que se encuentra a distinta temperatura o entre partes del mismo cuerpo a distinta T . En la teoría analítica de la conducción del calor, no se tiene en cuenta la estructura molecular de la sustancia, ni como es el mecanismo microscópico de transmisión, sino que se considera la materia como un medio continuo.

Sólo puede haber transmisión del calor por conducción cuando hay cuerpos a distintas temperaturas (al igual que ocurre en otras formas de transmisión del calor). En general, hay variaciones de temperatura con el tiempo y la distribución de temperaturas es no uniforme, por lo que en realidad lo que se tiene es una distribución espacio-temporal de la temperatura, lo que se conoce como un *campo de temperaturas*:

$$T = f(x, y, z, t)$$

Para un campo estacionario, no hay variación temporal de la temperatura, y se tiene que:

$$\frac{dT}{dt} = 0 \Rightarrow T = f(x, y, z)$$

Si además el proceso es unidimensional, se tiene que:

$$\frac{dT}{dy} = \frac{dT}{dz} = \frac{dT}{dt} = 0 \text{ y, por tanto, } T = f(x)$$

Se denomina *isoterma* al lugar geométrico de los puntos del cuerpo que están a la misma temperatura. Como un mismo punto no puede estar a la vez a dos temperaturas distintas, *las superficies isotermas no se cruzan*.

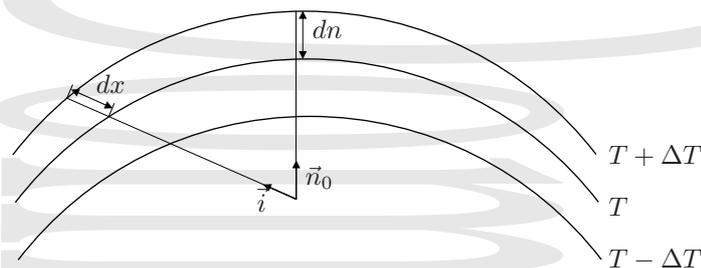


Figura 1-1 Isotermas en un campo de temperaturas.

La mayor variación relativa de temperatura tiene lugar en la dirección normal a las superficies isotermas (figura 1-1), a la que apunta el gradiente:

$$\vec{\nabla}T = \frac{\partial T}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial T}{\partial y}\vec{j} + \frac{\partial T}{\partial z}\vec{k} = \frac{\partial T}{\partial n} \cdot \vec{n}_0 \quad (1-1)$$

donde \vec{n}_0 es el vector unitario en la dirección normal a la isoterma y $\partial T/\partial n$ es la derivada parcial de la temperatura en la dirección normal a las isotermas.

Tabla 1-1 Conductividades térmicas para diversos materiales.

Material	λ (cal/cm·s·°C)	λ (W/m°C)
Acero al carbono	0,11	46,05
Acero cromo-níquel (18 % cromo, 8 % níquel)	0,039	16,3
Agua	0,00143	0,598
Aire a 0°C	0,000055	0,023
Alúmina (Al ₂ O ₃)	0,0016 – 0,0084	0,67 – 3,5
Aluminio	0,480	200,9
Amianto (suelto)	0,0004	0,167
Hormigón 20 – 1000°C	0,0027	1,13
Cobre	0,96	401
Corcho	0,00012	0,05
Hierro (sin tratar)	0,175	73
Ladrillo refractario 0 – 800°C	0,004	1,67
Lana de vidrio	$9,01 \cdot 10^{-5}$	0,038
Madera de pino		
Según fibra	$8,2 \cdot 10^{-4}$	0,34
Perp. a fibra	$2,6 \cdot 10^{-4}$	0,11
Vidrio (ventana)	$1,86 \cdot 10^{-3}$	0,78

1.2. Flujo de calor. Ley de Fourier para medios isótropos.

Para que transmisión del calor la distribución de temperaturas debe ser no uniforme, es necesario que haya un gradiente de temperaturas entre distintos puntos del cuerpo. Si se considera un sistema de ejes coordenados en el cual uno de ellos está dirigido en la dirección perpendicular a la superficie isoterma en un punto y los otros en la dirección paralela (tangentes a la isoterma en ese punto) sólo habrá diferencia de temperaturas en la dirección perpendicular a la isoterma, pero no en las direcciones tangentes a la misma. Por tanto, el flujo de calor debe tener lugar en la dirección perpendicular a las isotermas, sin componente en las direcciones tangentes a la misma.

La *ley de Fourier* para medios isótropos establece que la cantidad de calor δQ_t que pasa a través de un elemento de superficie $d\vec{S}$ de la isoterma en el intervalo de tiempo dt es proporcional al gradiente de temperaturas, $\frac{\partial T}{\partial n} \vec{n}_0$ en la forma:

$$\delta^2 Q_t = -\vec{n}_0 \lambda \frac{\partial T}{\partial n} d\vec{S} dt = -\lambda \vec{\nabla} T d\vec{S} dt \quad [\delta Q] = \text{julios (S.I.)} \quad (1-2)$$

El factor de proporcionalidad λ es una propiedad física de la materia que describe la capacidad que tiene la sustancia para conducir el calor, y a la que se denomina *conductividad térmica*. En la tabla 1-1 se dan algunos ejemplos de conductividades térmicas para distintos materiales.

$$[\lambda] = \frac{\text{W}}{\text{m}^\circ\text{C}} \quad (\text{S.I.}) \quad \text{o} \quad \frac{\text{cal}}{\text{seg} \cdot \text{m} \cdot ^\circ\text{C}}$$

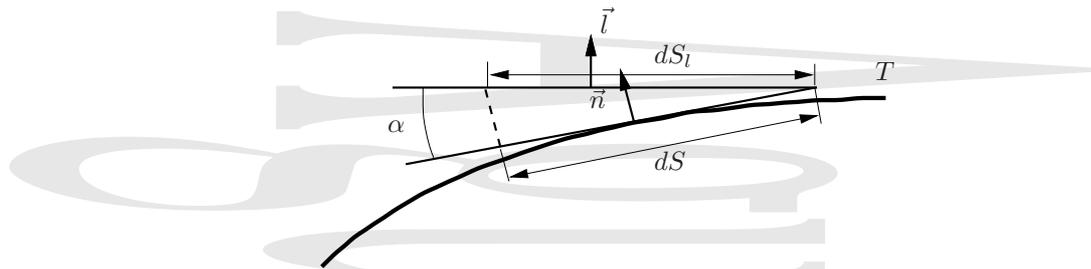
A la cantidad de calor transmitida en la dirección del flujo (normal a las superficies isotermas) por unidad de área perpendicular al flujo y por unidad de tiempo se le denomina *densidad de flujo térmico* y viene dada por:

$$\vec{q} = \frac{d^2 Q_t}{d\vec{S} dt} = -\vec{n}_0 \lambda \frac{\partial T}{\partial n} = \frac{d\Phi}{dS} \vec{n}_0 = -\lambda \vec{\nabla} T \quad [q] = \text{W/m}^2 \text{ en S.I.} \quad (1-3)$$

En la dirección normal a las isotermas, la densidad de flujo se representa por un escalar:

$$q = |\vec{q}| = -\lambda \frac{\partial T}{\partial n} \quad (1-4)$$

que expresa la ley básica de la conducción del calor, la *densidad de flujo calorífico* q (potencia calorífica transmitida por unidad de superficie) es proporcional al gradiente de temperaturas.

Figura 1-2 Relación entre las superficies dS y dS_l .

Denominamos *flujo de calor* Φ al calor transmitido por unidad de tiempo a través de una superficie isoterma S , siendo sus dimensiones de potencia, de energía por unidad de tiempo. Así, el flujo de calor o flujo térmico es:

$$\Phi = \int_S \vec{q} d\vec{S} = - \int_S \lambda \frac{\partial T}{\partial n} d\vec{S} \vec{n}_0 \quad [\Phi] = \text{W en S.I.}$$

pasando en un cierto intervalo de tiempo t una cantidad total de calor:

$$Q_t = - \int_0^t \int_S \lambda \frac{\partial T}{\partial n} d\vec{S} \vec{n}_0 dt = \int_0^t dt \int_S \vec{q} d\vec{S} \quad [Q] = \text{julios en S.I.} \quad (1-5)$$

La cantidad de calor que fluye por unidad de tiempo a través de una superficie elemental de área unidad que forma un ángulo φ con el plano tangente a la superficie isoterma es:

$$q_l = q \cos \varphi = \frac{\delta^2 Q_t}{dt dS} \cos \varphi = \frac{\delta^2 Q_t}{dt} \underbrace{\frac{\cos \varphi}{dS}}_{dS = dS_l \cos \varphi} = \frac{\delta^2 Q_t}{dt dS_l} \quad (1-6)$$

donde $dS = \cos \varphi dS_l$ es la proyección de la superficie dS_l sobre el plano tangente a la isoterma, como se ve en la figura 1-2. Así, a través de dS_l fluye una cantidad de calor:

$$dQ_t = q_l dS_l dt = q \cos \varphi \frac{dS}{\cos \varphi} dt = q dS dt \quad (1-7)$$

igual que a través de la superficie dS , fluyendo en el tiempo t un calor:

$$Q_t = - \int_0^t \int_{S_l} \lambda \frac{\partial T}{\partial n} dS_l dt \quad (1-8)$$

1.3. La ecuación diferencial de la conducción.

Para obtener las ecuaciones físicas que rigen la conducción, estudiaremos el fenómeno en un intervalo de tiempo pequeño y en un elemento de volumen infinitesimal del medio. Nos olvidaremos de la constitución íntima de la materia, considerando a ésta como un medio continuo y nos restringiremos a los casos en que se cumple:

1. El medio es homogéneo e isotrópico. Por lo tanto, sus propiedades físicas son las mismas en todos los puntos del medio, y no dependen de la dirección en que se midan.
2. Los parámetros físicos son constantes y uniformes en el medio.
3. Las variaciones de volumen producidas por los cambios de temperatura son pequeñas comparadas con el volumen del cuerpo. Por lo tanto, el trabajo mecánico realizado es prácticamente nulo.
4. Las fuentes internas de calor, que dan una energía por unidad de tiempo y de volumen $q_v = f(x, y, z, t)$, están distribuidas de forma uniforme en el cuerpo.

La deducción que se presenta a continuación está basada en la ecuación del balance de la energía que surge directamente del primer principio de la Termodinámica:

$$\delta Q_1 + \delta Q_2 = dU \quad (1-9)$$

En esta expresión, δQ_1 representa el calor neto intercambiado con el exterior por parte del elemento de volumen considerado (considerándose positivo si es absorbido por el elemento), δQ_2 el calor aportado por fuentes internas de calor, y dU la variación de energía interna de dicho elemento de volumen. Como no hay trabajo mecánico, $\delta W = 0$.

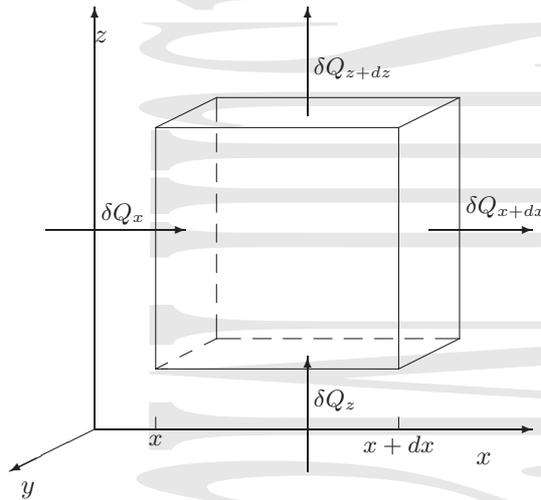


Figura 1-3 Elemento de volumen para la obtención de la ecuación diferencial de la conducción

El calor que entra por la cara x en la dirección Ox viene dado por:

$$\delta Q_x = q_x dydzdt$$

mientras que el calor que sale por la cara $x + dx$ en la dirección Ox es:

$$\delta Q_{x+dx} = q_{x+dx} dydzdt$$

Si desarrollamos q_{x+dx} en serie de Taylor hasta primer orden, se tiene:

$$q_{x+dx} = q_x + \frac{\partial q_x}{\partial x} dx$$

quedando el calor neto que entra o sale en la dirección x en la forma:

$$\delta Q_{x_1} = (q_x - q_{x+dx}) dx dy dz dt = -\frac{\partial q_x}{\partial x} dx dy dz dt$$

donde q_x es positivo al ser calor absorbido con el convenio escogido en la figura, es decir, flujo positivo en el sentido de los ejes x , y y z , y q_{x+dx} negativo al ser calor cedido por la misma razón. Análogamente se procede con los calores netos en las direcciones y y z :

$$\delta Q_{y_1} = (q_y - q_{y+dy}) dx dy dz dt = -\frac{\partial q_y}{\partial y} dx dy dz dt$$

$$\delta Q_{z_1} = (q_z - q_{z+dz}) dx dy dz dt = -\frac{\partial q_z}{\partial z} dx dy dz dt$$

Esto da, para el balance neto total de calor a través de todas las caras del elemento de volumen, la ecuación:

$$\delta Q_1 = - \left[\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z} \right] dx dy dz dt \quad (1-10)$$

que da la cantidad neta de calor absorbida en el elemento de volumen considerado. En realidad, podríamos haberla derivado directamente del *Teorema de Gauss* con un convenio de signos contrario para el flujo de \vec{q} ,

$$-\frac{\delta Q_1}{dt} = \oint \vec{q} d\vec{S} = \int_V \vec{\nabla} \cdot \vec{q} dV \quad (1-11)$$

Consideremos ahora la parte debida a las fuentes internas de calor en el elemento de volumen. Si denominamos q_v a la potencia calorífica suministrada por unidad de volumen por las fuentes internas de calor que se encuentran en el elemento de volumen dv considerado (que en el sistema internacional se medirá en W/m^3), tendremos:

$$\delta Q_2 = q_v dv dt = q_v dx dy dz dt \quad (1-12)$$

Consideremos finalmente la variación de la energía interna para un proceso a volumen constante. En un intervalo de tiempo dt , esta variación tiene la forma:

$$dU = dC_v dT = dC_v \frac{dT}{dt} dt = \rho dv c_v \frac{dT}{dt} dt$$

donde $dC_v = \rho dv c_v$ es la capacidad calorífica a volumen constante del elemento de volumen. Por tanto queda, al hacer las sustituciones correspondientes en $\delta Q_1 + \delta Q_2 = dU$, ecuación (1-9):

$$-\left[\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z} \right] dx dy dz dt + q_v dv dt = \rho c_v \frac{dT}{dt} dv dt$$

que se puede escribir como:

$$\frac{dT}{dt} = -\frac{1}{\rho c_v} \cdot \left(\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z} \right) + \frac{q_v}{\rho c_v}$$

o, de forma más compacta, en la forma:

$$\rho c_v \frac{dT}{dt} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{q} + q_v \quad (1-13)$$

Esta expresión es la ecuación diferencial de la energía para procesos de intercambio de calor por conducción a volumen constante.

1.3.1. Ecuación diferencial de la conducción en un sólido isótropo.

En un sólido isótropo, el transporte de energía por conducción obedece a la *ley de Fourier* para medios isótropos, que tiene la forma $\vec{q} = -\lambda \vec{\nabla} T$ o $\vec{q}_i = -\lambda (\vec{\nabla} T)_i$, y en los sólidos éste es el mecanismo predominante. En éstos además se cumple de forma aproximada que $c_p \simeq c_v \simeq c$, por lo que la ecuación diferencial de la conducción para sólidos isótropos queda:

$$\frac{dT}{dt} = -\frac{1}{\rho c} \vec{\nabla} \cdot (-\lambda \vec{\nabla} T) + \frac{q_v}{\rho c}$$

o, escrito de otra manera, se tiene la ecuación diferencial de la conducción en la forma en que ésta se escribe habitualmente:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\lambda}{\rho c} \nabla^2 T + \frac{q_v}{\rho c} = \alpha \nabla^2 T + \frac{q_v}{\rho c} \quad (1-14)$$

donde $\alpha = \frac{\lambda}{\rho c}$ es la *difusividad térmica* [m^2/s en S.I.] y donde se ha considerado únicamente el caso en el que λ es independiente de la posición, $\lambda \neq \lambda(x, y, z)$. La difusividad térmica da una medida de la inercia térmica del sistema, mientras que la conductividad térmica λ es una medida de la facilidad con que el sistema conduce calor. En efecto, para una misma distribución de temperaturas $T(x, y, z)$, la temperatura variará tanto más rápido cuanto mayor es la difusividad térmica α y el flujo en esas condiciones es tanto mayor cuanto mayor es la conductividad térmica λ . La difusividad térmica α es tanto mayor cuanto mayor es la conductividad térmica λ del material y tanto menor cuanto mayores son la densidad o el calor específico del material. Algunos ejemplos de valores de la difusividad térmica se dan en la tabla 1-2 para distintos materiales.

Tabla 1-2 Difusividades térmicas para diversos materiales.

Material	α (cm ² /s)
Aluminio	0,826
Acero al carbono	0,12
Alúmina (Al ₂ O ₃)	0,0023 – 0,00116
Aire a 0°C	0,179
Amianto (suelto)	0,0035
Ladrillo refractario 0 – 800°C	0,0074
Hormigón 20 – 1000°C	0,0056
Corcho	0,0017
Agua	0,00143
Madera de pino	
Según fibra	0,0036
Perp. a fibra	0,0012

Si no hay fuentes internas de calor ($q_v = 0$) queda la *ecuación de Fourier*:

$$\frac{dT}{dt} = \alpha \nabla^2 T \quad (1-15)$$

Si hay fuentes internas de calor, pero el sistema está en un estado estacionario, queda la *ecuación de Poisson*:

$$\alpha \nabla^2 T + \frac{q_v}{c\rho} = 0 \Rightarrow \nabla^2 T + \frac{q_v}{\lambda} = 0 \quad (1-16)$$

Finalmente, si tenemos conducción en régimen estacionario, y además no hay fuentes internas de calor queda la *ecuación de Laplace*:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \nabla^2 T = 0 \quad (1-17)$$

1.3.2. Ecuación diferencial de la conducción en un medio anisótropo.

Cuando el medio es anisótropo, la transmisión del calor por conducción depende de la dirección del flujo térmico. En este caso, la ley de Fourier (1-3) toma la forma

$$\vec{q} = -[\lambda_{ij}] \vec{\nabla} T \quad \text{o} \quad \vec{q} = -\hat{\lambda} \vec{\nabla} T \quad (1-18)$$

que en forma matricial se escribiría

$$\begin{pmatrix} q_x \\ q_y \\ q_z \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} \lambda_{11} & \lambda_{12} & \lambda_{13} \\ \lambda_{21} & \lambda_{22} & \lambda_{23} \\ \lambda_{31} & \lambda_{32} & \lambda_{33} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \frac{\partial T}{\partial x_1} \\ \frac{\partial T}{\partial x_2} \\ \frac{\partial T}{\partial x_3} \end{pmatrix} \quad (1-19)$$

donde en vez de una conductividad térmica escalar λ aparece el tensor conductividad térmica $\hat{\lambda}$ (o $[\lambda_{ij}]$). Este tensor es un tensor simétrico de segundo orden, y por tanto existe un sistema de ejes (ejes principales) en los cuales es diagonal, denominándose en ese caso a los valores de la diagonal valores propios del tensor conductividad térmica o conductividades térmicas principales. En estos ejes principales, la ley de Fourier se expresa como

$$\begin{pmatrix} q_1 \\ q_2 \\ q_3 \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} \lambda_1 & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_2 & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_3 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \frac{\partial T}{\partial r_1} \\ \frac{\partial T}{\partial r_2} \\ \frac{\partial T}{\partial r_3} \end{pmatrix} \quad (1-20)$$

donde r_1 , r_2 y r_3 corresponden a los ejes a lo largo de las direcciones principales. De esta forma, la ecuación general de la conducción para medios anisótropos queda en la forma

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{\rho c} \vec{\nabla} (\hat{\lambda}_{ij} \vec{\nabla} T) + \frac{q_v}{\rho c} \quad (1-21)$$

Si la conductividad térmica es uniforme, esto es, no depende del punto del medio, es constante frente a las derivadas espaciales de $\vec{\nabla} T$ y la ecuación general de la conducción se puede escribir, en el sistema de ejes principales, como

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{\rho c} \left[\lambda_1 \frac{\partial^2 T}{\partial r_1^2} + \lambda_2 \frac{\partial^2 T}{\partial r_2^2} + \lambda_3 \frac{\partial^2 T}{\partial r_3^2} \right] + \frac{q_v}{\rho c} \quad (1-22)$$

Para el caso isótropo todas las λ_i son iguales y el tensor conductividad térmica es diagonal con las tres componentes iguales (a la conductividad térmica escalar λ) en cualquier sistema ortogonal de ejes de referencia. Así, en el caso isótropo, la ley de Fourier se reduce a la expresión (1-3) en función de la conductividad térmica escalar, y la ecuación general de la conducción a la expresión (1-14).

1.3.3. Condiciones para la resolución del problema.

La teoría de la conducción intentará encontrar soluciones particulares para estas ecuaciones diferenciales en derivadas parciales y otras ecuaciones que describen la conducción. Así, para resolver cada problema concreto habrá que establecer:

Condiciones geométricas, características de la forma y tamaño del cuerpo en el que tiene lugar la conducción. Describen el recinto objeto de estudio.

Propiedades físicas de la sustancia en que tiene lugar la conducción (λ , ρ , c).

Distribución inicial de temperaturas en el cuerpo, $T_0 = f(x, y, z, t_0)$. Si la distribución es uniforme, $T = T_0$ para $t = t_0$ en todo el cuerpo. En algunos casos de régimen permanente, bastarán las condiciones en los límites del recinto.

Condiciones de contorno que describen las interacciones del cuerpo con el medio externo.

1.3.4. Tipos de condiciones de contorno.

Estas condiciones de contorno pueden ser:

Condiciones de contorno de primera especie, también conocidas como *condiciones de contorno de Dirichlet*. Se da la distribución de temperaturas en la superficie del sólido en cada instante.

$$T = f(x, y, z, t)$$

Este es el tipo de condición de contorno que se verá en el estudio del muro simple sin convección en la sección 1.5.1, donde se da la temperatura en las superficies externas.

Condiciones de contorno de segunda especie, también conocidas como *condiciones de contorno de von Neumann*. Se trata de condiciones de contorno en la derivada del campo $\vec{q} = -\lambda \vec{\nabla} T$. Se da la densidad de flujo calorífico para cada punto de la superficie en cada instante.

$$q_s = f(x, y, z, t)$$

Por ejemplo, en el caso de dos superficies perfectamente juntas, a través de las cuales fluye el calor, la densidad de flujo es la misma para las dos.

Condiciones de contorno de tercera especie. Se da la temperatura exterior y la ley que gobierna la transferencia de calor entre la superficie del cuerpo y sus alrededores. El proceso de transferencia de calor entre la superficie de un cuerpo y el exterior obedece la *ley de Newton*, siendo la cantidad de calor intercambiada por unidad de

superficie y de tiempo proporcional a la diferencia de temperaturas entre el medio exterior (T_m) y la superficie (T_s):

$$\frac{\Phi}{A} = q = h(T_s - T_m), \quad \text{con } [h] = \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}} \quad \text{en el S.I.} \quad (1-23)$$

donde h es el coeficiente de transmisión superficial del calor, coeficiente de película, coeficiente de transmisión aire-superficie o, como veremos en el apartado 1.4, coeficiente de convección. Así:

$$q = -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)_s \Rightarrow \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)_s = -\frac{h}{\lambda} (T_s - T_m)$$

Este es el tipo de condición de contorno que se utiliza cuando la convección está presente.

Condiciones de contorno de cuarta especie. Los cuerpos están en contacto perfecto y se igualan las potencias caloríficas transmitidas entre ellos. Este es el tipo de condición de contorno que se utiliza en el estudio de la transmisión del calor a través de la superficie de separación de dos paredes planas o cilíndricas (o de otra forma) que están en contacto perfecto.

Es decir, se da $\Phi(x, y, x, t)$ en la superficie.

1.4. Transmisión del calor por convección.

Cuando en un fluido que se encuentra en un campo gravitatorio hay regiones de distinta densidad, siendo las zonas más densas por más frías las que se encuentran en la parte superior, éstas se mueven hacia las zonas de menor densidad que se encuentran en la parte inferior (más caliente) desplazando el fluido que allí se encuentra. Por ejemplo, en un radiador,[†] el aire frío, al ser más denso que el aire caliente va hacia las zonas más bajas, desplazando al aire caliente, que asciende hacia las zonas más altas. Las partículas más calientes van hacia las zonas más frías y viceversa. Se establece así una circulación de materia (aire) que tiende a igualar la temperatura del conjunto del gas en un proceso al que se denomina *convección*, aunque ésto corresponde sólo a un caso concreto de convección. En un sentido más general, denominaremos convección a todo proceso de transferencia de calor entre dos zonas a distinta temperatura como consecuencia del movimiento de materia caliente hacia las zonas frías y de materia fría hacia las zonas calientes. Obviamente la convección aparecerá únicamente en fluidos, que es donde puede producirse este movimiento de materia.

Consideremos una superficie sólida que se encuentra a una temperatura T , en contacto con un fluido a una temperatura T_f . En estas condiciones se produce convección, caracterizada por un flujo térmico transmitido dado por una relación empírica conocida como *ley de enfriamiento de Newton*

$$\Phi = h(T - T_f)S \quad (1-24)$$

equivalente al caso de las condiciones de contorno de tercera especie que se vio en la página 7.

h no es un parámetro fijo, sino que depende, de una forma en general compleja, de distintas variables como la geometría del problema (con las dimensiones del sistema y la posible presencia de otras superficies que limiten la convección), el estado de las superficies, las temperaturas, la velocidad del fluido o el tipo de convección. En un análisis detallado ni siquiera el coeficiente de convección es uniforme en toda la superficie y lo que se conoce como h es en realidad un valor promedio en la superficie, el *coeficiente de convección promedio*,

$$\bar{h} = \frac{1}{S} \int_S h dS \quad (1-25)$$

Así por ejemplo, la convección en la pared exterior de un edificio será, para una misma diferencia de temperaturas, distinta de la convección en la pared interna de una habitación, ya que en la primera se desarrolla a lo largo de toda la altura del edificio, mientras que en la segunda se desarrolla sólo a lo largo de la altura de la habitación.

[†]Mal llamado radiador, porque en realidad el calentamiento tiene lugar por convección, natural cuando no hay ventilador, y forzada cuando se utiliza ésta para aumentar el intercambio de calor. Curiosamente las estufas de infrarrojos serían las que calentarían más por radiación.

Otra forma de definir el coeficiente de convección es a través de un parámetro adimensional denominado *número de Nusselt* que está definido como

$$Nu = \frac{\bar{h}L}{\lambda} \quad (1-26)$$

en función de la conductividad térmica del material λ , del coeficiente de convección promedio en la superficie \bar{h} y de una longitud característica del modelo dada por L (por ejemplo el diámetro de un cilindro o el lado de una placa). El número de Nusselt es una medida de la relación entre las tasas de transferencia de calor por convección y por conducción en un fluido.

A la hora de tratar el problema de la convección surge otro problema práctico, cuando se coloca el termómetro en contacto con la superficie, una parte del mismo está en contacto térmico con el fluido, afectando a las medidas de la temperatura. Esto hace que a menudo sea difícil medir con precisión la temperatura de la superficie y no haya más remedio que recurrir a métodos iterativos.

El movimiento del fluido producido por la convección a lo largo de la superficie tiene características similares a las que se estudian en los libros de hidrodinámica. Así en la misma superficie se satisface la denominada *condición de no deslizamiento* en la que el fluido está en reposo respecto a la superficie como consecuencia del predominio absoluto de las fuerzas viscosas sobre las de inercia. Según nos separamos de la superficie, la influencia de las fuerzas de inercia va aumentando, aunque en una primera zona, denominada capa límite siguen predominando las fuerzas viscosas y se dice que el flujo es *laminar*, esto es ordenado en capas. Más lejos de la superficie el flujo se hace desordenado o *turbulento*. El paso de régimen laminar a turbulento se caracteriza mediante una magnitud adimensional denominada *número de Reynolds* Re dado por

$$Re = \frac{\rho v L}{\mu} = \frac{v L}{\nu} \quad (1-27)$$

con ρ la densidad, L la longitud de la placa, μ la viscosidad dinámica y $\nu = \mu/\rho$ la viscosidad cinemática. El número de Reynolds representa una cierta relación entre las fuerzas de inercia y las fuerzas viscosas en el flujo. En la mayoría de los cálculos analíticos el *número de Reynolds crítico* para la transición entre flujo laminar y turbulento en una placa plana se toma como $5 \cdot 10^5$, pero en realidad depende fuertemente de la rugosidad de la superficie y de la intensidad de la turbulencia de la corriente libre.

Nótese que tanto la definición de número de Reynolds como el valor del número de Reynolds crítico dependen de la geometría del problema. Así, en un problema de transmisión de calor por convección por un fluido que circula por una tubería deberíamos utilizar el diámetro d de la tubería en vez de L y el valor del número de Reynolds crítico también sería distinto.

En la práctica a menudo es necesario utilizar medidas experimentales para obtener los valores del coeficiente de convección, ya que los cálculos teóricos sólo pueden realizarse en algunas de las geometrías más favorables.

La convección puede ser natural o forzada. Se dice que la *convección es natural* cuando las paredes en contacto con el sistema están en reposo, (por ejemplo, en un convector de los denominados radiadores), mientras que se dice que la *convección es forzada* cuando algunas de las paredes en contacto con el fluido se mueven favoreciendo la circulación de éste.[†] Como hemos visto, en convección natural el fluido se mueve espontáneamente en el campo de fuerza gravitatorio como consecuencia de la diferencia de densidades entre zonas calientes y frías.

1.4.1. Convección forzada.

En buena parte de los casos el número de Nusselt para la convección forzada puede ajustarse por una expresión de la forma

$$Nu = cte Re^m Pr^n \quad (1-28)$$

donde Re es el número de Reynolds y Pr es el *número de Prandtl*, dado por

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha} = \frac{c_p \mu}{\lambda} \quad (1-29)$$

[†] Por ejemplo, un convector de los denominados convectores, en los que las palas de un ventilador favorecen el movimiento del fluido.

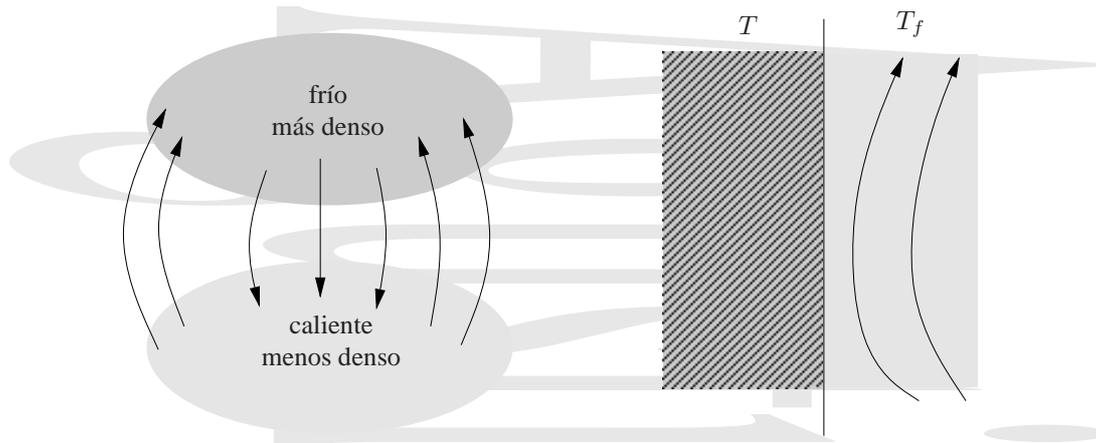


Figura 1-4 La convección natural tiene lugar a consecuencia de las distintas densidades del aire caliente y frío. El aire frío, más denso, desplaza al aire caliente cuando éste último está en las capas más bajas. Este mismo fenómeno de convección tiene lugar en la superficie de un muro.

con α la difusividad térmica del fluido. L es una dimensión característica del sistema y cte , n y m son parámetros función de la geometría y del rango de números de Reynolds. Para los gases el número de Prandtl Pr apenas depende de la temperatura y en el caso concreto del aire puede tomarse $Pr = 0,7$.

Dependiendo del tipo de flujo (laminar o turbulento) y de la geometría de las superficies se utilizan distintas expresiones para el número de Nusselt. Así, para superficies planas en régimen laminar se utiliza una expresión de la forma

$$Nu = 0,664 Re^{1/2} Pr^{1/3} \quad (1-30)$$

válida en el rango $Pr < 0,6$ y $Re < 5 \times 10^5$. Para una superficie plana en régimen turbulento se utiliza la expresión

$$Nu = 0,037 Re^{4/5} Pr^{1/3} \quad (1-31)$$

válida en el rango $0,6 < Pr < 60$ y $5 \times 10^5 < Re < 10^7$. A menudo la lámina es lo suficientemente grande para que se tenga una combinación de flujo laminar y turbulento. En este caso,

$$Nu = (0,037 Re^{4/5} - 871) Pr^{1/3} \quad (1-32)$$

válida en el rango $0,6 < Pr < 60$ y $5 \times 10^5 < Re < 10^7$. Un expresión utilizada para convección forzada en el interior de una tubería cilíndrica es la siguiente,

$$Nu = 0,02 Re^{0,8}. \quad (1-33)$$

1.4.2. Convección con cambio de fase.

Cuando los procesos de convección tienen lugar junto a un cambio de fase, como ocurre en los procesos de convección asociados a la condensación o a la ebullición se producen unos intercambios de calor muy intensos, incluso más intensos que en la convección forzada.

1.4.3. Convección libre o natural.

En convección libre se observa experimentalmente que puede ajustarse el valor del número de Nusselt mediante una expresión de la forma

$$Nu = cte(GrPr)^n, \quad (1-34)$$

donde cte y n se ajustarán experimentalmente y Gr es el número de Grashoff que se define como

$$Gr = \frac{g\alpha_v(T_s - T_f)L^3}{\nu^2} \quad (1-35)$$

donde α_v es el coeficiente de dilatación de volumen. El número de Grashoff desempeña en convección libre un papel similar al que realiza en convección forzada el número de Reynolds. En concreto, representa la relación entre las fuerzas de flotabilidad y las fuerzas viscosas en la corriente de convección natural y es la variable principal utilizada como criterio de la transición de capa límite laminar a turbulenta.

Se denomina al producto de los números de Gr y Pr que aparece en la ecuación (1-34) *número de Rayleigh*, definido en la forma

$$Ra = Gr Pr \quad (1-36)$$

En un modelo simplificado para convección natural entre el aire y varias superficies los coeficientes de convección tienen la forma que se muestra en la tabla 1-3

Tabla 1-3 Valores del coeficiente de convección en un modelo simplificado de convección natural del aire. h es el coeficiente de convección en unidades de $W/m^2 \cdot ^\circ C$, ΔT la diferencia de temperaturas en grados centígrados entre la superficie y un punto del aire suficientemente alejado de la misma, L la dimensión vertical u horizontal en metros y d el diámetro también en metros, según corresponda.

Superficie	Laminar	Turbulento
	$10^4 < Ra < 10^9$	$Ra > 10^9$
Plano o cilindro vertical	$h = 1,42 \left(\frac{\Delta T}{L} \right)^{1/4}$	$h = 1,31 (\Delta T)^{1/3}$
Cilindro horizontal	$h = 1,32 \left(\frac{\Delta T}{d} \right)^{1/4}$	$h = 1,24 (\Delta T)^{1/3}$
Placa horizontal caliente mirando hacia arriba o placa fría mirando hacia abajo	$h = 1,32 \left(\frac{\Delta T}{L} \right)^{1/4}$	$h = 1,52 (\Delta T)^{1/3}$
Placa horizontal caliente mirando hacia abajo o placa fría mirando hacia arriba	$h = 0,59 \left(\frac{\Delta T}{L} \right)^{1/4}$	

En un modelo más elaborado la intensidad de la transmisión de calor por convección tiene una forma más compleja. Así, para régimen laminar en una superficie plana vertical el número de Nusselt tiene la forma

$$Nu = 0,68 + \frac{0,67 Ra^{1/4}}{[1 + (0,492/Pr)^{9/16}]^{4/9}}, \quad (1-37)$$

expresión válida para $0 < Ra < 10^9$, mientras que cuando se tiene una combinación de regímenes laminar y turbulento en la misma superficie plana vertical, se utiliza para el número de Nusselt la expresión

$$Nu = 0,825 + \frac{0,387 Ra^{1/6}}{[1 + (0,492/Pr)^{9/16}]^{8/27}}, \quad (1-38)$$

válida para $10^{-1} < Ra < 10^2$. También se obtienen expresiones para el número de Nusselt en convección libre en cilindros largos,

$$Nu = \left\{ 0,60 + \frac{0,387 Ra^{1/6}}{[1 + (0,559/Pr)^{9/16}]^{8/27}} \right\}^2, \quad (1-39)$$

expresión válida para $10^{-5} < Ra < 10^2$, en la que ahora la longitud característica es el diámetro del cilindro. Para una superficie esférica, en función del diámetro de la esfera, queda,

$$Nu = 2 + \frac{0,589 Ra^{1/4}}{[1 + (0,469/Pr)^{9/16}]^{4/19}}. \quad (1-40)$$

para el rango $Ra < 10^4$ y $Pr < 0,5$.

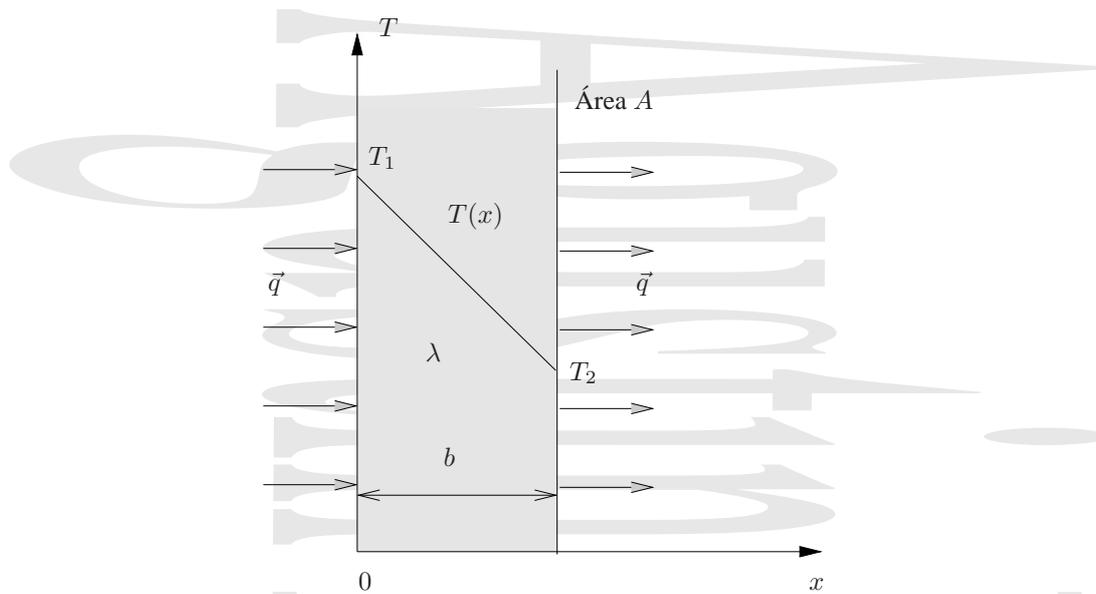


Figura 1-5 Conducción del calor en una dimensión a través de un muro simple homogéneo. La temperatura varía en el interior del muro de forma lineal entre los valores T_1 y T_2 de las dos superficies externas del muro.

1.5. Casos particulares de conducción y convección.

1.5.1. Transmisión del calor por conducción y convección a través de muros de paredes planas.

Muro simple de paredes planas con condiciones de contorno de primera especie (Temperatura en las superficies delimitadoras).

Consideramos ahora el caso de una pared homogénea e isotrópica de espesor b y área A , con una conductividad térmica λ uniforme y constante. Las superficies externas se mantienen a las temperaturas constantes T_1 y T_2 (con $T_1 > T_2$) y en el problema a estudiar no hay fuentes internas de calor. Así, éste es un problema unidimensional,

$$\frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial T}{\partial z} = 0$$

y, como en un régimen permanente (estacionario) las temperaturas T_1 y T_2 son constantes:

$$\frac{dT}{dt} = 0 = \alpha \nabla^2 T + \frac{q_v}{c\rho} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$$

queda, finalmente:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = 0 \Rightarrow \frac{\partial T}{\partial x} = \text{cte} = C_1 \Rightarrow T = C_1 x + C_2 \quad (1-41)$$

Si imponemos la condición de contorno $T = T_1$ para $x = 0$, se tiene que $T_1 = C_2$, e imponiendo además la condición de contorno $T = T_2$ para $x = b$, se tiene que:

$$T_2 = C_1 b + T_1 \Rightarrow C_1 = \frac{T_2 - T_1}{b}$$

quedando finalmente la distribución de temperaturas en el interior del muro simple:

$$T = \frac{T_2 - T_1}{b} x + T_1 \quad (1-42)$$

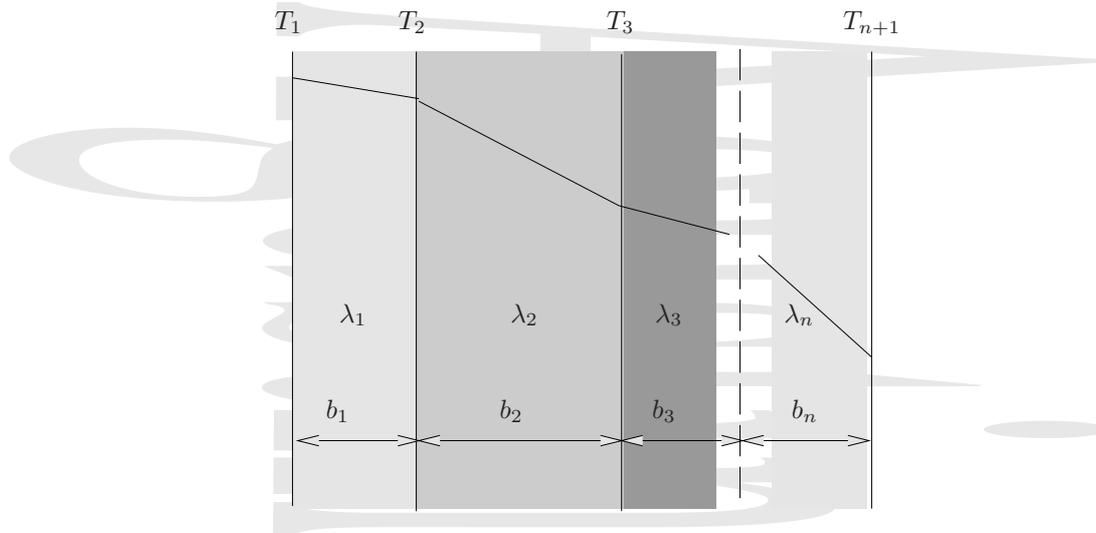


Figura 1-6 Conducción del calor en una dimensión a través de un muro compuesto. La temperatura varía linealmente dentro de cada muro homogéneo entre los valores en sus dos superficies, con una pendiente distinta en cada muro dependiendo de su espesor y de su conductividad térmica.

que como vemos sigue una ley lineal. La densidad de flujo que circula a través del muro será $q = -\frac{\lambda}{b}(T_2 - T_1)$ y el flujo térmico elemental transmitido vendrá dado por:

$$d\Phi = qdS = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} dS = -\lambda \frac{T_2 - T_1}{b} dS = -\frac{\lambda}{b}(T_2 - T_1)dS$$

siendo la potencia total:

$$\Phi = \int_0^\Phi d\Phi = \int_A -\lambda \frac{T_2 - T_1}{b} dS = \Phi = \frac{\lambda}{b}(T_1 - T_2)S \quad (1-43)$$

Muro compuesto de paredes planas con condiciones de contorno de primera especie.

En el estado estacionario, la potencia transmitida por unidad de superficie es la misma para todos y cada uno de los muros simples que forman el muro compuesto. En caso de que no fuera así, en alguno de ellos había acumulación o cesión neta de calor y no estaríamos en el estado estacionario ya que se tendría variación de T . Si tomamos por ejemplo $T_1 > T_{n+1}$ se tiene, para cada muro:

$$\frac{\Phi}{S} = \frac{\lambda_1}{b_1}(T_1 - T_2) \Rightarrow T_1 - T_2 = \frac{b_1}{\lambda_1} \frac{\Phi}{S}$$

⋮

$$\frac{\Phi}{S} = \frac{\lambda_n}{b_n}(T_n - T_{n+1}) \Rightarrow T_n - T_{n+1} = \frac{b_n}{\lambda_n} \frac{\Phi}{S}$$

Sumando estas expresiones, se tiene:

$$T_1 - T_{n+1} = \sum_i \frac{b_i}{\lambda_i} \frac{\Phi}{S} = \frac{\Phi}{S} \sum_i \frac{b_i}{\lambda_i} \quad (1-44)$$

quedando, para la densidad de flujo calorífico:

$$q = \frac{\Phi}{S} = \frac{T_1 - T_{n+1}}{\sum_i \frac{b_i}{\lambda_i}} = \bar{U}_c(T_1 - T_{n+1}) \quad (1-45)$$

donde se denomina $R_c = \sum b_i/\lambda_i$ a la *resistencia térmica global* a la conducción del calor y $\bar{U}_c = R^{-1}$ al *coeficiente global de conducción*. A éste se le denomina también *coeficiente de transmisión del calor superficie-superficie*.

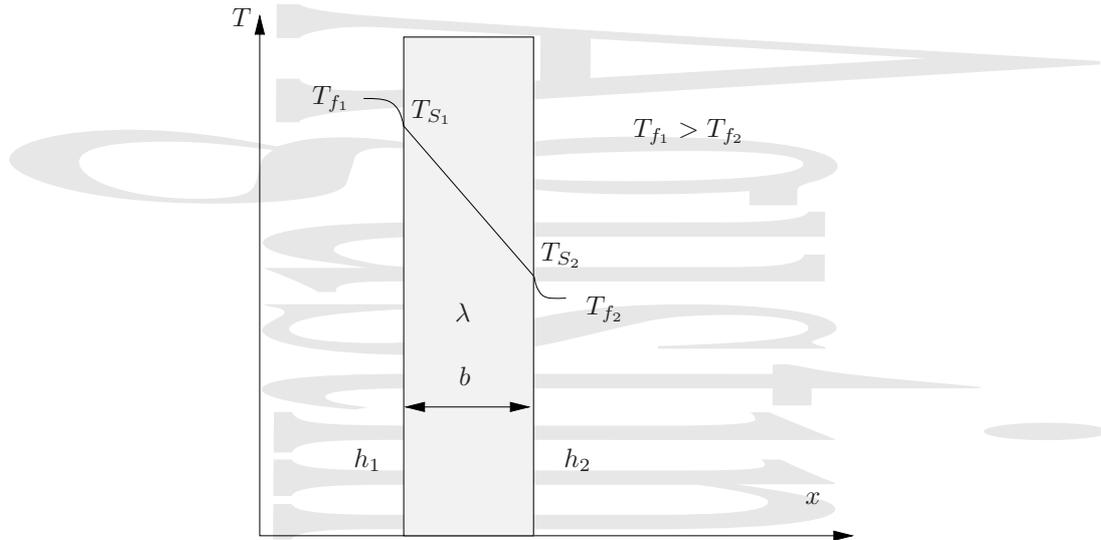


Figura 1-7 Condiciones de contorno de tercera especie para un muro simple.

Condiciones de contorno de tercera especie para los muros simple y compuesto de paredes planas (Paredes planas con conducción y convección.)

Consideremos una pared plana que separa dos fluidos en movimiento. Conozcamos T_{f_1} , T_{f_2} , h_1 , h_2 , λ y b que además de conocidas son constantes, y queremos conocer la cantidad de calor que fluye desde el fluido caliente al frío, así como las temperaturas en las caras de la pared. La densidad de flujo térmico entre el fluido caliente y la pared viene dada por la ley de enfriamiento de Newton:

$$q = \frac{\Phi}{S} = h_1(T_{f_1} - T_{S_1}) \Rightarrow T_{f_1} - T_{S_1} = \frac{q}{h_1} = \frac{1}{h_1} \frac{\Phi}{S}$$

En régimen estacionario, esa misma potencia se transmitirá por conducción por unidad de superficie a través de la pared:

$$q = \frac{\lambda}{b}(T_{S_1} - T_{S_2}) \Rightarrow T_{S_1} - T_{S_2} = \frac{b}{\lambda}q$$

y la misma desde la superficie S_2 al fluido frío:

$$q = h_2(T_{S_2} - T_{f_2}) \Rightarrow T_{S_2} - T_{f_2} = \frac{q}{h_2}$$

Sumando todas estas expresiones, se tiene:

$$T_{f_1} - T_{f_2} = q \left(\frac{1}{h_1} + \frac{b}{\lambda} + \frac{1}{h_2} \right) \quad (1-46)$$

que se puede escribir como:

$$q = \frac{\Phi}{S} = \bar{U}_t(T_{f_1} - T_{f_2}) \quad (1-47)$$

donde \bar{U}_t es el coeficiente global de transmisión del calor y su inversa

$$\frac{1}{\bar{U}_t} = \left(\frac{1}{h_1} + \frac{b}{\lambda} + \frac{1}{h_2} \right) \quad (1-48)$$

la resistencia térmica total del sistema al paso del calor, $R_t = 1/\bar{U}_t = R_1 + R_b + R_2$, donde:

$R_1 = \frac{1}{h_1}$ es la resistencia térmica a la transmisión del calor desde el fluido caliente a la pared.

$R_b = \frac{b}{\lambda}$ es la resistencia térmica a la transmisión del calor por conducción dentro del muro.

$R_2 = \frac{1}{h_2}$ es la resistencia térmica a la transmisión del calor desde la pared al fluido frío.

Es frecuente hablar de estos coeficientes globales de transmisión del calor como *coeficientes aire-aire*. Para un muro compuesto, las expresiones anteriores toman la forma:

$$R_t = \frac{1}{\bar{U}_t} = \frac{1}{h_1} + \sum_i \frac{b_i}{\lambda_i} + \frac{1}{h_2} \quad (1-49)$$

Este resultado es muy similar al obtenido para el caso de las resistencias eléctricas en serie, salvo en la presencia de la superficie en la definición de resistencia térmica[†] en transmisión del calor a través de muros. La presencia de esta superficie hace que cuando se trata el caso de las resistencias térmicas en paralelo, definidas de esta forma, no sea posible una extensión directa del caso de las resistencias eléctricas, como sí es posible cuando se define la resistencia térmica en la forma en que se define en electrónica, y que está relacionada con ésta mediante $S R_{t_{el}} = R_t$.

1.5.2. Transmisión del calor por conducción y convección a través de paredes cilíndricas.

Condiciones de contorno de primera especie en una pared cilíndrica simple.

Veamos ahora como tratar el problema de la conducción de calor a través de una pared cilíndrica. Ahora no es posible hacer una extensión directa de lo que se ha visto para el caso de una pared plana salvo que el espesor de la pared sea mucho menor que su radio, ya que las áreas de las caras interna y externa son distintas. Esto hace que, aunque el flujo térmico (potencia transmitida) a través de ambas paredes sea el mismo, no lo sea la densidad de flujo (potencia por unidad de superficie). Sin embargo, si consideramos un tubo cilíndrico de radio r y espesor infinitesimal dr dentro de la pared cilíndrica, como el que se muestra en la figura 1-8, sí es posible considerar las superficies interna y externa como prácticamente similares, y por tanto, es posible aplicar entre ellas la ley de Fourier en la forma:

$$\vec{q} = \frac{d\Phi}{dS} \vec{u}_r = -\lambda \vec{\nabla} T = -\lambda \frac{dT}{dr} \vec{u}_r$$

donde en la última expresión ya se ha tenido en cuenta que debido a la simetría cilíndrica del problema la única dependencia de la temperatura es con la distancia r al eje del cilindro. El área total es $S = 2\pi rL$, siendo L la longitud del cilindro, y el flujo térmico total a través de la pared cilíndrica es Φ , quedando:

$$\frac{\Phi}{S} = q_r = -\lambda \frac{dT}{dr} \Rightarrow \frac{\Phi}{2\pi rL} dr = -\lambda dT,$$

El flujo térmico es el mismo para las dos superficies y, por tanto, al integrar en r y T se tiene:

$$-\frac{\Phi}{2\pi\lambda L} \cdot \ln \frac{r_2}{r_1} = (T_2 - T_1).$$

Es decir, la diferencia de temperaturas entre las caras interior y exterior del cilindro viene dada por:

$$T_1 - T_2 = \frac{\Phi}{2\pi\lambda L} \ln \frac{r_2}{r_1} \quad (1-50)$$

Este mismo resultado podría haberse obtenido a partir de la ecuación de Laplace (1-17) expresada en coordenadas cilíndricas,

$$\nabla^2 T = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0, \quad (1-51)$$

[†]Esta no es la única definición de resistencia térmica que se utiliza. Por ejemplo, en electrónica, cuando se calcula la resistencia térmica de los disipadores utilizados, la resistencia térmica de un elemento sencillo se define como:

$$\Delta T = \Phi R_{t_{el}} = \frac{\Phi}{S} R_t$$

y en este caso la analogía con las resistencias eléctricas en serie y paralelo es completa.

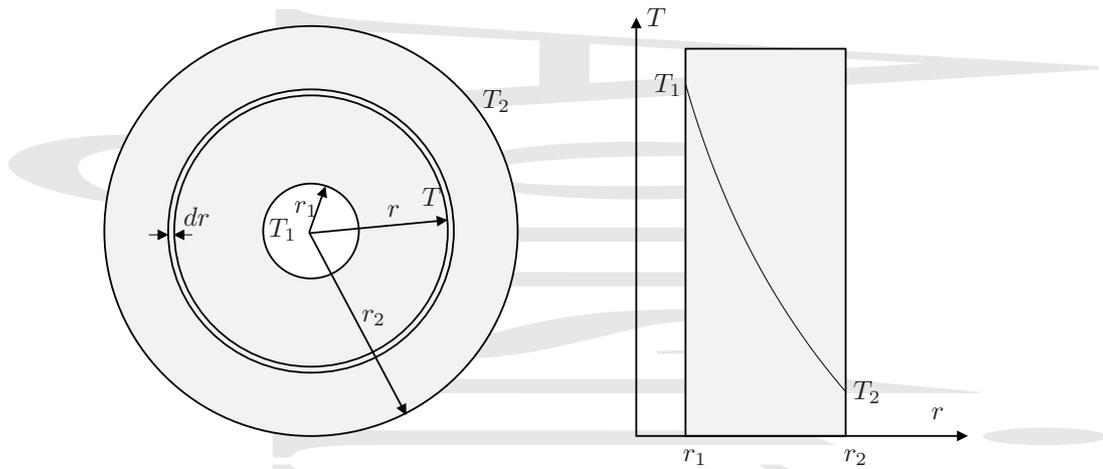


Figura 1-8 Conducción a través de un cilindro de una pared simple.

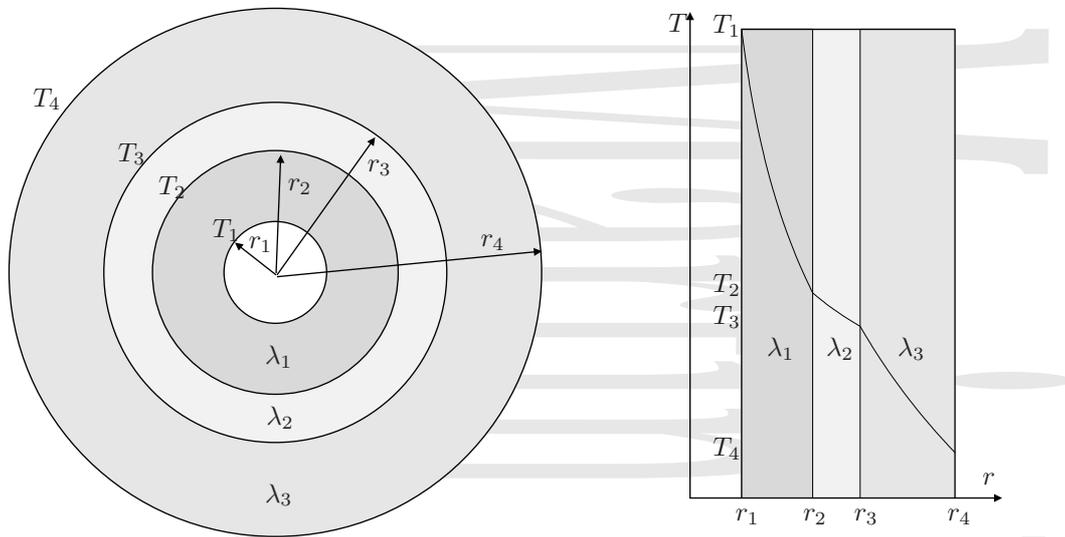


Figura 1-9 Conducción a través de un cilindro de paredes múltiples.

que, dado que no hay dependencia ni en θ ni en z se convierte en

$$\frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} = 0. \tag{1-52}$$

Para ello habría sido necesario resolver esta ecuación diferencial en derivadas parciales. Puede comprobarse que una función del tipo $T = A \ln Br$, con A y B dos constantes, es una solución genérica de la ecuación diferencial (1-52) con dos variables independientes, como corresponde a una ecuación diferencial de segundo orden.

Condiciones de primera especie en paredes cilíndricas compuestas.

Si en vez de tenerse una única capa cilíndrica como en el apartado anterior, se tiene una pared cilíndrica de distintas capas, todas ellas cilíndricas, como la que se muestra en la figura 1-9, es fácil obtener la relación entre las distintas conductividades térmicas, los radios interior y exterior del cilindro compuesto y las temperaturas en las superficies externa e interna. Si r_i son los radios internos de cada capa, T_i sus temperaturas, y λ_i sus conductividades térmicas se

tiene, para cada una de las distintas capas cilíndricas,

$$\begin{aligned} T_1 - T_2 &= \frac{\Phi}{2\pi\lambda_1 L} \ln \frac{r_2}{r_1} \\ T_2 - T_3 &= \frac{\Phi}{2\pi\lambda_2 L} \ln \frac{r_3}{r_2} \\ &\dots \\ T_{n-1} - T_n &= \frac{\Phi}{2\pi\lambda_{n-1} L} \ln \frac{r_n}{r_{n-1}} \\ T_n - T_{n+1} &= \frac{\Phi}{2\pi\lambda_n L} \ln \frac{r_{n+1}}{r_n} \end{aligned}$$

Ahora bien, el flujo térmico Φ es el mismo para todas las capas, por lo que al restar y sacar factor común queda la expresión

$$T_1 - T_{n+1} = T_{int}^{sup} - T_{ext}^{sup} = \frac{\Phi}{L} \frac{1}{2\pi} \left\{ \frac{1}{\lambda_1} \ln \frac{r_2}{r_1} + \dots + \frac{1}{\lambda_n} \ln \frac{r_{n+1}}{r_n} \right\}$$

que en forma más esquemática puede escribirse como

$$T_1 - T_{n+1} = \frac{\Phi}{L} \frac{1}{2\pi} \left\{ \sum_{i=1}^n \frac{1}{\lambda_i} \ln \frac{r_{i+1}}{r_i} \right\} \quad (1-53)$$

Paredes cilíndricas compuestas con conducción y convección.

El caso más frecuente no es conocer de forma exacta las temperaturas en las paredes interior y exterior del cilindro, sino conocer solamente las temperaturas T_i y T_e en los medios interior y exterior. Entre estos fluidos interior y exterior y las respectivas paredes, el calor se transmite básicamente por convección, de acuerdo con la fórmula de Newton (1-23). Estas relaciones deben ser añadidas a las que se acaban de ver para el caso de la pared cilíndrica compuesta, quedando

$$\begin{aligned} T_i - T_1 &= \frac{1}{h_i} \frac{\Phi}{2\pi r_1} \\ T_1 - T_2 &= \frac{\Phi}{2\pi\lambda_1 L} \ln \frac{r_2}{r_1} \\ T_2 - T_3 &= \frac{\Phi}{2\pi\lambda_2 L} \ln \frac{r_3}{r_2} \\ &\dots \\ T_n - T_{n-1} &= \frac{\Phi}{2\pi\lambda_{n-1} L} \ln \frac{r_n}{r_{n-1}} \\ T_{n+1} - T_n &= \frac{\Phi}{2\pi\lambda_n L} \ln \frac{r_{n+1}}{r_n} \\ T_{n+1} - T_e &= \frac{1}{h_e} \frac{\Phi}{2\pi r_{n+1}} \end{aligned}$$

donde h_i y h_e son los coeficientes de convección en las paredes interna y externa, respectivamente. Sumando todas estas expresiones se obtiene

$$T_i - T_e = \frac{\Phi}{L} \frac{1}{2\pi} \left\{ \frac{1}{h_i r_1} + \frac{1}{\lambda_1} \ln \frac{r_2}{r_1} + \dots + \frac{1}{\lambda_n} \ln \frac{r_{n+1}}{r_n} + \frac{1}{h_e r_{n+1}} \right\}$$

que de forma más resumida puede escribirse en la forma

$$T_i - T_e = \frac{\Phi}{L} \left[\frac{1}{2\pi h_i r_1} + \frac{1}{2\pi} \left(\sum_{i=1}^n \frac{1}{\lambda_i} \ln \frac{r_{i+1}}{r_i} \right) + \frac{1}{2\pi h_e r_{n+1}} \right]. \quad (1-54)$$

Esto puede escribirse como el flujo térmico por unidad de longitud en la forma

$$\frac{\Phi}{L} = U_L(T_i - T_e), \quad (1-55)$$

donde

$$U_L = \left[\frac{1}{2\pi h_i r_1} + \frac{1}{2\pi} \left(\sum_{i=1}^n \frac{1}{\lambda_i} \ln \frac{r_{i+1}}{r_i} \right) + \frac{1}{2\pi h_e r_{n+1}} \right]^{-1} \quad (1-56)$$

es el coeficiente lineal global de transmisión del calor y su inversa

$$R_L = \frac{1}{2\pi h_i r_1} + \frac{1}{2\pi} \left(\sum_{i=1}^n \frac{1}{\lambda_i} \ln \frac{r_{i+1}}{r_i} \right) + \frac{1}{2\pi h_e r_{n+1}} \quad (1-57)$$

la resistencia térmica lineal global a la transmisión del calor.

Capítulo 2

Fenómenos de transporte: procesos de difusión.

2.1. Conceptos fundamentales y leyes.

Muchos procesos de transferencia de calor que se encuentran en la naturaleza vienen acompañados por procesos de transferencia de masa de un componente a través del otro. Esto se tiene, por ejemplo, en la condensación del vapor procedente de una mezcla gas-vapor y en la evaporación de un líquido en una mezcla gas-vapor. El líquido evaporado se distribuye por la mezcla gas-vapor por difusión, viniendo acompañado este proceso de un cambio en la naturaleza de la mezcla y de una variación en la intensidad de transferencia de calor, lo que a su vez influye en el proceso de difusión.

Se entiende por *difusión* el proceso espontáneo de extensión o esparcimiento de materia en un medio binario o sistema de dos componentes bajo la influencia de la diferencia de concentración. En una mezcla homogénea en lo referente a la temperatura y la presión, la difusión tiende a homogeneizar las concentraciones en el sistema, viniendo acompañada de transferencia de masa de la región de alta concentración a la región de baja concentración. El flujo de difusión se puede determinar de cualquier manera, como masa de la sustancia disuelta que pasa por unidad de tiempo y de área, como número de moléculas, etc...

La difusión está caracterizada por el *flujo de difusión* J de un componente, esto es, por la cantidad de materia que pasa en la unidad de tiempo a través de una superficie dada en la dirección normal a la superficie. Definiremos la *densidad de flujo de difusión* j como la cantidad de sustancia que pasa en la unidad de tiempo a través de la unidad de área de la superficie dada en la dirección normal a esta superficie.

$$j = \frac{dJ}{dS} \quad (2-1)$$

y, por tanto:

$$J = \int_S j dS$$

quedando, para j uniforme:

$$J = jS$$

La densidad de flujo de difusión es un vector. Consideraremos que el valor de una de sus componentes es positivo cuando ésta esté dirigida hacia el sentido positivo del eje, y negativo en caso contrario.

Como la sustancia se traslada de los lugares de mayor concentración a los de menor concentración, el signo de la componente del flujo en una dirección será el contrario del que da la derivada de la concentración en esa dirección $\frac{\partial c}{\partial n}$. Si la concentración aumenta de izquierda a derecha, el flujo va hacia la izquierda y viceversa. Además, si la concentración de la solución es uniforme $\frac{\partial c}{\partial n} = 0$, no habrá flujo de difusión. Considerando todo esto, para un sistema estacionario macroscópico de dos componentes, homogéneo en lo que respecta a temperatura y presión, la densidad de flujo de difusión de uno de los componentes, debido a difusión molecular, viene dada por la *Ley de Fick*:

$$j_i = -D \frac{\partial c_i}{\partial n} \quad (2-2)$$

o, en la forma vectorial habitual:

$$\vec{j}_i = -D \vec{\nabla} c_i \quad (2-3)$$

donde

c_i es la concentración local de la sustancia (componente) i -ésima. Puede medirse en masa por unidad de volumen, moles por unidad de volumen, etc...

D es el coeficiente de difusión molecular de un componente respecto del otro o, de forma abreviada, el coeficiente de difusión [m^2/s].

n es la dirección normal a la superficie que une los puntos con similar concentración del componente.

$\frac{\partial c_i}{\partial n}$ es el gradiente de concentración (concentración relativa) que está siempre dirigido hacia el sentido creciente de las concentraciones.

El gradiente de concentraciones es la fuerza motriz que determina la transferencia de materia. Esto es equivalente al caso de la conducción del calor, donde la fuerza motriz que determina la transferencia de energía es el gradiente de temperaturas.

El signo negativo en la ecuación (2-3) indica que el movimiento de masa por difusión tiene lugar, de acuerdo con la ley de Fick, hacia las regiones de menor concentración. A este proceso descrito por la ley de Fick se le denomina *difusión por concentración*.

De acuerdo con consideraciones de la teoría cinética de los gases, el coeficiente de difusión aumenta cuando la temperatura crece, y disminuye cuando la presión aumenta. También depende en cierta medida de las proporciones de la mezcla, pero esta dependencia es pequeña cuando la concentración del componente considerado es pequeña, y es habitualmente ignorada en los cálculos. El coeficiente de difusión es idéntico para los dos componentes que se difunden mutuamente en una mezcla de dos componentes. Sus unidades son [m^2/seg] en el sistema internacional y su valor no depende de la forma en que midamos \vec{j} , siempre que la densidad de flujo de difusión \vec{j} y la concentración c utilicen la misma forma de medir la materia.

Al hablar de difusión se ha sobreentendido que ésta tiene lugar en un medio en reposo, de forma que la igualación de las concentraciones es debida exclusivamente al movimiento térmico desordenado de las distintas moléculas. Se supone que el líquido o gas no se mezcla debido a acción exterior alguna que lo ponga en movimiento.

Sin embargo este tipo de mezcla puede aparecer en el fluido por la acción de la fuerza gravitatoria. Si se vierte un líquido más ligero sobre agua, por ejemplo, alcohol, la mezcla se producirá por difusión, pero si se vierte agua sobre alcohol, el agua descenderá como líquido más pesado.

De este modo vemos que es posible, bajo la acción del campo gravitatorio, uniformizar la composición del medio en un proceso acompañado de movimiento del mismo. A este fenómeno se le denomina también *convección*, siendo la igualación de concentración producida por convección más rápida que la producida por difusión. Este proceso es análogo al de la convección que ya hemos visto, en el cual el aire frío más denso desplaza al aire caliente más ligero de las zonas bajas.

2.2. Difusión del vapor.

Dentro de los procesos de difusión, el problema de la difusión del vapor a través de los cerramientos de las edificaciones tiene una importancia especial, ya que puede provocar en los mismos consecuencias indeseables no previstas.

La mayoría de los materiales son en mayor o menor medida permeables al agua, y por tanto son además permeables al vapor, pero también se tienen materiales impermeables al agua que por el contrario son permeables al vapor de agua, ya que el vapor puede atravesar intersticios que el agua no puede. El transporte de vapor de agua se realiza bien con el aire en movimiento, o bien por el aire macroscópicamente inmóvil en una difusión por concentración. Ésta es la forma en que el vapor de agua viaja a través de ladrillos y demás materiales permeables, que a su vez, presentan una cierta resistencia al paso de vapor de agua a su través.

2.2.1. La ley de transporte del vapor de agua.

Como en otros procesos de difusión por concentración, el vapor de agua se difunde desde las zonas de mayor concentración a las zonas de menor concentración. En el caso de la difusión de vapor de agua a través de los materiales, es habitual representar la concentración de vapor de agua a través de la tensión de vapor. La ley de Fick particularizada a este caso se escribe como

$$\vec{j}_v = -d_v \vec{\nabla} e \quad (2-4)$$

donde \vec{j}_v es la *densidad de flujo de difusión* del vapor de agua (de unidades $[\text{kg}/\text{m}^2\text{s}]$), d_v la *difusividad al vapor* (unidades: $[\text{kg m}/\text{N s}] \equiv \text{s}$) que es una característica del material, y e la tensión de vapor. A la inversa de la difusividad al vapor $r_v = 1/d_v$ se le denomina *resistividad al vapor*, y sus unidades son, en el sistema internacional $[\text{N S}/\text{kg m}]$ ($\equiv \text{s}^{-1}$).

2.2.2. Difusión del vapor a través de paredes planas

Consideremos el caso particular de difusión del vapor a través de una pared plana de espesor a y difusividad al vapor d_v , siendo e_1 y e_2 las tensiones de vapor antes y después de la pared, respectivamente (por simplicidad, consideraremos $e_2 > e_1$). En este caso, la ecuación (2-4) da directamente

$$j_v = \frac{d_v}{a}(e_2 - e_1) \quad (2-5)$$

que se puede escribir como

$$j_v = D_v(e_2 - e_1) \quad (2-6)$$

donde D_v es el *coeficiente de difusión al vapor*, de unidades $[\text{kg}/\text{N s}]$ ($\equiv \text{m}$) y su inversa $R_v = 1/D_v$ es la *resistencia al vapor*, de unidades $[\text{N s}/\text{kg}]$ ($\equiv \text{m}/\text{s}$).

Si en vez de una única capa tenemos una serie de capas planas de espesores a_1, a_2, \dots, a_n y difusividades al vapor $d_{v_1}, d_{v_2}, \dots, d_{v_n}$, las densidades de flujo de difusión a través de cada una de ellas serán de

$$\begin{aligned} j_{v_1} &= D_{v_1}(e_2 - e_1) \\ j_{v_2} &= D_{v_2}(e_3 - e_2) \\ &\dots \\ j_{v_n} &= D_{v_n}(e_{n+1} - e_n) \end{aligned}$$

En régimen estacionario el flujo a través de todas las capas es el mismo, y si se escriben las ecuaciones anteriores como

$$\begin{aligned} e_2 - e_1 &= \frac{1}{D_{v_1}} j_v = R_{v_1} j_v \\ e_3 - e_2 &= \frac{1}{D_{v_2}} j_v = R_{v_2} j_v \\ &\dots \\ e_{n+1} - e_n &= \frac{1}{D_{v_n}} j_v = R_{v_n} j_v \end{aligned}$$

y se suman, se tiene

$$e_{n+1} - e_1 = \left(\frac{1}{D_{v_1}} + \frac{1}{D_{v_2}} + \dots + \frac{1}{D_{v_n}} \right) j_v = (R_{v_1} + R_{v_2} + \dots + R_{v_n}) j_v$$

que puede escribirse como

$$e_{n+1} - e_1 = \sum_{i=1}^n \frac{a_i}{d_{v_i}} j_v = \left[\sum_{i=1}^n \frac{1}{D_{v_i}} \right] j_v = \left[\sum_{i=1}^n R_{v_i} \right] j_v = R_v j_v = \frac{1}{D_v} j_v \quad (2-7)$$

donde $R_v = \sum_i R_{v_i}$ es la resistencia al vapor del muro completo y $D_v = 1/R_v$ el coeficiente de difusión al vapor del muro completo.

2.3. Difusión térmica.

Cuando hemos hablado de difusión en una mezcla de gases, se ha considerado únicamente el caso en el que tanto la temperatura como la presión del gas son iguales en todas partes, de forma que la única causa de la difusión es el gradiente de concentraciones en la mezcla. Sin embargo, el gradiente de temperaturas también puede dar lugar a una difusión, incluso si la mezcla es de composición uniforme.

Para ver esto consideremos una superficie imaginaria en un medio de concentración uniforme, con distintas temperaturas a cada lado de la superficie. Como las moléculas que se encuentran en el lado de la superficie de mayor temperatura tienen un movimiento térmico mayor, cuando se considera el balance de moléculas que atraviesan la citada superficie tanto en el sentido de temperaturas crecientes como en el sentido de temperaturas decrecientes, se observa que hay un flujo neto de partículas desde un lado a otro. A este proceso en el que aparece un flujo de difusión debido al gradiente de temperaturas se le llama *difusión térmica*. Este es un fenómeno muy importante sobre todo en gases, aunque se presenta también en las mezclas líquidas.

En la difusión térmica, la densidad de flujo de difusión, al que designaremos j_T es proporcional al gradiente de temperatura del gas y se ha establecido expresarlo de la siguiente manera:

$$j_T = D_T \frac{1}{T} \frac{dT}{dn} \quad (2-8)$$

o, en forma vectorial en función del gradiente de temperaturas:

$$\vec{j}_T = D_T \frac{1}{T} \vec{\nabla} T \quad (2-9)$$

donde a la magnitud D_T se le denomina *coeficiente de difusión térmica*. Mientras que el coeficiente de difusión D es siempre positivo, el signo del coeficiente de difusión térmica es en principio indeterminado y depende del flujo de la componente de la mezcla en cuestión.

Cuando la concentración de una componente cualquiera en la mezcla tiende a cero, el coeficiente de difusión térmica de esa componente debe de tender a cero, ya que en el gas puro, evidentemente no hay difusión de la componente que no está presente. De este modo, vemos que el coeficiente de difusión térmica depende considerablemente de la concentración de la mezcla, de nuevo al contrario que el coeficiente de difusión corriente.

Debido a la difusión térmica, en una mezcla gaseosa de composición originalmente homogénea, aparecen diferencias de concentraciones entre lugares calentados de distinta forma. Estas diferencias de concentraciones producen, a su vez, una difusión corriente que actúa en el sentido contrario, tendiendo a anular el gradiente de concentración producido. En condiciones estacionarias, si se mantiene en el gas un gradiente de temperaturas constante, estos dos procesos opuestos acaban conduciendo a un estado estacionario en el que los dos flujos se compensan, manteniéndose una determinada diferencia entre las composiciones de las regiones fría y caliente del gas.

Capítulo 3

Transmisión del calor: radiación.

3.1. Conceptos básicos de la radiación.

En la transmisión del calor por radiación un cuerpo cede parte de su energía interna a través de la emisión de ondas electromagnéticas (que viajan a la velocidad de la luz y no necesitan de un medio material para su propagación). Al absorberse estas ondas electromagnéticas por otros sólidos, su energía pasa de nuevo a un movimiento térmico de las moléculas y, por tanto, a un aumento de temperatura.

Así, el proceso de intercambio de energía por radiación es un proceso de absorción y emisión posterior de energía en forma de fotones por parte de los átomos y moléculas de una sustancia.

3.1.1. El espectro de la radiación electromagnética.

La radiación electromagnética consiste en una perturbación armónica de los campos eléctrico y magnético que se propaga por el espacio. La radiación electromagnética se caracteriza bien por su longitud de onda λ , bien por su frecuencia de oscilación ν , relacionadas ambas por la expresión $\nu = c/\lambda$. Todos los tipos de radiación electromagnética no son en el fondo más que ondas electromagnéticas de distintas longitudes de onda. Así, la diferencia fundamental entre los rayos γ , los rayos X, la radiación ultravioleta, la radiación visible, la radiación infrarroja, la radiación de microondas o las radiofrecuencias no está en su naturaleza, sino en sus distintas energías. Los diferentes rangos correspondientes a los distintos tipos de radiación electromagnética se muestran en el espectro de la radiación electromagnética de la figura 3-1.

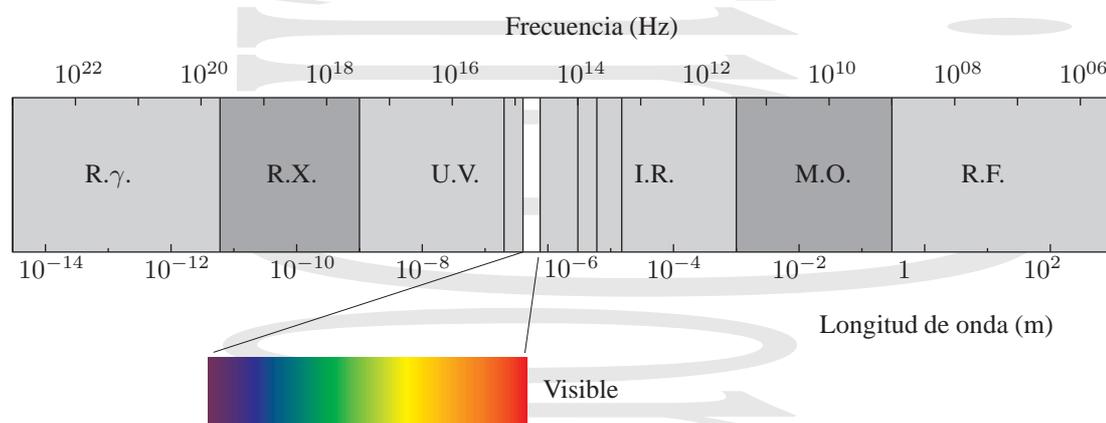


Figura 3-1 El espectro de la radiación electromagnética. La región visible es sólo una pequeña parte del espectro total. R. γ . se refiere a radiación gamma, R.X. a rayos X, U.V. a ultravioleta, I.R. a infrarrojo, M.O. a microondas y R.F. a radiofrecuencias. A su vez el ultravioleta se divide en cercano por un lado y lejano por el otro, separados en la figura por una línea vertical y el infrarrojo en cercano, intermedio, lejano y extremo, también separados en la figura por rayas verticales. Las microondas y las radiofrecuencias también se dividen a su vez en distintas bandas.

Cuando un cuerpo se calienta, emite radiación electromagnética de una longitud de onda λ que se encuentra típicamente comprendida en el rango de longitudes de onda de $0,1$ a $100\mu\text{m}$, a la que se denomina radiación térmica. Lo que denominamos radiación visible es una porción muy estrecha del espectro y de la radiación térmica, que se extiende aproximadamente desde $0,35\mu\text{m}$ hasta $0,75\mu\text{m}$, como se muestra en la figura 3-1. Antes de calentarse el cuerpo también emitía radiación electromagnética, pero de longitudes de onda mayores (menor energía) y estaba en equilibrio térmico con el medio, esto es, emitía lo mismo que absorbía. A la distribución de energía emitida en función de la longitud de onda o frecuencia de la radiación se le denomina espectro de la radiación. La mayor parte de los

sólidos y los líquidos tienen un espectro continuo de radiación, es decir, emiten energía en todas las longitudes de onda desde cero a ∞ , aunque la intensidad con que lo hacen depende fuertemente de la región del espectro en la que se observa la radiación emitida.

Por el contrario, en el caso de gases y vapores, o en el caso de muchos metales con la superficie pulida, se tiene un espectro de emisión selectivo. Sólo se produce emisión a unas determinadas longitudes de onda. En general, esta energía emitida se debe a transiciones entre los estados electrónicos, vibracionales o rotacionales de los átomos o moléculas. La intensidad de la radiación emitida depende de:

- Naturaleza de la sustancia.
- Temperatura de la sustancia.
- Longitud de onda λ .
- Estado de la superficie emisora.
- En los gases, también de la presión del gas y del espesor de la capa del mismo.

En los sólidos y líquidos opacos se produce una considerable absorción y emisión y, por tanto, solamente una fina capa superficial interviene en el proceso de transmisión del calor por radiación (el calor se transmite al resto del cuerpo por conducción y convección más que por radiación). Para los cuerpos no conductores opacos, el espesor típico de esta capa es de $\sim 1\text{mm}$, mientras que para los conductores opacos, el espesor típico es de $\sim 1\mu\text{m}$. En ambos casos, éste fenómeno se considera como un fenómeno de superficie. Para cuerpos semitransparentes (vidrios, gases, vapores, cristales, etc...), toda la sustancia interviene en el proceso de transmisión del calor por radiación.

La energía radiante de un emisor aumenta con la temperatura, ya que su energía interna aumenta. Cuando la temperatura cambia, no sólo cambia la magnitud absoluta de la energía, sino también su distribución en longitudes de onda (el espectro de la radiación). Al aumentar la temperatura aumenta la proporción de radiación de longitud de onda corta (alta frecuencia-alta energía) mientras que al disminuir la temperatura aumenta la proporción de radiación de longitud de onda larga (baja frecuencia-baja energía). La transmisión del calor por radiación térmica depende de la temperatura de una forma mucho más acusada que en el caso de la conducción o la convección, pudiendo a altas temperaturas convertirse en el mecanismo principal de transmisión de energía.

3.1.2. Definiciones previas.

Definimos en primer lugar las magnitudes necesarias para el cálculo de los intercambios de calor por radiación.

Potencia o flujo energético de una fuente radiante, Φ . Si tenemos una fuente F que emite energía radiante, su potencia o flujo energético es la potencia irradiada en todo el espacio que la rodea (ángulo sólido 4π). Para medirla habría que rodear completamente la fuente por un detector que absorbiera toda la energía emitida. Se mide en vatios o en cualquier otra unidad de potencia como la kcal/hora.

Potencia espectral o flujo monocromático o espectral Φ_λ . Se denomina flujo espectral o monocromático al flujo energético emitido por unidad de longitud de onda, correspondiente a las radiaciones de longitud de onda comprendida entre λ y $\lambda + d\lambda$. Se mide en vatios/metro, kcal/hm u otra unidad similar.

Poder emisor o emitancia de una fuente, E . Es la potencia irradiada por un elemento plano de superficie unidad en todo el espacio que le rodea, $E = \Phi/A$. Para una superficie no plana, es necesario referirnos a un punto P de la fuente para definir la emitancia en la forma:

$$E = \frac{d\Phi}{dA} \quad (3-1)$$

donde $d\Phi$ es la potencia emitida por el elemento de área dA tangente a la fuente en P .

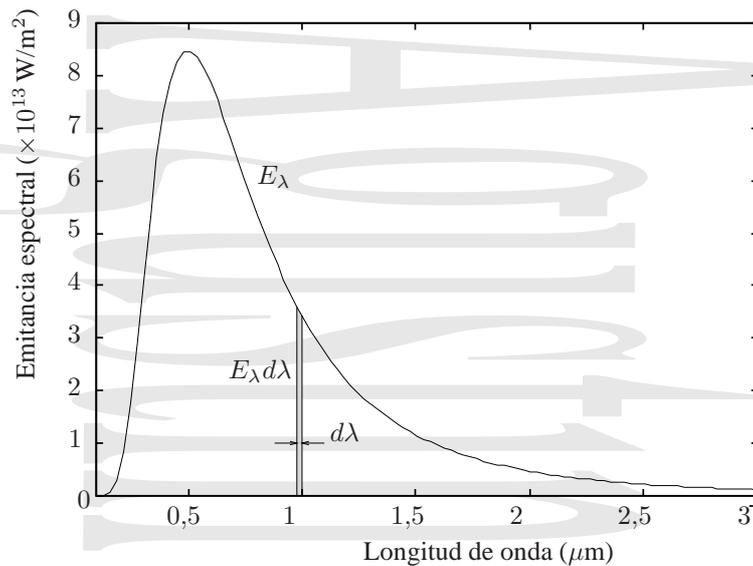


Figura 3-2 Emitancia espectral E_λ de un sustancia en función de la longitud de onda. En la figura se muestra la emisión de un cuerpo negro a 5800 K

Emitancia monocromática o espectral E_λ de una fuente en un punto. Si $d^2\Phi$ es la potencia emitida por el elemento de superficie dA situado en el punto P de la fuente en el intervalo de longitudes de onda de anchura $d\lambda$ y origen en λ , se denomina emitancia monocromática a la expresión:

$$E_\lambda = \frac{d^2\Phi}{dA d\lambda} = \frac{d\Phi_\lambda}{dA} = \frac{dE}{d\lambda} \quad (3-2)$$

Operando en esta definición, se tiene:

$$\frac{d\Phi}{dA} = E = \int_0^\infty E_\lambda d\lambda$$

y además se tiene:

$$d\Phi = dA \int_0^\infty E_\lambda d\lambda \quad \text{y} \quad \Phi = \int_A dA \int_0^\infty E_\lambda d\lambda$$

Para una sustancia condensada (sólido o líquido) el valor de E_λ se distribuye en función de λ según una curva continua como la que se presenta en la figura 3-2. El área rayada corresponde a la energía emitida por unidad de superficie y de tiempo en el intervalo de longitudes de onda comprendido entre λ y $\lambda + d\lambda$, es decir $E_\lambda d\lambda$.

El área total bajo la curva es $E = \int_0^\infty E_\lambda d\lambda$ y representa la potencia total emitida por unidad de superficie de la fuente en todo el espectro, es decir, la emitancia de la fuente. Cuando la temperatura crece, el máximo de la emisión se desplaza hacia las longitudes de onda cortas (alta energía).

3.1.3. Absorción, reflexión y transmisión de la radiación.

Consideremos un haz de energía radiante que incide sobre una superficie. Denominaremos G [Wm^{-2}] a la energía radiante global incidente.[†] Una parte αG de la energía incidente G se absorbe en el material, una parte ρG de la energía incidente G se refleja en la superficie y finalmente, una parte τG de la energía incidente se transmite a través del cuerpo, como se ve en la figura 3-3. Los coeficientes que aparecen son:

α : **Factor de absorción o absorbancia**, representa la fracción de la energía incidente absorbida por el cuerpo.

ρ : **Factor de reflexión o reflectancia**, representa la fracción de la energía incidente que es reflejada por la superficie.

[†] Por ejemplo, para el Sol, medida fuera de la atmósfera terrestre, $G = 1353 \text{ Wm}^{-2}$ es la denominada constante solar.

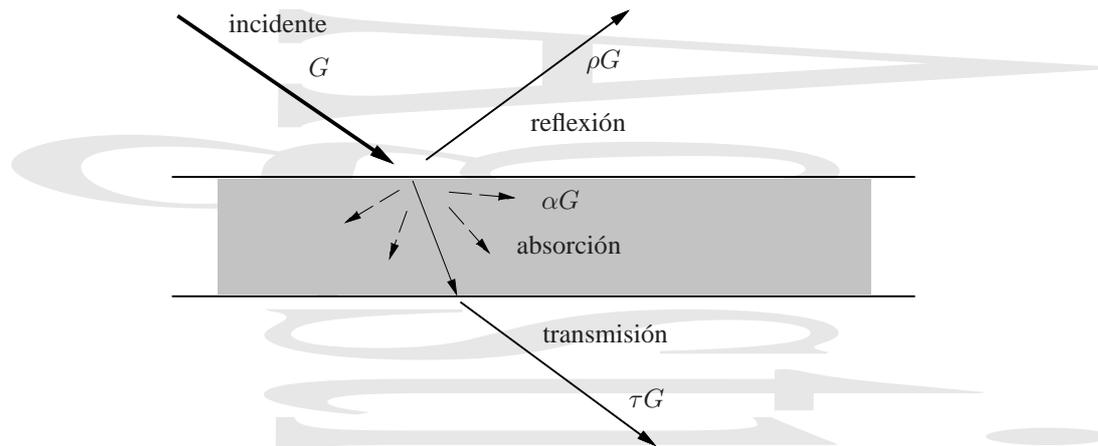


Figura 3-3 Absorción, reflexión y transmisión de la radiación a través de un medio.

τ : **Factor de transmisión o transmitancia**, representa la fracción de la energía incidente que se transmite a través del cuerpo.

El balance energético da la relación:

$$\alpha G + \rho G + \tau G = G$$

es decir:

$$\alpha + \rho + \tau = 1 \quad (3-3)$$

Un cuerpo opaco no transmite nada de la radiación incidente, luego para una *superficie opaca* $\tau = 0$ y $\alpha + \rho = 1$. Un reflector perfecto refleja toda la radiación incidente. Así, para un *reflector perfecto*, $\rho = 1$ y $\alpha = \tau = 0$. Un absorbente perfecto (cuerpo negro) absorbe toda la radiación incidente. Por tanto, para un *absorbente perfecto*, $\alpha = 1$ y $\tau = \rho = 0$. Para la mayor parte de los gases se cumple $\alpha = \rho \simeq 0$ y $\tau \simeq 1$.

Se pueden definir los factores monocromáticos o espectrales en la forma:

$$\alpha_\lambda = \frac{\text{energía incidente absorbida en el intervalo } \lambda \rightarrow \lambda + d\lambda}{\text{energía incidente en ese intervalo de } \lambda}$$

$$\rho_\lambda = \frac{\text{energía incidente reflejada en el intervalo } \lambda \rightarrow \lambda + d\lambda}{\text{energía incidente en ese intervalo de } \lambda}$$

$$\tau_\lambda = \frac{\text{energía incidente transmitida en el intervalo } \lambda \rightarrow \lambda + d\lambda}{\text{energía incidente en ese intervalo de } \lambda}$$

cumpléndose, para cada λ :

$$\alpha_\lambda + \rho_\lambda + \tau_\lambda = 1 \quad (3-4)$$

Si se denomina G_λ a la distribución espectral de G , entre los factores α y α_λ existe la relación:

$$\alpha = \frac{\text{energía absorbida}}{\text{energía incidente}} = \frac{\int_0^\infty G_\lambda \alpha_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty G_\lambda d\lambda} \quad (3-5)$$

cumpléndose para ρ y τ las relaciones análogas con ρ_λ y τ_λ :

$$\rho = \frac{\text{energía reflejada}}{\text{energía incidente}} = \frac{\int_0^\infty G_\lambda \rho_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty G_\lambda d\lambda} \quad (3-6)$$

y

$$\tau = \frac{\text{energía transmitida}}{\text{energía incidente}} = \frac{\int_0^\infty G_\lambda \tau_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty G_\lambda d\lambda} \quad (3-7)$$

Para la radiación solar, los límites típicos de la integral son, en la práctica, de 0,25 y $3\mu\text{m}$. Fuera de este rango espectral, apenas hay emisión solar.

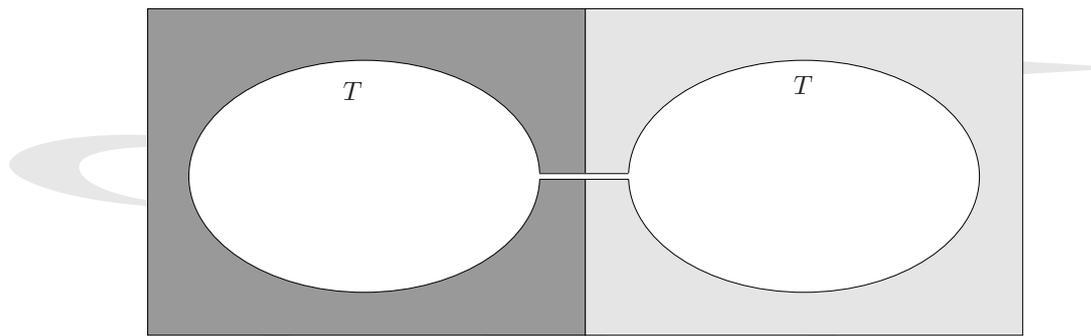


Figura 3-4 Dos cavidades de paredes de distinta naturaleza, pero a la misma temperatura.

3.2. Leyes de la radiación.

3.2.1. Radiación en el interior de una cavidad.

Denominaremos *cavidad* a un recinto hueco, cerrado, de paredes isotermas. Conocemos por experiencia que la radiación emitida por el exterior de la cavidad hacia fuera depende tanto de la temperatura como de la naturaleza de las paredes de la cavidad. Por ejemplo, una cavidad de paredes externas rojas tendrá un aspecto muy diferente al de una cavidad de paredes externas verdes o azules. Sin embargo, hay una característica muy especial de la radiación dentro de la cavidad. Se puede demostrar que, en dicha cavidad, cuando todo el sistema está en equilibrio,

Cualquiera que sea la naturaleza de los materiales de las paredes interiores de la cavidad, la densidad de energía de la radiación en el interior de la cavidad depende exclusivamente de la temperatura de las paredes, mientras que la densidad espectral de energía depende exclusivamente de la temperatura y de la longitud de onda.

Es decir:

$$u = u(T) \quad (3-8a)$$

$$u_\lambda = u_\lambda(\lambda, T) \quad (3-8b)$$

Para demostrar ésto, consideraremos el caso de dos cavidades con paredes de distinta naturaleza que se encuentran a la misma temperatura, como se ilustra en la figura 3-4. Si las intensidades de radiación fueran distintas, habría un transporte neto de energía desde una de las cavidades a la otra. Esto contradeciría el segundo principio de la termodinámica, ya que una cavidad se enfriaría y la otra se calentaría sin que se realizara trabajo sobre el sistema, luego las intensidades de radiación son iguales independientemente de la naturaleza de las paredes. Para extender este argumento a la densidad de energía espectral u_λ bastaría con colocar en el agujero de comunicación entre las dos cavidades un filtro que dejara pasar solamente la radiación en el estrecho rango entre λ y $\lambda + d\lambda$. De este modo, las densidades espectrales de energía de ambas cavidades deberían de ser iguales por la misma razón que antes.

Para ver que además debe de ser homogénea a isotrópica consideremos la presencia de un cuerpo alargado en el interior de la cavidad a la misma temperatura de las paredes. El hecho de que el cuerpo esté colocado en uno u otro sitio, o con sus superficies en una u otra orientación no hará que abandone el equilibrio térmico, a no ser que haya una intervención externa, ya que el que no fuera así iría contra el segundo principio de la termodinámica. Por tanto, la radiación en el interior de la cavidad es además *homogénea e isotrópica*.

3.2.2. Cuerpo negro. Ley de Planck.

Se entiende por cuerpo negro aquel cuerpo que absorbe toda la energía incidente en todo el espectro de longitudes de onda ($\alpha_\lambda = 1 = \alpha$ para todas las λ). Aunque ningún cuerpo se comporta como un cuerpo negro perfecto, una

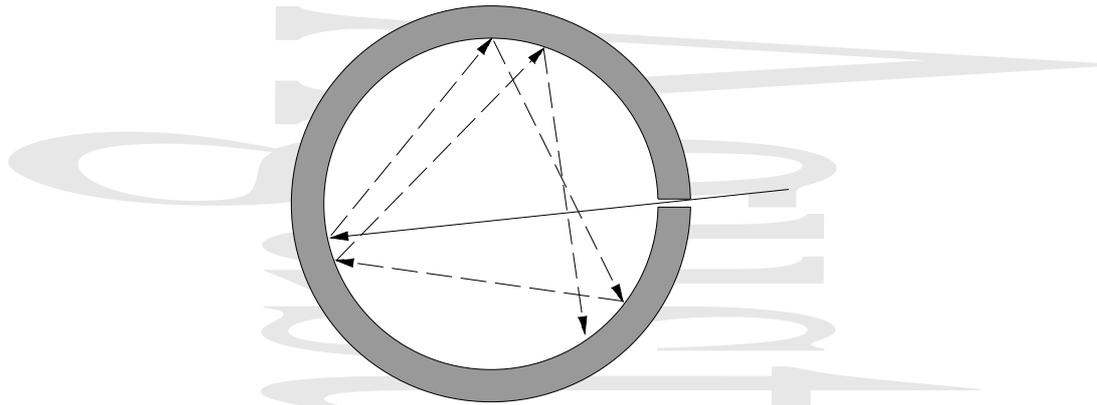


Figura 3-5 Cavidad como un cuerpo negro

cavidad con las paredes pintadas de negro y dotada de un pequeño orificio actúa de forma bastante similar a como lo haría un cuerpo negro, ya que la radiación incidente tiene pocas oportunidades de escapar (Figura 3-5).

Max Planck (1900) demostró, basándose en la Mecánica Cuántica, que la emitancia monocromática de un cuerpo negro que se encuentra a una temperatura T viene dada por la expresión:

$$E_{\lambda}^0(\lambda, T) = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{k_B T \lambda}} - 1} \quad (3-9)$$

conocida como *Ley de Planck*, en la cual c es la velocidad de la luz en el vacío ($2,998 \cdot 10^8 \text{ms}^{-1}$), h una constante conocida como constante de Planck ($6,625 \cdot 10^{-34} \text{Js}^{-1}$), y k_B la constante de Boltzmann ($1,381 \cdot 10^{-23} \text{J/K}$)

3.2.3. Ley del desplazamiento de Wien.

Experimentalmente se observa que la emisión máxima tiene lugar a longitudes de onda cada vez más cortas según crece la temperatura. La ley de Planck prevee este comportamiento y permite obtener el máximo de la emisión mediante un sencillo cálculo de máximos.

$$\left. \frac{dE_{\lambda}^0(\lambda, T)}{d\lambda} \right|_{T \text{ cte}} = 0$$

que da:

$$\lambda_{m\acute{a}x} \cdot T = 2,898 \cdot 10^{-3} \text{mK} = 2898 \mu\text{K} \quad (3-10)$$

expresión conocida como *ley del desplazamiento de Wien*. Así, según la ley de Wien, cuando una corriente pasa por un filamento metálico delgado, se tiene que:

$$\begin{array}{lll} T < 3400 \text{ K} & \lambda_{m\acute{a}x} > 0,85 \mu\text{m} & (\text{infrarrojo no visible}) \\ T \simeq 3600 \text{ K} & \lambda_{m\acute{a}x} \simeq 0,8 \mu\text{m} & (\text{extremo rojo del espectro visible}) \\ T > 4000 \text{ K} & \lambda_{m\acute{a}x} < 0,7 \mu\text{m} & (\text{espectro visible}) \end{array}$$

resultados que concuerdan con la experiencia. Para el Sol, con una temperatura en la superficie del orden de los 5800 K, $\lambda_{m\acute{a}x} = 0,5 \mu\text{m}$, en el centro de la región visible del espectro. El ojo humano está adaptado a este máximo de emisión, siendo allí donde tiene su mayor sensibilidad. El hecho de que las señales de peligro sean rojas no es debido a que sea el color para el cual el ojo humano es más sensible, sino a que es un color poco frecuente en la naturaleza y destaca con facilidad.

3.2.4. Ley de Rayleigh-Jeans.

En el límite de altas temperaturas, o longitudes de onda largas, $hc \ll k_B T \lambda$, y es posible desarrollar en serie la exponencial de la forma:

$$e^{\frac{hc}{k_B T \lambda}} \approx 1 + \frac{1}{1!} \frac{hc}{k_B T \lambda} + \dots + \text{órdenes superiores al primero}$$

Así, quedándonos en el primer orden del desarrollo en serie se tiene, para la emitancia monocromática:

$$E^0(\lambda, T) = \frac{2\pi c^2}{\lambda^5} \frac{h k_B T \lambda}{h c} = \frac{2\pi c k_B T}{\lambda^4} \quad (3-11)$$

relación conocida como *fórmula de Rayleigh-Jeans*.

Antes de que Planck formulara su ley, la ley de Wien y la fórmula de Rayleigh-Jeans, junto con la ley de Stefan-Boltzmann que se verá a continuación, eran las únicas relaciones conocidas para la transmisión del calor por radiación. Se sabía que la fórmula de Rayleigh-Jeans funcionaba razonablemente en el infrarrojo a temperaturas no bajas, pero el intento de extrapolarla a longitudes de onda mayores llevaba a una paradoja conocida como *catástrofe ultravioleta*. A una determinada temperatura, la emitancia monocromática sería tanto mayor cuanto más corta fuera la longitud de onda. Así, se emitiría más cuanto mayor fuera la energía de la radiación, por ejemplo, a una temperatura de 5800 K, se emitiría más en el ultravioleta que en el visible, más en los rayos X que en el ultravioleta y más en los rayos gamma que en los rayos X, para una misma anchura espectral en todos los casos. El planeta Tierra estaría entonces achicharrado por los rayos X, gamma y otras radiaciones ionizantes de mayor energía que se emitirían aún en mayor cantidad y, absurdo tras absurdo, la energía total emitida sería infinita.

La ley de Planck resuelve esta situación absurda y da un valor para la energía total emitida que coincide con la Ley de Stefan-Boltzmann.

3.2.5. Ley de Stefan-Boltzmann.

Recordemos que denominábamos poder emisivo total o integral a la potencia emitida en todas las longitudes de onda por una superficie de área unidad que se encuentra a una temperatura T .

Si la superficie se comporta como una superficie negra, el poder emisivo vendrá dado por la integral de la distribución de Planck a todas las longitudes de onda del espectro,

$$E^0(T) = \int_0^{\infty} E_{\lambda}^0(\lambda, T) d\lambda$$

que da como resultado la *ley de Stefan-Boltzmann*:

$$E^0(T) = \sigma T^4 \quad [\text{Wm}^{-2}] \quad (3-12)$$

donde $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2} \text{ K}^{-4}$ es la constante de Stefan-Boltzmann. Debido al pequeño valor de σ , a bajas temperaturas el efecto de la radiación es insignificante. Por el contrario, la dependencia en T^4 hace que, para altas temperaturas, la radiación se convierta en el mecanismo predominante de transmisión del calor.

3.2.6. Emisividad. Ley de Kirchoff.

Factor de emisión o emisividad.

Al comparar el espectro de emisión de un cuerpo cualquiera con el de un cuerpo negro a la misma temperatura se observa lo siguiente (Figura 3-6):

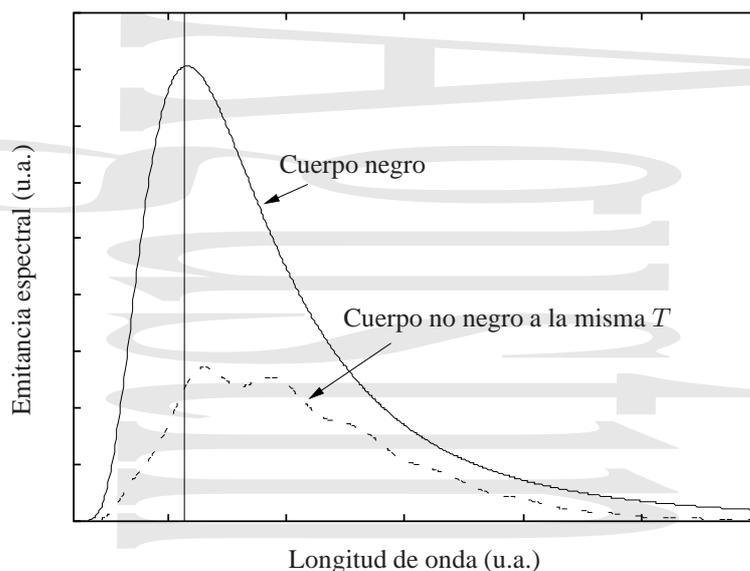


Figura 3-6 Diferencias entre un cuerpo negro y un hipotético cuerpo no negro a la misma temperatura. Se observa que a una longitud de onda dada el cuerpo no negro siempre emite con un poder emisivo menor y su máximo de emisión está desplazado hacia las longitudes de onda largas (Esto último puede no ser cierto en determinadas condiciones de emisividad).

1. La curva $E_{\lambda}^0(\lambda, T)$ correspondiente al cuerpo negro está siempre por encima de la correspondiente a cualquier otro cuerpo no negro A que se encuentra a la misma temperatura.
2. Su máximo corresponde a una longitud de onda inferior.

Se define el *factor de emisión monocromático o emisividad espectral* ϵ_{λ} de un cuerpo por el cociente:

$$\epsilon_{\lambda} = \frac{E_{\lambda}(\lambda, T)}{E_{\lambda}^0(\lambda, T)} \quad (3-13)$$

donde $E_{\lambda}(\lambda, T)$ es la potencia emitida por unidad de superficie e intervalo espectral por el cuerpo no negro a una temperatura T en el intervalo de longitudes de onda $\lambda \rightarrow \lambda + d\lambda$ y $E_{\lambda}^0(\lambda, T)$ la potencia emitida por unidad de superficie e intervalo espectral por un cuerpo negro a la misma temperatura T en el intervalo de longitudes de onda $\lambda \rightarrow \lambda + d\lambda$.

La emisividad total de un cuerpo cualquiera a una temperatura T vendrá dada por:

$$\epsilon = \frac{E(T)}{E^0(T)} = \frac{\int_0^{\infty} E_{\lambda}(\lambda, T) d\lambda}{\int_0^{\infty} E_{\lambda}^0(\lambda, T) d\lambda} = \frac{\int_0^{\infty} \epsilon_{\lambda} E_{\lambda}^0(\lambda, T) d\lambda}{\sigma T^4} \quad (3-14)$$

Como $E_{\lambda}^0(\lambda, T) > E_{\lambda}(\lambda, T)$, se cumplirá siempre que $\epsilon_{\lambda} < 1$ y que $\epsilon < 1$. Para un cuerpo negro, $E = E^0$ y por tanto, $\epsilon = 1$. Asimismo se tiene que, para un cuerpo cualquiera:

$$E(T) = \epsilon \sigma T^4 \quad (3-15)$$

donde ϵ depende de la temperatura y del estado de la superficie.

Ley de Kirchoff.

Consideremos las siguientes dos experiencias para llegar a la ley de Kirchoff:

Experiencia primera: Coloquemos un cuerpo negro en el interior de la cavidad, a la misma temperatura que las paredes de la cavidad.

Como el cuerpo y la cavidad están a la misma temperatura, no habrá intercambio neto de calor entre ambos. Así, serán iguales el flujo radiante emitido por el cuerpo $\Phi^{CN \rightarrow CAV}$ y la parte del flujo radiante emitido por la cavidad que incide sobre el cuerpo, $\Phi^{CAV \rightarrow CN}$:

$$\Phi^{CN \rightarrow CAV} = \Phi^{CAV \rightarrow CN}$$

Por tanto, la radiación de un cuerpo negro es igual a la intensidad de la radiación de equilibrio existente en el interior de la cavidad a la misma temperatura.

Experiencia segunda: Coloquemos ahora en el interior de la cavidad un cuerpo no negro a la misma temperatura que las paredes. Antes vimos que como no debe haber intercambio neto de calor entre el cuerpo negro y la cavidad, en el equilibrio el cuerpo negro emitía todo lo que absorbía. Análogamente ocurrirá con el cuerpo no negro, éste sólo emitirá aquella fracción de la energía incidente que ha absorbido:

$$\alpha \Phi^{CAV \rightarrow CN} = \Phi^{Cuerpo \rightarrow CAV} = \epsilon \Phi^{CN \rightarrow CAV}$$

donde hemos definido la emisividad ϵ como el cociente entre la energía emitida por un cuerpo y lo que emitiría si fuese un cuerpo negro a la misma temperatura. Como acabamos de ver que $\Phi^{CN \rightarrow CAV} = \Phi^{CAV \rightarrow CN}$, se tiene finalmente que:

$$\alpha = \epsilon \quad (3-16a)$$

relación conocida como *ley de Kirchoff*, que en esta forma es válida exclusivamente en el equilibrio térmico.

La ley de Kirchoff se cumple también para los factores de absorción y emisividades espectrales: q

$$q\alpha_\lambda = \epsilon_\lambda \quad (3-16b)$$

pero en esta forma es válida tanto en el equilibrio térmico como fuera de él.

Tabla 3-1 Valores aproximados de la absorbancia de distintas superficies a las temperaturas ambiente y de la radiación solar.

Material	α (25°C)	α (5800 K)
Superficies negras no metálicas (asfalto, carbón, pizarra, pintura, papel).	0,90 – 0,98	0,85 – 0,98
Aluminio níquel o cromo muy pulido, papel de aluminio.	0,02 – 0,04	0,10 – 0,40
Cobre o bronce pulido	0,02 – 0,05	0,3 – 0,5
Cobre, latón o aluminio sin pulir, acero galvanizado, hierro pulido.	0,2 – 0,3	0,4 – 0,56
Cobre oxidado	0,8	0,65
Ladrillo y piedra amarillos, ladrillo refractario.	0,85 – 0,95	0,50 – 0,70
Ladrillo y cerámicas rojas, hormigón, piedra, hierro y acero oxidados y pinturas oscuras (rojo, marrón, verde)	0,85 – 0,95	0,65 – 0,70
Ladrillo, cerámica y piedra blancos, papel, yeso, escayola, cal,	0,85 – 0,95	0,30 – 0,50
Pintura blanca	0,9 – 0,95	0,12 – 0,16
Pintura brillante dorada, de bronce o de aluminio	0,2 – 0,3	0,3 – 0,5
Vidrio común de ventana	0,90 – 0,95	Transparente

En la tabla 3-1 se dan algunos valores aproximados de la absorbancia para distintas superficies para la radiación cuya temperatura de color es la temperatura ambiente ($\approx 25^\circ\text{C}$, $\lambda \approx 10\mu\text{m}$) y para radiación de temperatura de color la de la radiación solar ($\approx 5800\text{ K}$, $\lambda \approx 0,5\mu\text{m}$). De acuerdo con la Ley de Kirchoff, éstos valores serían los correspondientes a la emisividad de las superficies a estas temperaturas, en el supuesto de que los materiales las

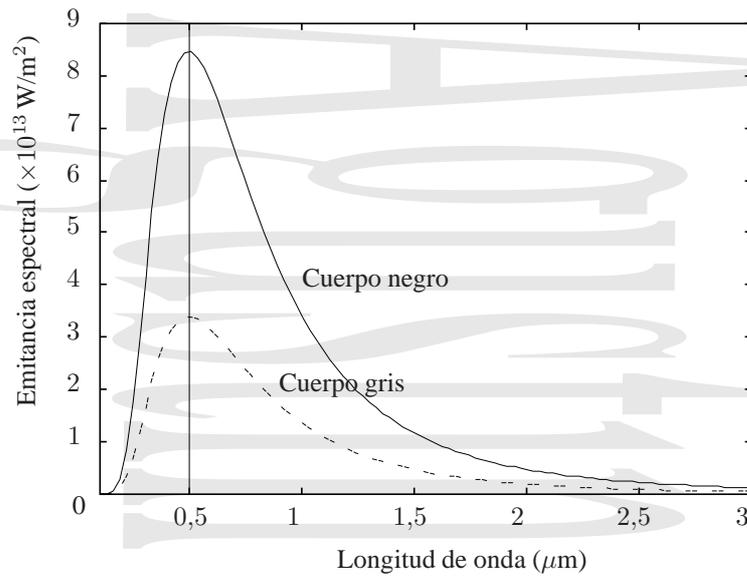


Figura 3-7 Diferencias entre un cuerpo negro y un cuerpo gris. En la figura se muestra la diferencia entre la emitancia espectral del Sol emitiendo como un cuerpo negro a 5800 K y un supuesto cuerpo gris a la misma temperatura con $\alpha_\lambda = \epsilon_\lambda = \alpha = \epsilon = 0,4$.

aguantaran. Nótese la similitud de los valores para las pinturas negra y blanca para temperatura ambiente, donde la emisión es básicamente infrarrojo. Obviamente los resultados son muy distintos para la temperatura de la radiación solar (5800 K) con el máximo de emisión en el visible. Así, los coeficientes de absorción en el infrarrojo de ambas pinturas serían mucho más parecidos de lo que su gran diferencia para el visible nos haría suponer.

3.2.7. Cuerpo gris.

Ninguna superficie real emite como un cuerpo negro. Para el estudio de la radiación, es útil definir una superficie que tenga una distribución espectral semejante a la del cuerpo negro, pero con un poder emisor inferior, de modo que se cumpla que $\alpha_\lambda = \epsilon_\lambda = cte$. A esta superficie se le llama superficie gris (Figura 3-7) o cuerpo gris. Algo análogo ocurre con los factores de transmisión y reflexión. El coeficiente de absorción de un cuerpo gris será:

$$\alpha = \frac{\int_0^\infty \alpha_\lambda G_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty G_\lambda d\lambda} = \alpha_\lambda \frac{\int_0^\infty G_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty G_\lambda d\lambda} = \alpha_\lambda$$

y análogamente para los casos de transmisión y reflexión. Así, para un cuerpo gris:

$$\alpha = \alpha_\lambda \quad (3-17a)$$

$$\rho = \rho_\lambda \quad (3-17b)$$

$$\tau = \tau_\lambda \quad (3-17c)$$

quedando la ley de Kirchoff para un cuerpo gris en la forma $\alpha = \epsilon$, con la diferencia de que en el caso del cuerpo gris esta expresión es válida incluso cuando el cuerpo no está en equilibrio térmico con sus alrededores. Así, conociendo la emisividad de un cuerpo gris a una cierta longitud de onda λ se conocen también las emitancias y absorbancias totales de la superficie.

3.2.8. La ley de Lambert.

Definiremos primero la *intensidad de radiación*, *intensidad específica* o *luminancia* I [$\text{Wm}^{-2}\text{str}^{-1}$] como la energía emitida por unidad de tiempo, ángulo sólido y superficie vista del emisor (superficie reducida a la proyección de este área sobre el plano perpendicular a la dirección de radiación, a la superficie vista) de un cuerpo en la dirección θ .

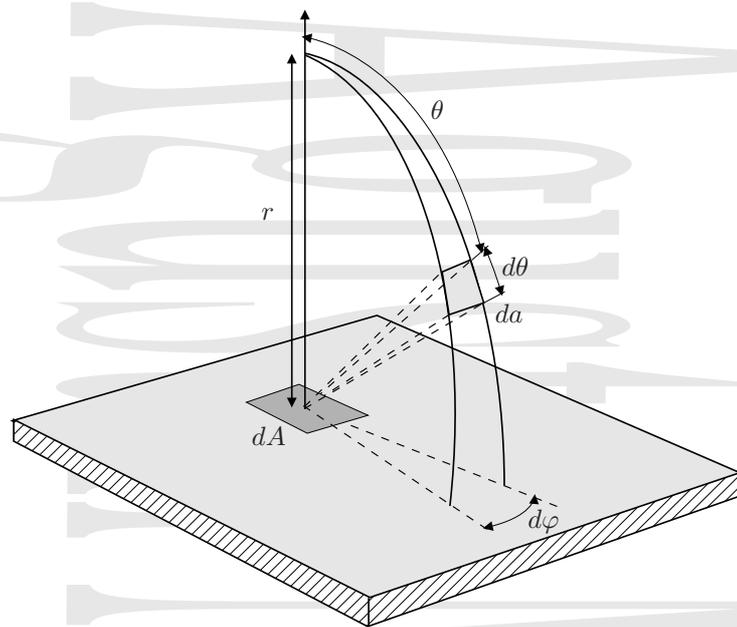


Figura 3-8 Ley de Lambert

Asimismo se define la *intensidad energética* [W/str] en una cierta dirección como la integral a la superficie total del emisor de la intensidad de radiación en esa dirección.

Consideremos una superficie emisora elemental de área dA , y sobre ella una semiesfera imaginaria de radio r centrada en dA (figura 3-8). Consideremos un elemento de superficie da de la semiesfera, en cuyo centro queremos determinar el valor de la intensidad de radiación emitida por dA .

Si los 4π estereorradianes subtendidos por toda la esfera corresponden a la superficie total de la esfera $4\pi r^2$, el ángulo sólido subtendido por la superficie da será:

$$d\Omega = \frac{4\pi}{4\pi r^2} da = \frac{da}{r^2} \quad (3-18)$$

Como da ve al emisor como si tuviera una superficie efectiva $dA \cos \theta$, la intensidad de radiación será:

$$I = \frac{d^2\Phi}{dA \cos \theta} \frac{1}{d\Omega} = \frac{r^2}{dA \cos \theta} \frac{d^2\Phi}{da} \quad (3-19)$$

Para los cuerpos en los que se cumple la *Ley de Lambert*, la radiación se emite en todas las direcciones con la misma intensidad de radiación I , por lo que se le llama también ley de la radiación difusa. Se dice que estos cuerpos que cumplen la ley de Lambert emiten radiación difusa.

Determinemos ahora la relación entre la intensidad de radiación y la emitancia, para un sistema que cumple la ley de Lambert. Despejando la potencia $d^2\Phi$ de la ecuación (3-19) se tiene:

$$d^2\Phi = \frac{I}{r^2} dadA \cos \theta = IdA \text{sen} \theta \cos \theta d\theta d\psi$$

donde se ha tenido en cuenta la forma $da = r^2 \text{sen} \theta d\theta d\psi$ del elemento infinitesimal de superficie en coordenadas esféricas. De este modo, si se cumple la ley de Lambert (I cte), la energía radiante que atraviesa la superficie queda:

$$d\Phi = IdA \int_{\theta=0}^{\frac{\pi}{2}} d\theta \text{sen} \theta \cos \theta \int_{\psi=0}^{2\pi} d\psi = IdA \left. \frac{\text{sen}^2 \theta}{2} \right|_0^{\frac{\pi}{2}} \psi \Big|_0^{2\pi} = IdA\pi$$

Como toda la radiación que atraviesa la superficie del hemisferio ha sido emitida por dA , la energía radiante total debe ser $E dA$, quedando:

$$I dA \pi = E dA \quad \Rightarrow \quad I = \frac{E}{\pi} \quad (3-20)$$

expresión válida cuando se cumple la ley de Lambert y además, exceptuando E no sale ninguna otra energía de la superficie, es decir, no hay transmisión desde detrás de la superficie, ni reflexión hacia afuera de la misma.

La *intensidad angular de radiación* I_θ se define de forma similar a la intensidad de radiación, pero respecto de la superficie real del emisor y no respecto de la proyección de la misma. Entre las dos existe la relación:

$$I_\theta = I \cos \theta \quad (3-21)$$

que es otra forma de expresar la ley de Lambert. Para una superficie negra, con $E = \sigma T^4$, la intensidad angular de radiación valdría:

$$I_\theta = I \cos \theta = \frac{E \cos \theta}{\pi} = \frac{\sigma T^4 \cos \theta}{\pi} \quad (3-22)$$

3.3. El efecto invernadero.

Estudiaremos a continuación un comportamiento singular que tiene lugar cuando la radiación atraviesa una pared transparente a ésta (por ejemplo, un vidrio o una placa de plástico transparente) y se absorbe por una superficie interior, como se ve en la figura 3-9. La radiación solar incidente corresponde aproximadamente a un cuerpo negro a una temperatura de ≈ 5800 K. Para este rango de longitudes de onda (fundamentalmente en el visible e infrarrojo cercano), la transmitancia espectral del vidrio es muy alta (próxima a 1), mientras que es muy baja (~ 0) para las longitudes de onda muy larga a las que emiten las superficies de los cuerpos interiores (figura 3-9). Así, el vidrio transmite el visible y el infrarrojo próximo, pero no transmite las longitudes de onda superiores a $3\mu\text{m}$.

De este modo, la mayor parte de la radiación solar incidente, cuyo máximo de emisión está a $\lambda_{máx} \simeq 0,5\mu\text{m}$, pasa sin dificultades a través del vidrio y es parcialmente absorbida en el interior del invernadero, dependiendo del coeficiente de absorción de los cuerpos que se encuentran en éste. La parte reflejada vuelve hacia atrás, atraviesa el vidrio y se pierde hacia el exterior. Por su parte, los cuerpos de dentro del invernadero emiten radiación térmica correspondiente a su temperatura (para una temperatura de 40°C , el máximo de emisión está en $\lambda_{máx} \simeq 9\mu\text{m}$) (figura 3-9b). Sin embargo, para esta radiación el vidrio es prácticamente opaco (figura 3-9a), por lo que ésta bien es reflejada de nuevo hacia el interior o bien es absorbida por el vidrio y reemitida hacia el interior. El resultado final es que hay una acumulación de energía en el interior del invernadero, que actúa como un captador solar, de modo que su temperatura es mayor que la que habría si no estuviera el vidrio.

Un efecto análogo tiene lugar en la Tierra, donde las nubes y la polución juegan el papel del vidrio, siendo éste proceso un elemento determinante de la temperatura superficial de la Tierra.

3.4. Superficies selectivas.

¿Cómo debe ser un captador solar para conseguir una mayor eficacia?. La superficie ideal de un captador de energía solar sería aquella que:

- Absorbe casi toda la energía de la radiación solar incidente (α alto para $\lambda < 3\mu$).
- Emite débilmente en el infrarrojo lejano (α bajo para $\lambda > 3\mu$). Esto correspondería a la mayor parte del espectro de radiación emitida por el absorbente a su temperatura (típicamente $50 - 100^\circ\text{C}$)

Si la transmisión es baja, $\tau = 0$ y $\alpha + \rho = 1$, lo que equivale a:

- Baja reflectividad por debajo de las 3μ .
- Alta reflectividad por encima de las 3μ .

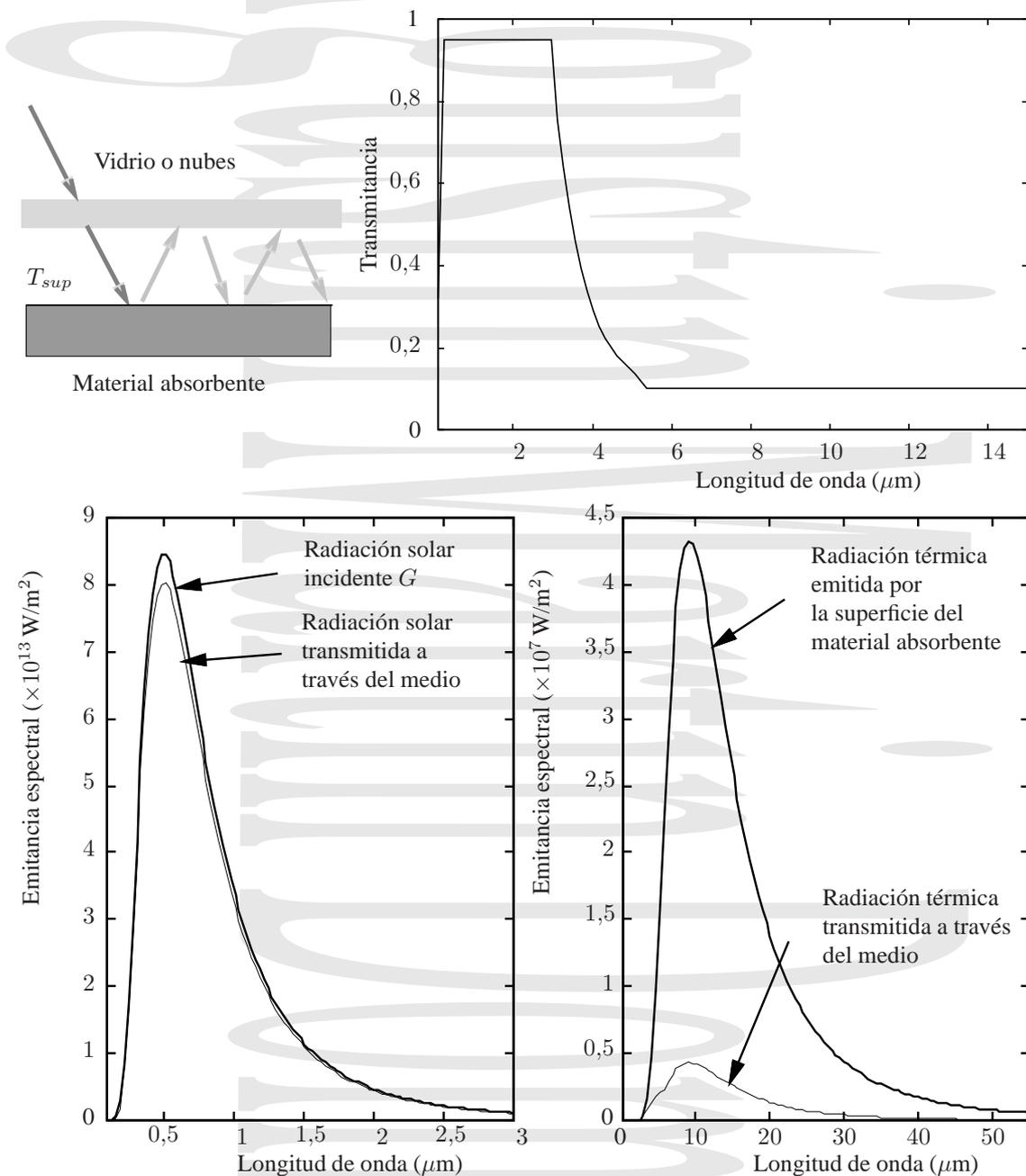


Figura 3-9 El efecto invernadero. Considérese un medio cuya transmittancia es la que se muestra en la parte superior de la figura, sobre una superficie absorbente. Sobre esta superficie y a través del medio, incide radiación solar (con una emitancia espectral máxima a 529 nm, como corresponde a una temperatura de 5800 K). Como a la longitud de onda de la radiación solar la transmittancia es alta, la mayor parte de la radiación incidente atraviesa el medio e incide sobre la superficie, donde se absorbe. Como la temperatura en la superficie es más baja (por ejemplo, 47°C o 320 K), la radiación emitida por ésta es de longitud de onda más larga (el máximo está en torno a las 9 μm) y al ser su transmittancia baja a esa longitud de onda no puede atravesar el medio, bien porque se refleja o bien porque se absorbe y reemite de nuevo. La consecuencia de esto es que se acumula energía entre la superficie y el medio, produciéndose un aumento de la temperatura.

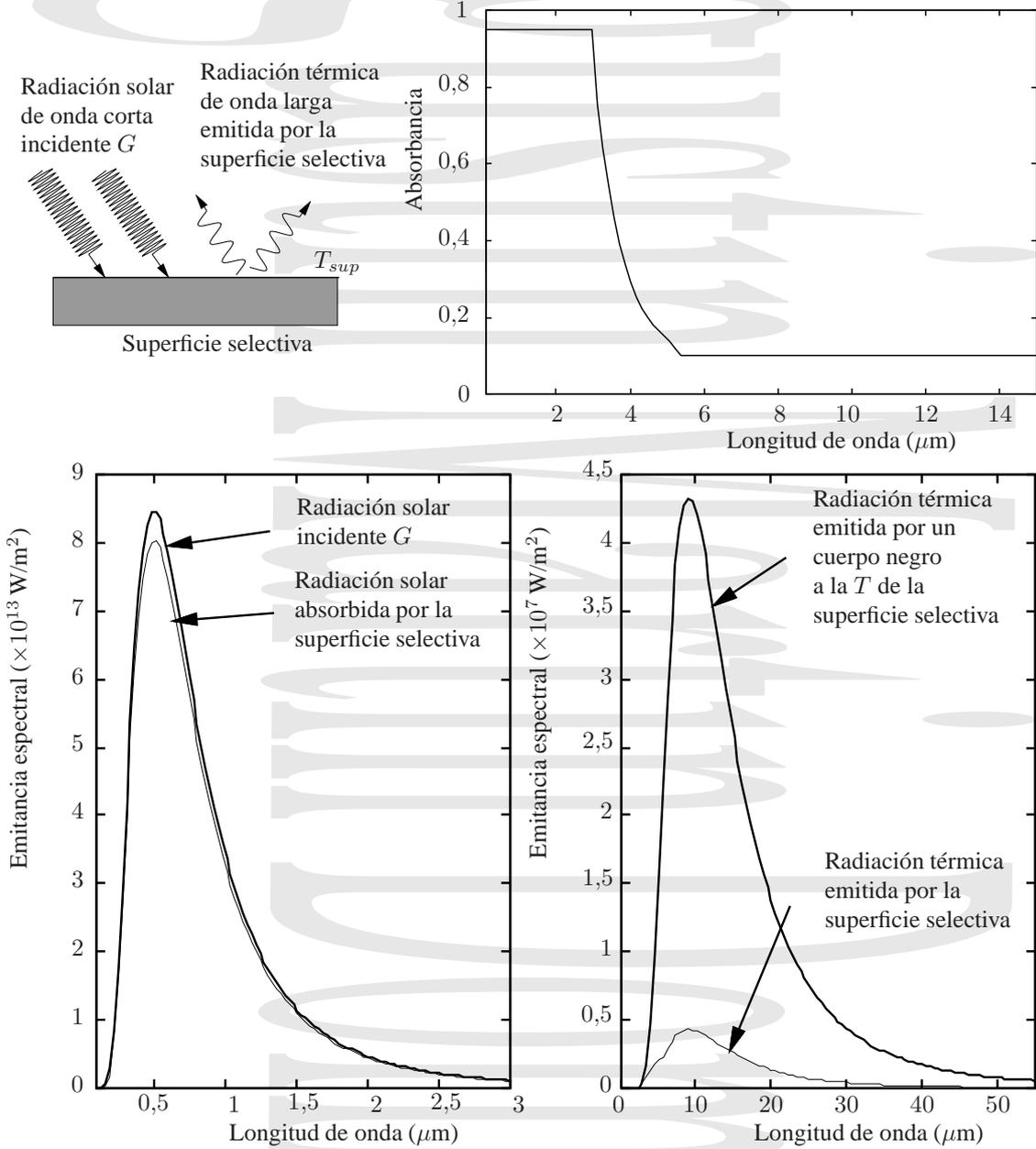


Figura 3-10 Comportamiento de una superficie selectiva típica cuyo factor de absorción espectral (y emisividad espectral) son las dadas en la figura. La radiación solar incidente (de onda más corta) es en su mayor parte absorbida por la superficie. Sin embargo como la superficie a su temperatura emite en el infrarrojo, a una longitud de onda más larga, su emisión es considerablemente más baja que la de un cuerpo negro a esa temperatura. Así absorbe bien en el visible, pero emite mal en el infrarrojo, dando como resultado un calentamiento hasta que se alcanza una temperatura a la que la emisión iguale a la absorción. Esta temperatura puede ser mayor que la temperatura que alcanzaría un cuerpo negro en las mismas condiciones.

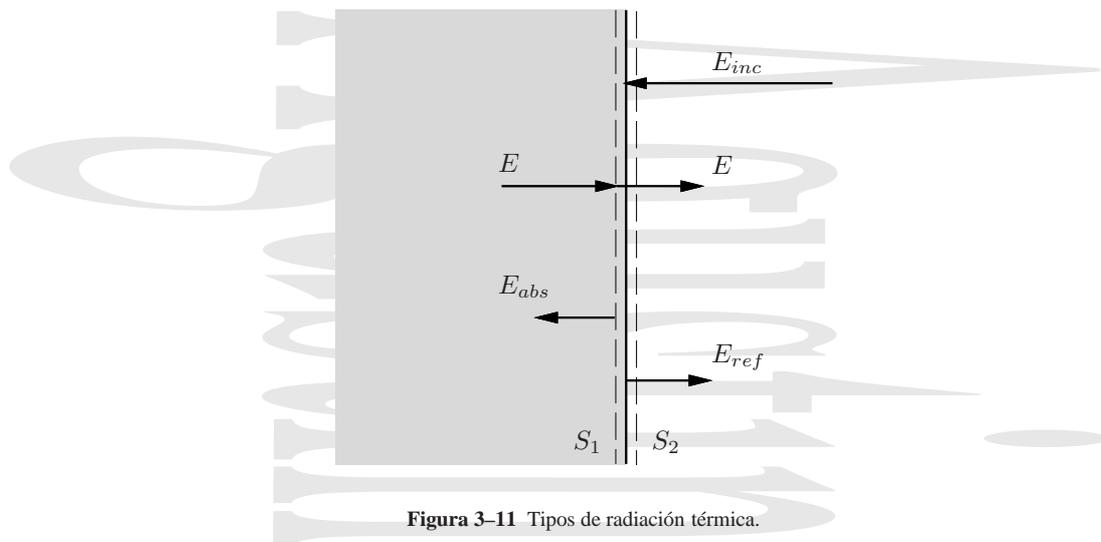


Figura 3–11 Tipos de radiación térmica.

Estas superficies, llamadas superficies selectivas, pueden alcanzar una temperatura T_s en el estado estacionario mayor que la que alcanzaría un cuerpo negro en esa misma situación.

Veamos un ejemplo de esto. Si G es la energía solar incidente por unidad de tiempo y de superficie, en el estado estacionario se cumplirá, para un cuerpo negro, que:

$$G = \sigma T_n^4 \Rightarrow T_n^4 = \frac{G}{\sigma} \quad (3-23)$$

mientras que para una superficie selectiva con $\alpha_{vis} = 0,9$ y $\epsilon_{ir} = 0,1$, se tiene que:

$$\alpha G = \epsilon \sigma T_s^4 \Rightarrow T_s^4 = \frac{\alpha_{vis} G}{\epsilon_{ir} \sigma} = 9 \frac{G}{\sigma} \quad (3-24)$$

De este modo, si $G = 1 \text{ kWm}^{-2}$, la temperatura en el estado estacionario para el cuerpo negro es de 364 K, mientras que para la superficie selectiva con las características anteriores sería de 631 K.

El hecho de que ϵ no sea igual a α no va en contra de la ley de Kirchoff, ya que esta decía que ambos coeficientes eran iguales, pero en el equilibrio térmico, es decir, a la misma temperatura (A la misma longitud de onda). Así una superficie selectiva ideal sería un excelente emisor en el visible ($\alpha_{vis} \simeq \epsilon_{vis}$), emitiendo casi como un cuerpo negro. Sin embargo, como lo que emite en el visible un cuerpo negro a 40°C es prácticamente despreciable, emitirá muy poco. Asimismo, es un pésimo absorbente en el infrarrojo lejano ($\alpha_{ir} \simeq \epsilon_{ir}$), pero como la componente de la radiación solar en ese rango es muy pequeña, apenas se deja de captar energía solar por esa razón.

3.5. Radiación directa entre cuerpos a distinta temperatura.

3.5.1. Radiación efectiva.

Hemos visto que un cuerpo emite una radiación propia por encontrarse a una cierta temperatura, y habíamos denominado a la densidad del flujo radiante propio emitancia o poder emisivo E . Esta emisión propia se hace a costa de su energía interna y viene determinada por su temperatura, material y estado de la superficie. Si no incidiera ninguna radiación sobre el cuerpo de éste saldría únicamente la radiación propia. Consideremos un cuerpo en el que la transmisión es despreciable y por tanto $\tau = 0$ y por consiguiente $\rho + \alpha = 1$ (Figura 3–11). Sobre éste incidirá la radiación E_{inc} procedente de otros cuerpos. Una parte E_{abs} de esta radiación es absorbida por el cuerpo, mientras que la parte restante E_{ref} es reflejada por la superficie. Además, el cuerpo emite su radiación propia. A la radiación total que sale del cuerpo se le denomina *radiación efectiva o emergente* con una densidad efectiva de flujo radiante q_{ef} [Wm^{-2}]:

$$q_{ef} = E + E_{ref} = E + \rho E_{inc} = E + (1 - \alpha) E_{inc} \quad (3-25)$$

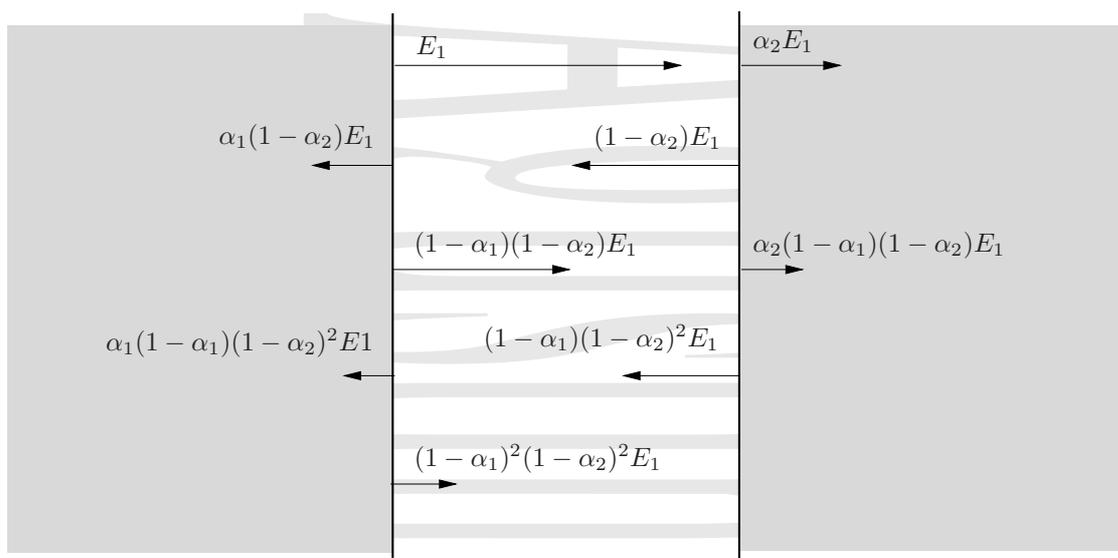


Figura 3-12 Método de las reflexiones múltiples para analizar la transferencia de calor por radiación entre planos infinitos y paralelos.

Al flujo térmico que incluye tanto la radiación emergente de la superficie como la incidente sobre la misma se le denomina flujo térmico neto o resultante, designándose a la densidad neta de flujo radiante o resultante como q_{neto} . Consideremos el flujo térmico neto a través de dos superficies imaginarias S_1 y S_2 . S_1 es una superficie que se encuentra dentro del cuerpo muy cerca de su superficie, de modo que la radiación reflejada le es ajena y S_2 es una superficie que se encuentra fuera del cuerpo, pero muy próxima a su superficie, de modo que la radiación absorbida le es ajena. Se puede calcular la densidad neta del flujo térmico en cualquiera de las dos superficies:

$$q_{neto} = E - E_{abs} = E - \alpha E_{inc} \quad (3-26a)$$

$$q_{neto} = E + E_{ref} - E_{inc} = q_{ef} - E_{inc} \quad (3-26b)$$

que, eliminando E_{inc} entre las dos ecuaciones da:

$$q_{ef} = \frac{1}{\alpha} [E - (1 - \alpha)q_{neto}] \quad (3-27)$$

con el convenio de signos para q (+) hacia la derecha del cuerpo (el exterior) y (-) hacia la izquierda del cuerpo (el interior). El flujo radiante neto Φ_{ef} en función del flujo radiante neto Φ_{neto} vendrá dado por:

$$\Phi_{ef} = \frac{1}{\alpha} [\Phi_{em} - (1 - \alpha)\Phi_{neto}] \quad (3-28)$$

con el mismo convenio de signos.

3.5.2. Planos infinitos y paralelos.

Método de las reflexiones múltiples (con $\tau \sim 0$).

Estudiamos a continuación el caso del intercambio de calor por radiación entre dos planos infinitos y paralelos. El primer método que utilizaremos es el de las reflexiones múltiples y nos limitaremos a sistemas que satisfagan las siguientes condiciones:

- $\epsilon = \alpha$ es independiente de T para cada uno de los dos planos, así como del punto de la superficie.
- Existe una distribución uniforme de temperaturas en la superficie.
- No hay transferencia de calor dentro del sólido ni por conducción ni por convección.

- Estamos en el estado estacionario.

En este caso, ocurre lo siguiente, como se muestra en la figura 3-12.

- El plano 1 emite con una emitancia E_1 .
- El plano 2 absorbe α_2 y emite $(1 - \alpha_2)E_1$.
- El plano 1 absorbe $\alpha_1(1 - \alpha_2)E_1$ y emite $(1 - \alpha_1)(1 - \alpha_2)E_1$.
- El plano 2 absorbe $\alpha_2(1 - \alpha_1)(1 - \alpha_2)E_1$ y emite $(1 - \alpha_1)(1 - \alpha_2)^2E_1$.
- ...

Y así sucesivamente. Algo similar ocurre con la E_2 emitida originalmente por el cuerpo 2. De la energía que ha emitido el cuerpo 1, ese mismo cuerpo 1 absorbe una energía:

$$E_{1 \rightarrow 1} = E_1(1 + k + k^2 + \dots)(1 - \alpha_2)\alpha_1 = E_1 \left(\frac{1}{1 - k} \right) (1 - \alpha_2)\alpha_1$$

donde se ha introducido $k = (1 - \alpha_1)(1 - \alpha_2)$. De la energía que ha emitido el cuerpo 2, el cuerpo 1 absorbe:

$$E_{2 \rightarrow 1} = E_2(1 + k + k^2 + \dots)\alpha_1 = \frac{\alpha_1}{1 - k}E_2$$

La densidad del flujo radiante neto (potencia por unidad de superficie) será la diferencia entre lo que sale y lo que entra:

$$q_{neto} = E_1 - E_{1 \rightarrow 1} - E_{2 \rightarrow 1} = E_1 - E_1 \left(\frac{1}{1 - k} \right) (1 - \alpha_2)\alpha_1 - \frac{\alpha_1}{1 - k}E_2$$

que, operando da:

$$q_{neto} = \frac{\alpha_2 E_1 - \alpha_1 E_2}{\alpha_1 + \alpha_2 - \alpha_1 \alpha_2} = \frac{\frac{E_1}{\alpha_1} - \frac{E_2}{\alpha_2}}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\alpha_2} - 1} \quad (3-29)$$

En este caso, el cálculo es relativamente sencillo, pero este método se complica mucho cuando hay que considerar otras geometrías. Nótese que aquí hemos estudiado el caso general y por tanto no tiene por qué ser cierto para los valores globales que $\epsilon = \alpha$, aunque sí lo sea para los valores espectrales. Más adelante se estudiará el caso de los planos grises en los que además $\epsilon = \alpha$.

Si uno de los dos planos, por ejemplo el 1, es una superficie negra perfecta con $\alpha_1 = 1$, la densidad neta del flujo térmico es:

$$q_{neto} = \alpha_2 E_1 - E_2$$

Método de la radiación neta.

Repetiremos ahora este mismo cálculo, pero ahora con un segundo método que a menudo es más útil que el que acabamos de presentar. Para ello utilizaremos el concepto y las fórmulas obtenidas para la radiación efectiva. La densidad neta de flujo radiante entre 1 y 2 será la diferencia entre las densidades efectivas de flujo radiante que salen de cada uno de los cuerpos:

$$q_{neto}^{1 \rightarrow 2} = q_1^{ef} - q_2^{ef} \quad (3-30)$$

La radiación efectiva que sale de cada uno de los cuerpos viene dada por:

$$q_1^{ef} = \frac{1}{\alpha_1} [E_1 - (1 - \alpha_1)q_{neto}^{1 \rightarrow 2}] \quad (3-31a)$$

$$q_2^{ef} = \frac{1}{\alpha_2} [E_2 - (1 - \alpha_2)q_{neto}^{2 \rightarrow 1}] \quad (3-31b)$$

En condiciones de radiación en el estado estacionario $q_{neto}^{1 \rightarrow 2} = -q_{neto}^{2 \rightarrow 1}$ que, substituyendo en la ecuación (3-30) nos da de nuevo la ecuación (3-29), pero de una forma mucho más sencilla que cuando utilizamos el método de las reflexiones múltiples.

Método de la radiación efectiva.

Repitamos ahora el cálculo del intercambio de calor por radiación entre dos planos infinitos y paralelos por un tercer método muy relacionado con el anterior, el método de la radiación efectiva. Anteriormente vimos que $q_{ef} = E + E_{ref} = E + \rho E_{inc}$. Si además tenemos en cuenta que estamos considerando el caso $\tau = 0 \Rightarrow \rho = 1 - \alpha$ se obtiene, para las radiaciones efectivas que salen de 1 y 2, el sistema de ecuaciones:

$$q_1^{ef} = E_1 + (1 - \alpha_1)q_{ef2} \quad (3-32a)$$

$$q_2^{ef} = E_2 + (1 - \alpha_2)q_{ef1} \quad (3-32b)$$

Resolviendo este sistema de ecuaciones se obtiene:

$$q_1^{ef} = \frac{E_1 + E_2 - \alpha_1 E_2}{\alpha_1 + \alpha_2 - \alpha_1 \alpha_2}$$

$$q_2^{ef} = \frac{E_1 + E_2 - \alpha_2 E_1}{\alpha_1 + \alpha_2 - \alpha_1 \alpha_2}$$

que, substituyendo en la ecuación (3-30) da directamente la ecuación (3-29), pero de nuevo de una forma mucho menos complicada que en el método de las reflexiones múltiples, y además más aplicable a otras geometrías.

3.5.3. Intercambio de calor por radiación entre planos grises infinitos y paralelos

Densidad neta de flujo radiante entre dos planos grises infinitos y paralelos.

Obtengamos ahora el cálculo final reemplazando en la ecuación (3-29) el valor del poder emisivo de cada uno de los planos dado por la ley de Stefan Boltzmann:

$$E_1 = \epsilon_1 \sigma T_1^4 \quad E_2 = \epsilon_2 \sigma T_2^4 \quad (3-33)$$

que da, teniendo en cuenta la ley de Kirchoff para planos grises ($\alpha = \epsilon$),

$$q_{neto}^{1 \rightarrow 2} = \frac{\sigma(T_1^4 - T_2^4)}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\alpha_2} - 1} = \alpha_{12} \sigma (T_1^4 - T_2^4) \quad (3-34)$$

donde α_{12} es la absorbancia reducida del sistema, que para este sistema geométrico concreto es:

$$\alpha_{12} = \left[\frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\alpha_2} - 1 \right]^{-1} \quad (3-35)$$

Para el caso de dos planos negros, se tiene que $\alpha_1 = \alpha_2 = 1$, y que $\rho_1 = \rho_2 = \tau_1 = \tau_2 = 0$, quedando la relación ya conocida:

$$q_{neto}^{1 \rightarrow 2} = \sigma (T_1^4 - T_2^4) \quad (3-36)$$

Si solo uno de los dos planos es negro, por ejemplo, $\alpha_1 = 1$, se tiene que $\alpha_{12} = \alpha_2$, y

$$q_{neto}^{1 \rightarrow 2} = \alpha_2 \sigma (T_1^4 - T_2^4)$$

Si uno de los planos es muy reflectante ($\rho \approx 1$) se tiene que $\alpha \approx 0$ y por tanto $\alpha_{12} \approx 0$. En estas condiciones, el intercambio de calor por radiación es muy pequeño.

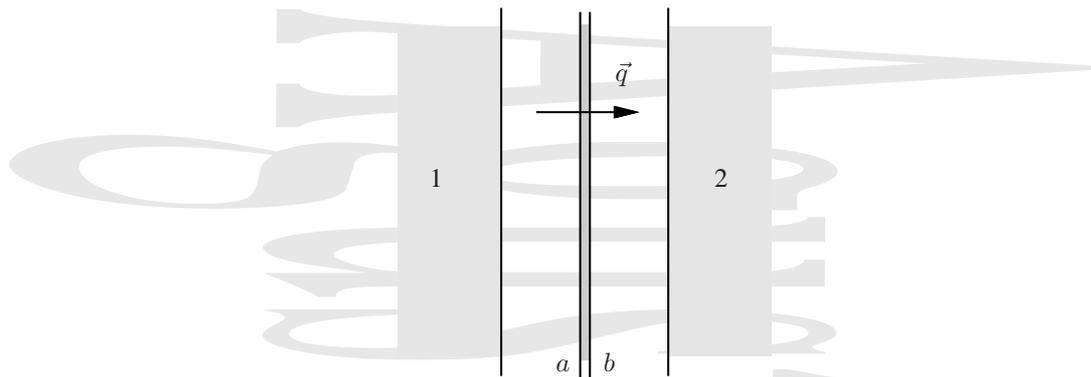


Figura 3-13 Efecto de un apantallamiento en la transmisión del calor por radiación entre dos planos infinitos y paralelos.

Efecto de las pantallas.

Estudiaremos ahora el efecto de una pantalla de superficies grises en la transmisión de calor por radiación entre dos planos grises infinitos y paralelos en una situación como la que se muestra en la figura (3-13). Al tratarse de cuerpos grises $\epsilon = \alpha$ y a partir de la ecuación (3-34) escribimos, en régimen estacionario, las ecuaciones para la transferencia de calor entre uno de los planos y la cara de la pantalla que le corresponde y el otro plano y su correspondiente cara de la pantalla,

$$\left[\frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\alpha_a} - 1 \right] \frac{q_{neto}}{\sigma} = T_1^4 - T_p^4 \quad (3-37a)$$

$$\left[\frac{1}{\alpha_b} + \frac{1}{\alpha_2} - 1 \right] \frac{q_{neto}}{\sigma} = T_p^4 - T_2^4 \quad (3-37b)$$

donde hemos supuesto por simplicidad que la temperatura en la pantalla es uniforme T_p y q_{neto} es el mismo en ambos casos al limitarnos a régimen estacionario. Si sumamos ambas ecuaciones y despejamos q_{neto} se obtiene la expresión

$$q_{neto} = \frac{\sigma(T_1^4 - T_2^4)}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\alpha_2} + \frac{1}{\alpha_a} + \frac{1}{\alpha_b} - 2} \quad (3-38)$$

Si una de las superficies de la pantalla está muy pulimentada y tiene una alta reflectividad el coeficiente de absorción será muy bajo y por tanto q_{neto} será muy bajo. Nótese que no es necesario que las dos superficies de la pantalla lo sean, basta con que lo sea una.

Si todos los planos y las superficies de la pantalla tienen la misma emisividad, de (3-38) se tiene que q_{neto} con la pantalla pasa a ser la mitad del que habría habido sin la pantalla. Asimismo, si se tienen n pantallas y todas las superficies implicadas tienen la misma emisividad,

$$q_{n \text{ pant.}}^{neto} = \frac{1}{n+1} q_{sin \text{ pant.}}^{neto} \quad (3-39)$$

3.5.4. Transferencia de calor por radiación entre un cuerpo y su entorno.

Consideremos ahora dos cuerpos, uno de los cuales rodea completamente al otro, no habiendo pantallas entre ambos. El cuerpo 1 es un cuerpo convexo y el cuerpo 2 cóncavo, siendo sus superficies respectivas S_1 y S_2 , sus absorbancias α_1 y α_2 y sus temperaturas T_1 y T_2 , con $T_1 > T_2$.

El flujo radiante neto será:

$$\Phi_{neto}^{1 \rightarrow 2} = \Phi_1^{ef} - F_{21} \Phi_2^{ef} \quad (3-40)$$

donde F_{21} es el factor de forma, que da la fracción de la energía total emitida por 2 que es capturada por 1. F_{12} es 1 al ser el cuerpo 1 convexo (no captura nada de su propia energía, toda la captura el cuerpo 2) y el cuerpo 2 envolverlo y

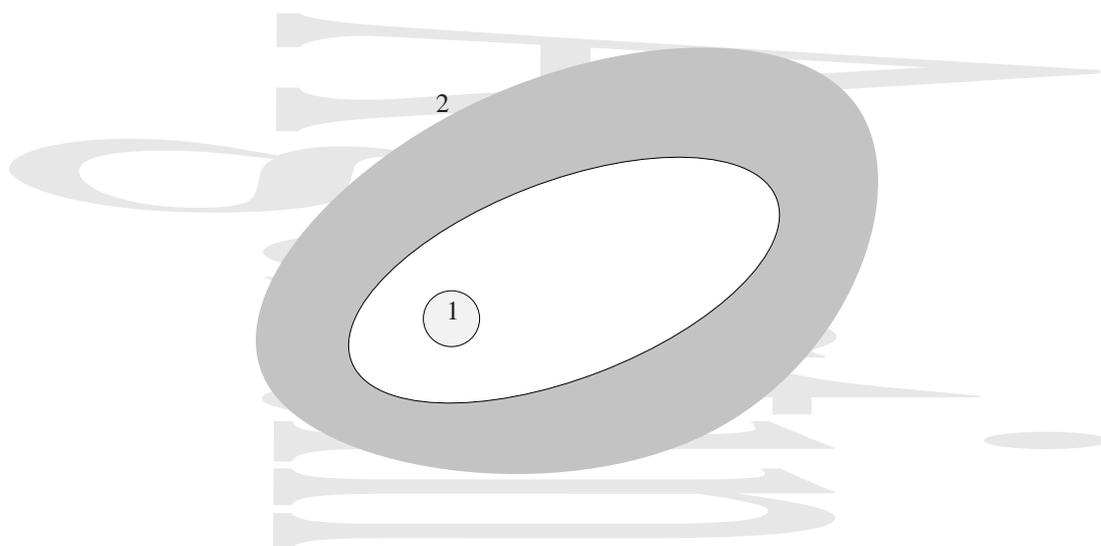


Figura 3-14 Dos cuerpos, uno de los cuales rodea completamente al otro.

por la misma razón $F_{11} = 0$. F_{22} no es uno, ya que parte de la energía que emite es capturada por el cuerpo 1, ni cero, ya que captura parte de su energía emitida, sino $F_{22} = 1 - F_{21}$. Esto caracteriza la fracción de la energía emitida por el cuerpo 2 que es absorbida por sí mismo.

El flujo radiante efectivo que abandona cada uno de los cuerpos es:

$$\Phi_1^{ef} = \left(1 - \frac{1}{\alpha_1}\right) \Phi_{neto}^{1 \rightarrow 2} + \frac{\Phi_1}{\alpha_1} \quad (3-41a)$$

$$\Phi_2^{ef} = \left(1 - \frac{1}{\alpha_2}\right) \Phi_{neto}^{2 \rightarrow 1} + \frac{\Phi_2}{\alpha_2} \quad (3-41b)$$

Sustituyendo estos valores en la ecuación (3-40) y teniendo en cuenta que, en el estado estacionario, $\Phi_{neto}^{1 \rightarrow 2} = -\Phi_{neto}^{2 \rightarrow 1}$ se obtiene:

$$\Phi_{neto}^{1 \rightarrow 2} = \frac{\frac{\Phi_1}{\alpha_1} - \frac{\Phi_2}{\alpha_2} F_{21}}{\frac{1}{\alpha_1} + \left(\frac{1}{\alpha_2} - 1\right) F_{21}} \quad (3-42)$$

Escribiendo los flujos radiantes propios Φ_1 y Φ_2 en función de las superficies y emisividades de cada cuerpo,

$$\Phi_1 = S_1 \epsilon_1 \sigma T_1^4 \quad \Phi_2 = S_2 \epsilon_2 \sigma T_2^4$$

queda, para el flujo radiante neto:

$$\Phi_{neto}^{1 \rightarrow 2} = \frac{\frac{S_1 \epsilon_1 \sigma T_1^4}{\alpha_1} - \frac{S_2 \epsilon_2 \sigma T_2^4}{\alpha_2} F_{21}}{\frac{1}{\alpha_1} + \left(\frac{1}{\alpha_2} - 1\right) F_{21}} \quad (3-43)$$

Estimemos ahora cual es el factor de forma. Este es un factor puramente geométrico, por lo que no dependerá de la diferencia de temperaturas entre los dos cuerpos. Así, estudiaremos el problema en el equilibrio térmico, con ambos cuerpos a la misma temperatura. En este caso, $\Phi_{neto}^{1 \rightarrow 2} = 0$, quedando la ecuación anterior como:

$$\frac{\epsilon_1}{\alpha_1} S_1 - \frac{\epsilon_2}{\alpha_2} F_{21}$$

que da:

$$F_{21} = \frac{\alpha_2 \epsilon_1 S_1}{\alpha_1 \epsilon_2 S_2} \quad (3-44)$$

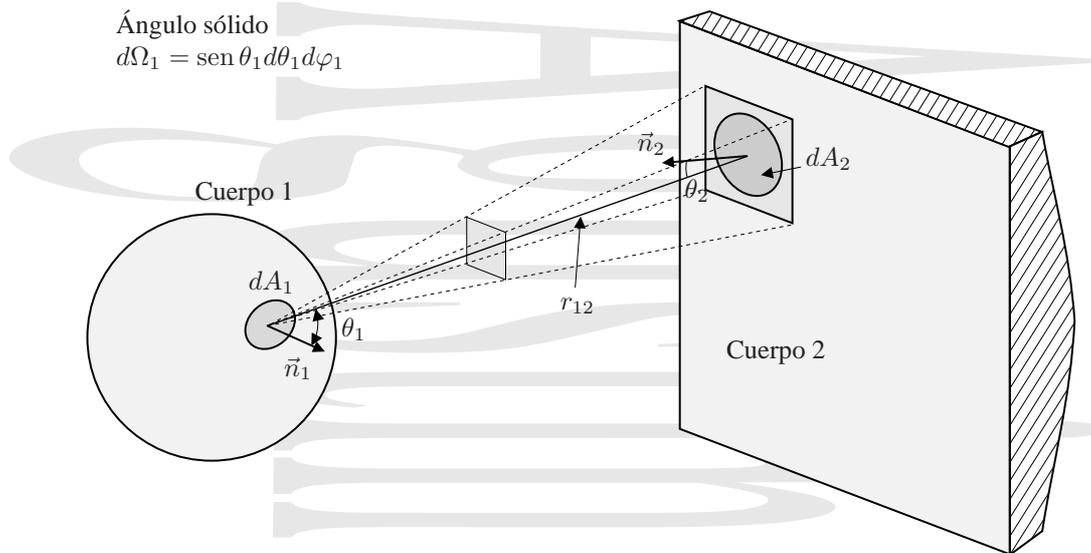


Figura 3-15 El factor de forma.

Como según la ley de Kirchoff, en el equilibrio térmico $\epsilon = \alpha$, se tiene que, para este caso de un cuerpo completamente envuelto por el otro, el factor de forma es:

$$F_{21} = \frac{S_1}{S_2} \quad (3-45)$$

En el caso general, el factor de forma depende de la geometría del sistema y de sus propiedades ópticas, pero no de la diferencia de temperaturas entre los dos cuerpos, al ser un factor puramente geométrico.

Si los planos son grises, $\alpha_1 = \epsilon_1$ y $\alpha_2 = \epsilon_2$ y el resultado anterior da, para el flujo radiante neto:

$$\Phi_{neto}^{1 \rightarrow 2} = \frac{\sigma \left[S_1 T_1^4 - S_2 \frac{S_1}{S_2} T_2^4 \right]}{\frac{1}{\alpha_1} + \left(\frac{1}{\alpha_2} - 1 \right) \frac{S_1}{S_2}} = S_1 \sigma (T_1^4 - T_2^4) \alpha_{red} \quad (3-46)$$

donde α_{red} es el coeficiente de absorción reducido para este sistema de un cuerpo completamente envuelto por el otro:

$$\alpha_{red} = \left[\frac{1}{\alpha_1} + \left(\frac{1}{\alpha_2} - 1 \right) \frac{S_1}{S_2} \right]^{-1} \quad (3-47)$$

El caso extremo $S_1 \approx S_2$ (cuerpos en contacto completo) se obtiene el mismo resultado que para las placas plano-paralelas. Otro caso extremo es cuando $S_1 \ll S_2$ que da $\frac{S_1}{S_2} \rightarrow 0$ y por tanto $F_{21} = 0$. Si sólo el cuerpo 2 es un cuerpo negro, $\alpha_2 = 1$ y se tiene que $\alpha_{red} = \alpha_1$. Finalmente, si ambos son cuerpos negros, $\alpha_1 = \alpha_2 = 1$ lo que da $\Phi_{neto}^{1 \rightarrow 2} = \sigma S_1 (T_1^4 - T_2^4)$

3.5.5. El factor de forma.

Veamos como se calcula el *factor de forma* o *factor de intercambio de radiación* en el caso general.

Consideremos dos elementos de superficie dA_1 y dA_2 que se ven mutuamente. Consideremos la energía radiada desde dA_1 en un ángulo sólido $\text{sen } \theta_1 d\theta_1 d\psi_1$ situado alrededor de r_{12} , suficientemente grande para que dA_2 quede

completamente comprendida dentro del haz que subtiende ese ángulo sólido. Esta energía radiada en la unidad de tiempo será, si se cumple la ley de Lambert, y ambas superficies son negras:

$$I dA_{1\text{ vista}} d\Omega_1 = I_\theta dA_1 d\Omega_1 = \left(\frac{\sigma T_1^4}{\pi} \cos \theta_1 \right) dA_1 \sin \theta_1 d\theta_1 d\psi_1 \quad (3-48)$$

La fracción de la energía proveniente de la superficie dA_1 en el ángulo sólido $d\Omega_1$ que es interceptada por la superficie dA_2 será el cociente entre el área de dA_2 proyectada sobre un plano perpendicular al radio vector r_{12} (área de dA_2 vista desde dA_1) y el área formada por la intersección del ángulo sólido $\sin \theta_1 d\theta_1 d\psi_1$ con una esfera de radio r_{12} centrada en dA_1 :

$$\frac{dA_2 \cos \theta_2}{r_{12}^2 \sin \theta_1 d\theta_1 d\psi_1}$$

por lo que el flujo radiante de dA_1 a dA_2 será:

$$\begin{aligned} d\Phi^{1 \rightarrow 2} &= \frac{\sigma T_1^4}{\pi} \cos \theta_1 \sin \theta_1 d\theta_1 d\psi_1 dA_1 \frac{dA_2 \cos \theta_2}{r_{12}^2 \sin \theta_1 d\theta_1 d\psi_1} = \\ &= \frac{\sigma T_1^4 \cos \theta_1 \cos \theta_2}{\pi r_{12}^2} dA_1 dA_2 \end{aligned} \quad (3-49)$$

Análogamente, el flujo radiante de dA_2 a dA_1 (energía radiante que sale de dA_2 y es interceptada por dA_1 en la unidad de tiempo) será:

$$d\Phi^{2 \rightarrow 1} = \frac{\sigma T_2^4 \cos \theta_1 \cos \theta_2}{\pi r_{12}^2} dA_1 dA_2 \quad (3-50)$$

De este modo, el flujo radiante neto entre dA_1 y dA_2 , cuando ambas superficies son negras, queda:

$$d\Phi_{\text{neto}}^{1 \rightarrow 2} = d\Phi^{1 \rightarrow 2} - d\Phi^{2 \rightarrow 1} = \frac{\sigma}{\pi} (T_1^4 - T_2^4) \frac{\cos \theta_1 \cos \theta_2}{r_{12}^2} dA_1 dA_2 \quad (3-51)$$

quedando el flujo radiante neto entre los cuerpos negros 1 y 2 :

$$\Phi_{\text{neto}}^{1 \rightarrow 2} = \frac{\sigma}{\pi} (T_1^4 - T_2^4) \iint \frac{\cos \theta_1 \cos \theta_2}{r_{12}^2} dA_1 dA_2 \quad (3-52)$$

donde la integración está restringida a las parejas de superficies elementales dA_1 y dA_2 que se ven mutuamente. Este resultado se suele expresar en la forma:

$$\Phi_{\text{neto}}^{1 \rightarrow 2} = A_1 F_{12} \sigma (T_1^4 - T_2^4) = A_2 F_{21} \sigma (T_1^4 - T_2^4) \quad (3-53)$$

donde se han introducido los factores de forma:

$$F_{12} = \frac{1}{\pi A_1} \iint \frac{\cos \theta_1 \cos \theta_2}{r_{12}^2} dA_1 dA_2 \quad (3-54a)$$

El factor de forma F_{12} representa la fracción de la radiación que sale de 1 que es interceptada por 2, mientras que la fracción de la energía que sale de 2 que es interceptada por 1 viene dada por el factor de forma F_{21} :

$$F_{21} = \frac{1}{\pi A_2} \iint \frac{\cos \theta_1 \cos \theta_2}{r_{12}^2} dA_1 dA_2 \quad (3-54b)$$

Evidentemente, se cumple la relación de reciprocidad

$$A_1 F_{12} = A_2 F_{21} \quad (3-55)$$

Si ambas superficies son grises, la ecuación (3-53) se transforma en

$$\Phi_{\text{neto}}^{1 \rightarrow 2} = A_1 F_{12} \epsilon_1 \sigma T_1^4 - A_2 F_{21} \epsilon_2 \sigma T_2^4 = A_1 F_{12} \sigma (\epsilon_1 T_1^4 - \epsilon_2 T_2^4) = A_2 F_{21} \sigma (\epsilon_1 T_1^4 - \epsilon_2 T_2^4) \quad (3-56)$$

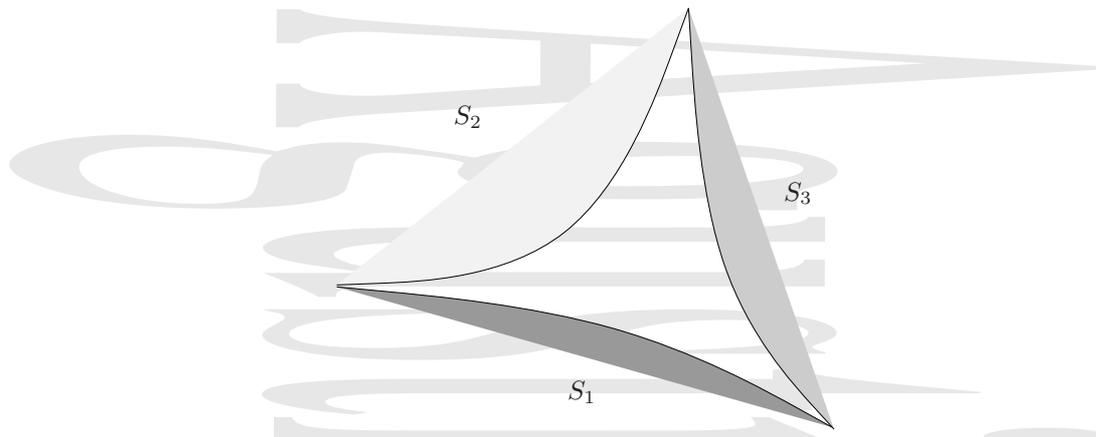


Figura 3-16 Cálculo del factor de forma para el caso de un recinto cerrado delimitado por tres paredes convexas S_1 , S_2 , S_3 en general de distintos materiales.

3.5.6. Intercambio de calor por radiación en un recinto de paredes convexas de distintos materiales.

Veamos ahora como calcular los factores de forma y la magnitud del intercambio de calor por radiación para un caso particular importante. Este caso particular es el de un recinto cerrado limitado por tres paredes convexas que pueden, en general, ser de de distintos materiales. La importancia de este caso que en principio parece tan específico radica en que muchos problemas de factores de forma en recintos más complejos pueden descomponerse en varios problemas de factores de forma en un recinto cerrado o casi cerrado delimitado por tres paredes convexas.

Obtención de los factores de forma.

Consideremos las superficies convexas S_1 , S_2 y S_3 de la figura. Como son superficies convexas, la radiación emitida por cada una de ellas va a las demás, pero no a sí misma, esto es, no se autoirradian. Por tanto, se tiene para los factores de forma de autoirradiación

$$F_{11} = F_{22} = F_{33} = 0 \quad (3-57)$$

Para un recinto cerrado, la suma de los factores de forma para cada superficie debe ser la unidad. Como las superficies son además convexas y por tanto, los factores de forma de autoirradiación son 0, se tiene que

$$F_{11} + F_{12} + F_{13} = F_{12} + F_{13} = 1 \quad (3-58a)$$

$$F_{21} + F_{22} + F_{23} = F_{21} + F_{23} = 1 \quad (3-58b)$$

$$F_{31} + F_{32} + F_{33} = F_{31} + F_{32} = 1 \quad (3-58c)$$

Introduzcamos ahora un nuevo elemento para simplificar los cálculos. Se denominan superficies efectivas a las superficies

$$H_{ij} = S_i F_{ij} \quad (3-59)$$

que tal como están definidas cumplen la condición

$$H_{ij} = H_{ji} \quad (3-60)$$

En función de estas superficies efectivas, la ecuación (3-58a) se escribe como

$$\begin{aligned} H_{12} + H_{13} &= S_1 \\ H_{21} + H_{23} &= S_2 \\ H_{31} + H_{32} &= S_3 \end{aligned} \quad (3-61)$$

Si tenemos en cuenta que

$$\begin{aligned} H_{12} &= H_{21} \\ H_{13} &= H_{31} \\ H_{23} &= H_{32} \end{aligned} \quad (3-62)$$

la suma de las ecuaciones (3-61) da como resultado

$$H_{12} + H_{13} + H_{23} = \frac{1}{2}(S_1 + S_2 + S_3) \quad (3-63)$$

Restando de esta expresión cada una de las ecuaciones (3-61) se tiene

$$\begin{aligned} H_{12} &= \frac{1}{2}(S_1 + S_2 - S_3) \\ H_{13} &= \frac{1}{2}(S_1 + S_3 - S_2) \\ H_{23} &= \frac{1}{2}(S_2 + S_3 - S_1) \end{aligned} \quad (3-64)$$

que da, para los factores de intercambio de calor por radiación entre las superficies convexas S_1 , S_2 y S_3 los resultados

$$F_{12} = \frac{S_1 + S_2 - S_3}{2S_1} \quad (3-65a)$$

$$F_{13} = \frac{S_1 + S_3 - S_2}{2S_1} \quad (3-65b)$$

$$F_{21} = \frac{S_1 + S_2 - S_3}{2S_2} \quad (3-65c)$$

$$F_{23} = \frac{S_2 + S_3 - S_1}{2S_2} \quad (3-65d)$$

$$F_{31} = \frac{S_2 + S_3 - S_1}{2S_3} \quad (3-65e)$$

$$F_{32} = \frac{S_2 + S_3 - S_1}{2S_3} \quad (3-65f)$$

Es decir, la fracción de la energía emitida por una superficie que es recibida por otra es la suma de las superficies entre las que se calcula el factor de forma menos la otra superficie, y todo ello dividido por el doble de la superficie emisora.

Intercambio de calor por radiación entre dos placas paralelas semiinfinitas.

Trataremos ahora un ejemplo de aplicación de lo que se acaba de ver. En la sección 3.5.2 ya se estudió el problema de la transferencia de calor por radiación entre dos planos grises infinitos y paralelos. Ahora abordaremos un problema distinto, representado en la figura 3-17, el de la transferencia de calor por radiación entre dos planos paralelos semi-infinitos (de anchura a) separados una distancia h . En estas condiciones, es evidente que de la radiación emitida por el plano 1 no llega nada al mismo, esto es, $F_{11} = 0$.

Para estudiar este problema y obtener el factor de forma correspondiente, consideraremos el recinto cerrado ABCD, delimitado por las 4 paredes AB, BD, DC y CA, dos reales y dos ficticias. Para la radiación emitida desde la superficie 1 debe cumplirse que la suma de los factores de forma ha de ser la unidad, esto es,

$$F_{12} + F_{1AC} + F_{1DB} + F_{11} = F_{12} + F_{1AC} + F_{1DB} = 1$$

es decir, que

$$F_{12} = 1 - F_{1AC} - F_{1DB}.$$

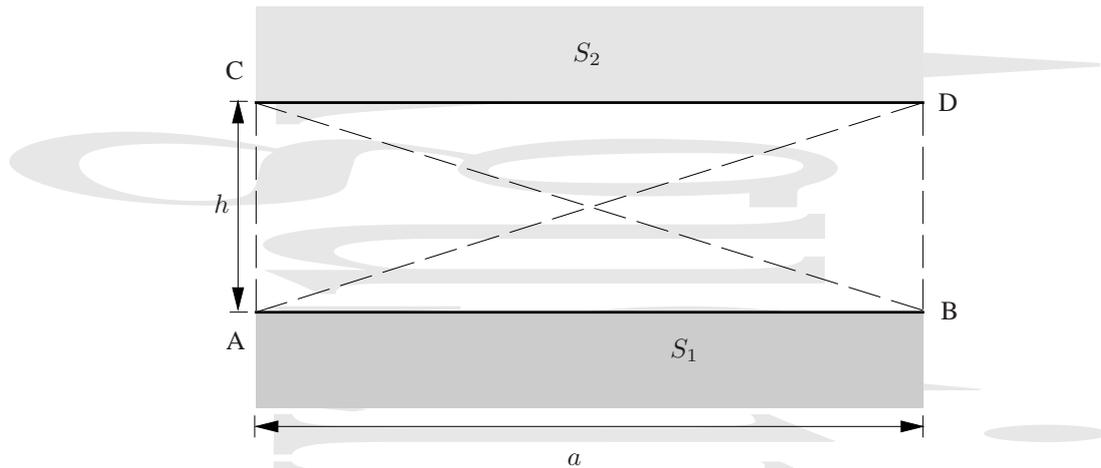


Figura 3-17 Cálculo del factor de forma para el intercambio de calor por radiación entre dos placas semiinfinitas de anchura a , separadas una distancia h .

Ahora bien, cuando se consideran los recintos cerrados ACB y ADB (de nuevo mezclamos superficies reales e imaginarias) formados por tres superficies convexas (planas, es decir en el límite, pero lo suficiente para que no haya autoirradiación) se tiene el caso tratado en la sección anterior y por tanto, los factores de forma F_{1AC} y F_{2DB} se pueden escribir como

$$F_{1AC} = \frac{S_1 + S_{AC} - S_{BC}}{2S_1} \quad \text{y} \quad F_{1DB} = \frac{S_1 + S_{DB} - S_{AD}}{2S_1}. \quad (3-66)$$

Como la anchura de las dos placas es la misma, $S_1 = S_2 = a$. La longitud L de las placas es también la misma (e infinita), por lo que los valores de las superficies $S_{AC} = S_{DB}$ y $S_{BC} = S_{AD}$ son respectivamente de

$$S_{AC} = S_{DB} = AB \cdot h = hL$$

$$S_{BC} = S_{AD} = \sqrt{a^2 + h^2} \cdot L$$

Por tanto, los factores de forma F_{1AC} y F_{1DB} quedan como

$$F_{1AC} = \frac{a + h - \sqrt{a^2 + h^2}}{2a} \quad \text{y} \quad F_{1DB} = \frac{a + h - \sqrt{a^2 + h^2}}{2a}$$

y, en definitiva, el factor de forma $F_{12} = 1 - F_{1AC} - F_{1DB}$ queda como

$$F_{12} = \frac{1}{a} \left(\sqrt{a^2 + h^2} - h \right) \quad (3-67)$$

obteniéndose así la fracción de la energía emitida por la superficie 1 que llega a la superficie 2.

Intercambio de calor por radiación entre un plano infinito y un sistema de cilindros infinitos pegados al mismo.

Otro ejemplo de aplicación es el estudio del intercambio de calor por radiación en el sistema formado por un sistema de cilindros paralelos de longitud infinita y diámetro d , con ejes separados una distancia l , en contacto con un plano infinito, como se ve en la figura 3-18.

Ahora se tendrán en consideración los recintos AC'CBB'A y ABB'DC'A, ambos recintos cerrados delimitados por tres paredes (reales o imaginarias). El factor de forma entre los cilindros y el plano de la figura será la suma de los factores de forma entre cada uno de los cilindros A y B y el plano 1,

$$F_{21} = F_{21A} + F_{21B} = 2F_{ABB'DC'A} = 2 \frac{S_1 + S_{BB'C} - S_{CC'A}}{2S_1}$$

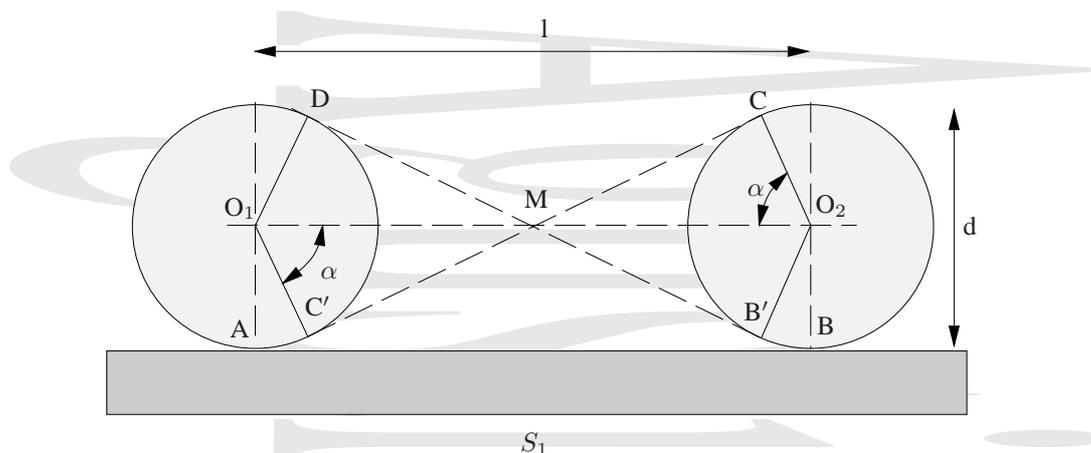


Figura 3-18 Cálculo del factor de forma para el intercambio de calor por radiación entre un plano infinito y un sistema de infinitos cilindros paralelos de diámetro d separados una distancia l .

El arco $BB'C$ viene dado por

$$\overline{BB'C} = \left(\frac{\pi}{2} + \alpha\right) \frac{d}{2}$$

y los lados del triángulo rectángulo $O_1C'M$ cumplen la relación

$$\frac{d^2}{4} + (\overline{C'M})^2 = \frac{l^2}{4}$$

por lo que la distancia $C'M$ es

$$\overline{C'M} = \sqrt{\frac{l^2}{4} - \frac{d^2}{4}}$$

Así, la longitud $CC'A = C'A + 2C'M$ queda

$$CC'A = \left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right) \frac{d}{2} + 2\sqrt{\frac{l^2}{4} - \frac{d^2}{4}}. \quad (3-68)$$

La tangente del ángulo α viene dada por

$$\tan \alpha = \frac{C'M}{OC'} = \frac{2}{d} \sqrt{\frac{l^2}{4} - \frac{d^2}{4}} = \sqrt{\frac{l^2}{d^2} - 1}$$

por lo que el ángulo α resulta ser

$$\alpha = \arctan \sqrt{\frac{l^2}{d^2} - 1}. \quad (3-69)$$

Como se tiene intercambio de calor por radiación entre la superficie S_1 y las dos superficies que ve de los cilindros, ($AC'D$ y $BB'C$) y los factores de forma entre la superficie S_1 y cada una de estas dos superficies son los mismos, el factor de forma total será el doble del factor de forma con cada una de ellas, es decir,

$$F_{12} = 2F_{12A} = F_{12B} = \frac{S_1 + S_{2A} - S_{3A}}{S_1} = \frac{l + \overline{BB'C} - \overline{CC'A}}{l} \quad (3-70)$$

La diferencia entre las superficies $BB'C$ y $CC'A$ queda

$$\overline{BB'C} - \overline{CC'A} = \left(\frac{\pi}{2} + \alpha\right) \frac{d}{2} - \left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right) \frac{d}{2} - \sqrt{l^2 - d^2} = d\alpha - \sqrt{l^2 - d^2}$$

De esta forma, la ecuación (3-70) queda como

$$F_{12} = 1 + \frac{d}{l}\alpha - \sqrt{1 - \left(\frac{d}{l}\right)^2} + \frac{d}{l} \arctan \sqrt{\frac{l^2}{d^2} - 1} \quad (3-71)$$

3.5.7. Cálculo analítico del factor de forma por integración.

En algunos casos favorables puede obtenerse el factor de forma por integración analítica de la ecuación (3-52). Estudiaremos alguno de esos casos y algunas relaciones útiles que permiten obtener el valor del factor de forma en otros casos.

Intercambio de calor por radiación entre dos planos negros perpendiculares.

Para obtener el factor de forma entre dos rectángulos perpendiculares que comparten una arista consideraremos las superficies infinitesimales dA_1 y dA_2 sobre cada una de las superficies como se muestra en la figura 3-19. Si denominamos x_1 a la variable x cuando se recorre la superficie 1 y x_2 a la misma variable x cuando se recorre la superficie 2, el cuadrado del vector posición relativa entre las dos superficie, r_{12} se escribe como

$$r_{12}^2 = r^2 = (x_1 - x_2)^2 + (y_1 - 0)^2 + (0 - z_2)^2 = (x_1 - x_2)^2 + y^2 + z^2$$

donde por simplicidad hemos escrito $y_1 \equiv y$ y $z_2 \equiv z$ ya que en ambos casos no hay confusión y se sabe qué superficie recorre cada una de estas variables durante la integración y también $r_{12} \equiv r$. Observando la figura se tiene que cada uno de los ángulos θ_1 y θ_2 vienen dados por las expresiones

$$\cos \theta_1 = \frac{z}{r} \quad \cos \theta_2 = \frac{y}{r}$$

por lo que la ecuación (3-52) queda en la forma

$$F_{12} = \frac{1}{\pi A_1} \int_0^c \int_0^b dy dz \int_0^a \int_0^a \frac{zy}{[(x_1 - x_2)^2 + y^2 + z^2]^2} dx_1 dx_2$$

donde a , b y c son las dimensiones de los rectángulos. La integración analítica de esta expresión es compleja, pero da como resultado

$$F_{12} = \frac{1}{\pi W} \left(W \arctan \frac{1}{W} + H \arctan \frac{1}{H} - \sqrt{H^2 + W^2} \arctan \frac{1}{\sqrt{H^2 + W^2}} + \right. \\ \left. \frac{1}{4} \ln \left\{ \frac{(1 + W^2)(1 + H^2)}{1 + W^2 + H^2} \left[\frac{W^2(1 + W^2 + H^2)}{(1 + W^2)(H^2 + W^2)} \right]^{W^2} \left[\frac{H^2(1 + W^2 + H^2)}{(1 + H^2)(H^2 + W^2)} \right]^{H^2} \right\} \right) \quad (3-72)$$

en función de $H = c/a$ y $W = b/a$. Por comodidad, en vez de trabajar con la compleja expresión (3-72) se trabaja con la misma representada gráficamente como se muestra en la figura 3-20.

Un caso particular de lo anterior se tiene cuando cuando las dos superficies que comparten una arista son cuadrados. En este caso, $H = c/a = W = b/a = 1$ y el factor de forma queda $F_{12} = 0,2$ para cualquier tamaño de los cuadrados (ambos el mismo).

Esto lleva a otro caso particular, el de un cubo hueco, en el que como hemos visto, el factor de forma entre una cara y cada una de las caras adyacentes será 0,2, y por tanto el factor de forma entre esa cara y la cara opuesta será también de 0,2, al ser todas las superficies iguales y en ese caso la suma de los factores de forma entre esa cara y cada una de las otras caras la unidad. de esta forma, la transferencia de calor que tiene lugar a partir de una de las caras de un cubo hueco se reparte por igual entre las demás caras.

Relación entre los factores de forma para dos planos negros perpendiculares con un eje coincidente.

La relación anterior (3-72) permite en la práctica obtener el factor de forma para cualesquiera dos áreas rectangulares perpendiculares con una arista paralela. Para ello basta con tener en cuenta el carácter aditivo de la integración de la ecuación (3-72) y con una cuidadosa combinación de factores de forma de superficies para obtener el factor de forma deseado.

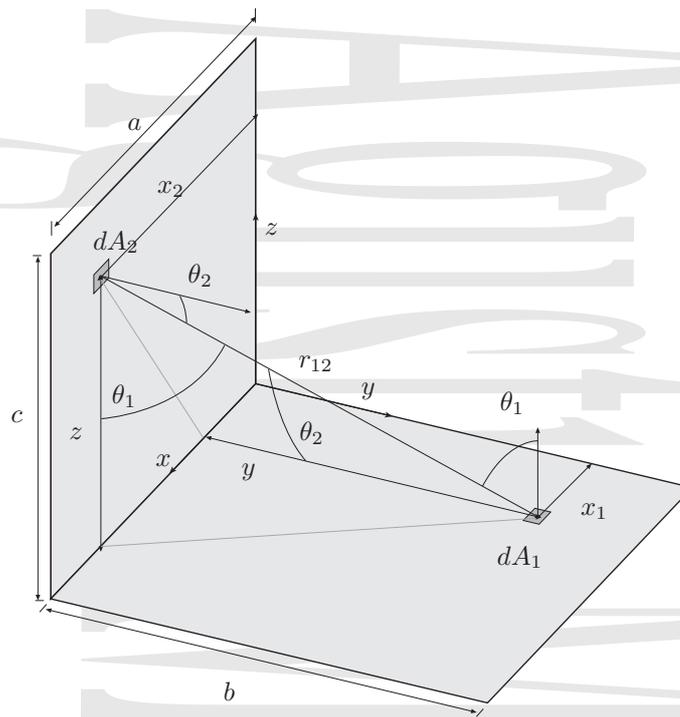


Figura 3-19 Cálculo del factor de forma en el intercambio de calor por radiación entre dos planos negros perpendiculares.

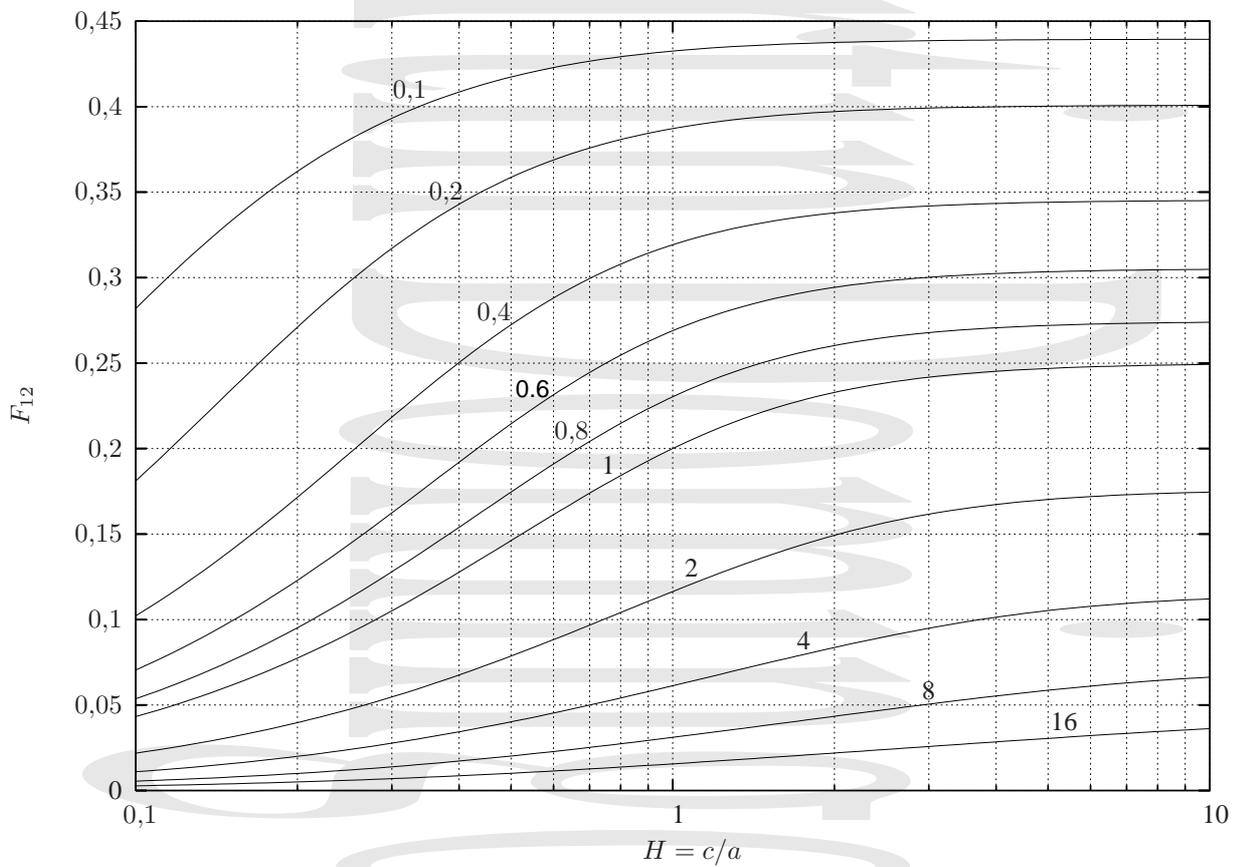
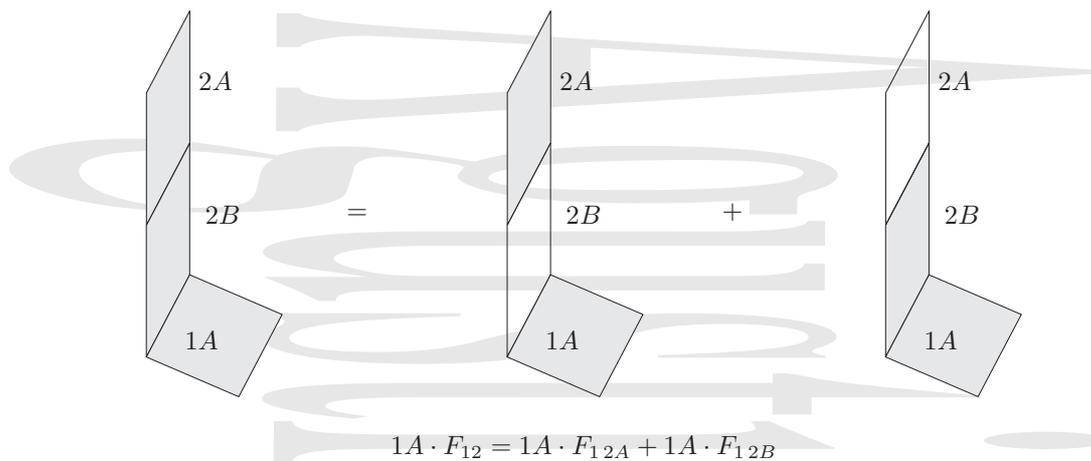
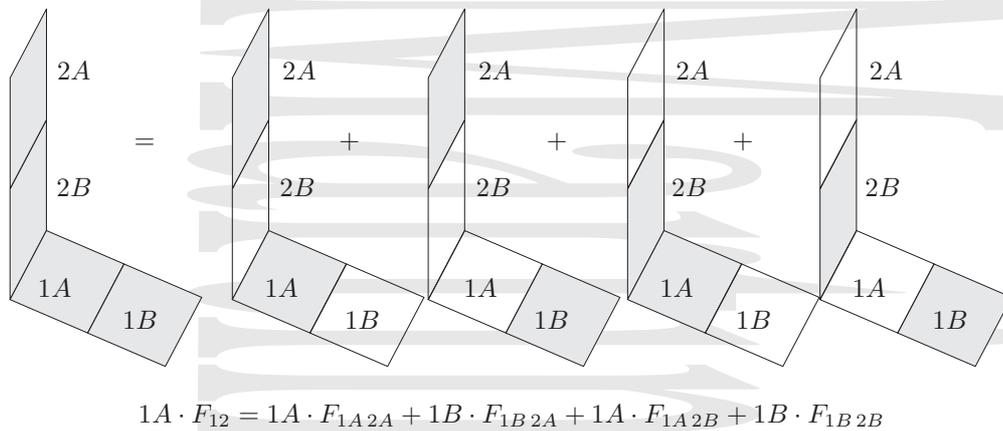


Figura 3-20 Representación gráfica del factor de forma de radiación para el caso de dos rectángulos perpendiculares con una arista común en función de los cocientes $H = c/a$ y $W = b/a$.



El factor de forma F_{12A} puede obtenerse fácilmente a partir de los factores de forma F_{12} y F_{12B} , que pueden obtenerse directamente a partir de la ecuación (3-72), y de los valores de las superficies 1A, 2A y 2B, que son conocidos.



El factor de forma F_{1B2A} puede obtenerse de una forma también simple, pero un poco más compleja que antes a partir de los factores de forma F_{12} y F_{1A2B} , que pueden obtenerse directamente a partir de la ecuación (3-72), de los valores de los factores de forma F_{1A2A} y F_{1B2B} , que pueden obtenerse como se ha visto en la parte superior de esta figura y de los valores de las superficies 1A, 2A, 1B y 2B, que son conocidos.

Figura 3-21 Relación entre los factores de forma para cualesquiera dos áreas rectangulares perpendiculares con una arista paralela. Ejemplos para tres y cuatro subáreas.

Intercambio de calor por radiación entre dos superficies rectangulares negras iguales y paralelas colocadas de frente a una distancia d .

En este caso, el factor de forma resultante puede escribirse como

$$F_{12} = \frac{1}{2\pi XY} \left(\ln \sqrt{\frac{(1+X^2)(1+Y^2)}{1+X^2+Y^2}} - X \arctan X - Y \arctan Y + \right. \\ \left. X\sqrt{1+Y^2} \arctan \frac{X}{\sqrt{1+Y^2}} + Y\sqrt{1+X^2} \arctan \frac{Y}{\sqrt{1+X^2}} \right) \quad (3-73)$$

donde hemos expresado el factor de forma en función de los cocientes $X = a/d$ y $Y = b/d$. De forma similar al caso

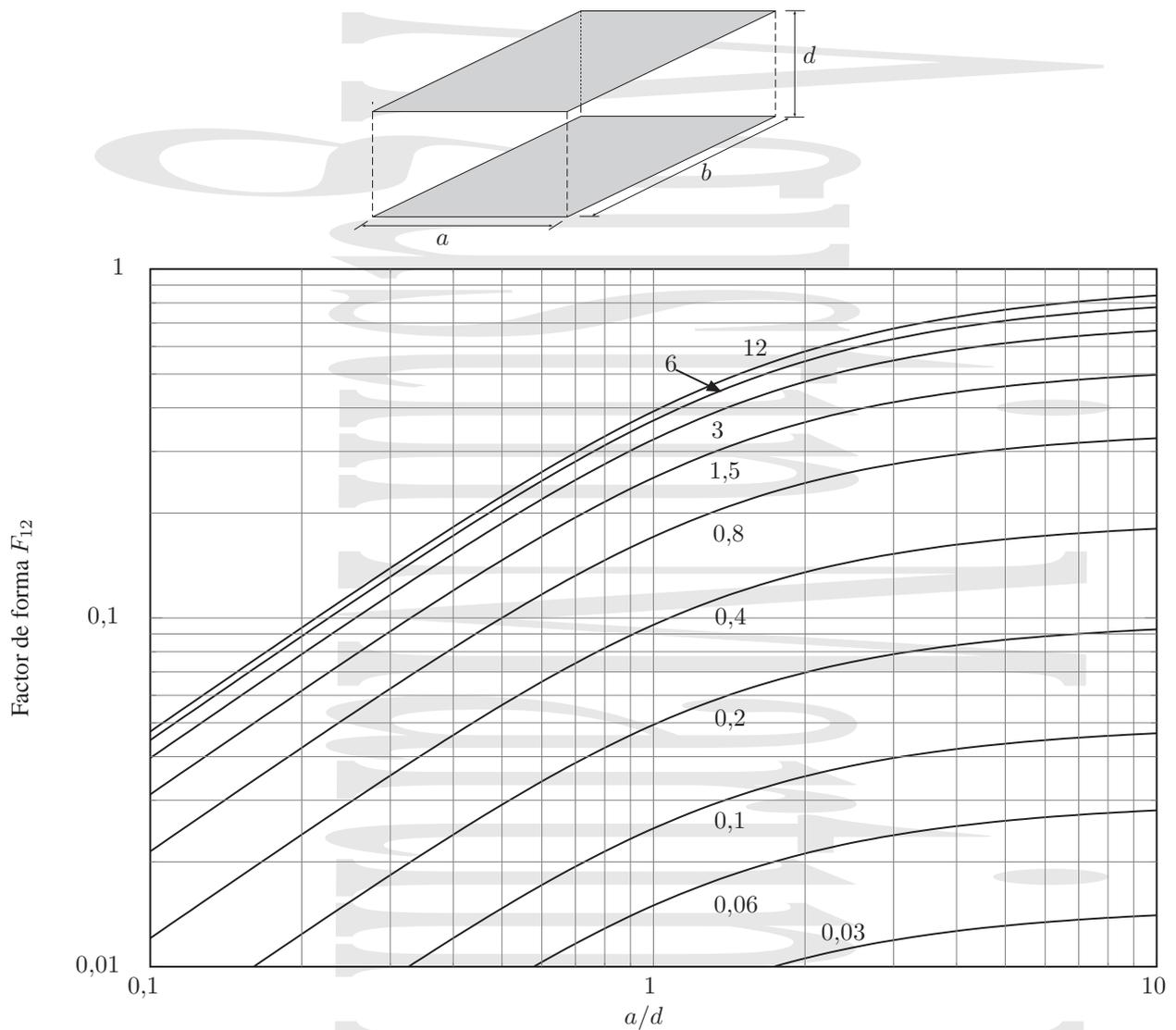


Figura 3-22 Representación gráfica del factor de forma de radiación para el caso de dos rectángulos paralelos alineados en función de los cocientes a/d (en el eje x) y b/d (representado por cada una de las líneas señaladas en la gráfica).

de los rectángulos negros perpendiculares que comparten un eje, puede obtenerse mediante una serie de combinaciones adecuadas el valor del factor de forma para el intercambio de radiación entre dos superficies rectangulares negras de cualquier tamaño con aristas paralelas.

Índice alfabético

A

- absorbancia, 25
 - reducida, 40
- absorbente perfecto, 26
- absorción, factor de, 25

B

- Boltzmann, constante de, 28

C

- campo de temperaturas, 1
- cavidad, 27
- coeficiente
 - aire-aire, 15
 - aire-superficie, 8
 - de difusión, 20
 - de difusión molecular, 20
 - de difusión
 - térmica, 22
 - de convección, 8
 - promedio, 8
 - de difusión
 - al vapor, 21
 - de película, 8
 - de transmisión superficial del calor, 8
 - global de conducción, 13
 - global de transmisión, 14
 - lineal global de transmisión del calor, 18
 - superficie-superficie, 13
- coeficiente de absorción reducido, 43
- concentración
 - gradiente de, 20
- condición de no deslizamiento, 9
- condiciones de contorno
 - de cuarta especie, 8
 - de primera especie, 7
 - de segunda especie, 7
 - de tercera especie, 7
- condiciones de contorno
 - de Dirichlet, 7
 - de von Neumann, 7
- condiciones de contorno, 7
- conducción, 1
 - ecuación diferencial de, 5
- conductividad térmica, 2
 - principal, 6
 - tensor, 6
- constante
 - de Planck, 28
 - de Boltzmann, 28
 - de Stefan-Boltzmann, 29
 - solar, 25
- convección, 8, 20
 - forzada, 9
 - natural, 9
- cuerpo
 - gris, 32
 - negro, 26, 27

D

- densidad
 - de flujo de difusión, 19

- de flujo de difusión, 21
- de flujo radiante, 37
- de flujo térmico, 2
- efectiva de flujo radiante, 37

- difusión, 19
 - coeficiente de, 20
 - del vapor, 20
 - densidad de flujo, 19
 - flujo de, 19
 - molecular, 19
 - por concentración, 20
 - térmica, 22
 - térmica, coeficiente de, 22

difusividad

- al vapor, 21
- térmica, 5

- Dirichlet, condiciones de contorno, 7

E

- ecuación
 - de Fourier, 6
 - de Laplace, 6
 - de Poisson, 6
 - diferencial de la conducción, 5
- efecto invernadero, 34
- emisividad
 - espectral, 30
 - total, 30
- emitancia, 24, 37
 - espectral, 25
 - monocromática, 25
- energía radiante, 24
 - densidad de, 27
- espectro
 - de emisión
 - continuo, 24
 - selectivo, 24
 - de la radiación, 23

F

- factor
 - de absorción, 25
 - de emisión monocromático, 30
 - de forma, 41–43
 - de intercambio de radiación, 43
 - de reflexión, 25
 - de transmisión, 26
- Fick, ley de, 19, 21
- flujo
 - de calor, 3
 - de difusión, 19
 - energético, 24
 - espectral, 24
 - laminar, 9
 - monocromático, 24
 - radiante
 - densidad neta, 38
 - densidad efectiva, 37
 - efectivo, 38
 - neto, 38
 - térmico, 3
 - turbulento, 9

- flujo radiante
 efectivo, 42
 neto, 41
 fórmula de Rayleigh-Jeans, 29
 Fourier
 ecuación de, 6
 ley de, 2, 5
 frecuencia de la onda, 23
- G**
 Gauss, teorema de, 5
 gradiente
 de concentración, 20
 de temperaturas, 2
 térmico, 22
 Grashoff, número de, 10
- I**
 intensidad
 angular de radiación, 34
 de radiación, 32
 energética, 33
 específica, 32
 isoterma, 1
- K**
 Kirchoff, ley de, 31
- L**
 Lambert, ley de, 33
 Laplace, ecuación de, 6
 ley
 de Kirchoff, 31
 de Fick, 21
 de enfriamiento de Newton, 8
 de Fick, 19
 de Fourier, 2, 5
 en medios anisótropos, 6
 de Lambert, 33
 de Newton, 7
 de Planck, 28
 de Stefan-Boltzmann, 29
 del desplazamiento de Wien, 28
 longitud de onda, 23
 luminancia, 32
- M**
 muro
 compuesto, 13
 con convección, 15
 simple, 12
 con convección, 14
- N**
 Newton, ley de, 7, 14
 Newton, ley de enfriamiento, 8
 número
 de Reynolds, 9
 crítico, 9
 de Grashoff, 10
 de Nusselt, 9
 de Prandtl, 9
 de Rayleigh, 11
 Nusselt, número de, 9
- O**
 ondas electromagnéticas, 23
- P**
 pared cilíndrica
 compuesta con conducción y convección, 17
 compuesta sin convección, 16
 compuesta, condiciones de primera especie, 16
 simple sin convección, 15
 simple, condiciones de primera especie, 15
 Planck
 constante de, 28
 ley de, 28
 poder emisor, 24, 37
 Poisson, ecuación de, 6
 Prandtl, número de, 9
- R**
 radiación
 efectiva, 37
 electromagnética, 23
 emergente, 37
 neta, 38
 solar
 máximo de emisión, 28
 térmica, 23
 visible, 23
 Rayleigh, número de, 11
 Rayleigh-Jeans, fórmula de, 29
 reflectancia, 25
 reflector perfecto, 26
 reflexión, factor de, 25
 régimen
 laminar, 11
 resistencia
 al vapor, 21
 térmica
 global a la conducción, 13
 lineal, 18
 total, 14
 resistividad al vapor, 21
 Reynolds, número de, 9
- S**
 Stefan-Boltzmann
 constante de, 29
 ley de, 29
 superficie
 efectiva, 45
 gris, 32
 isoterma, 1
 negra, 27
 opaca, 26
 perfectamente absorbente, 26
 reflectora perfecta, 26
 selectiva, 34, 37
 vista, 32
- T**
 temperatura
 campo de, 1
 gradiente de, 2, 22
 tensor conductividad térmica, 6
 Teorema de Gauss, 5
 transmisión, factor de, 26
 transmitancia, 26
- V**
 viscosidad
 cinemática, 9
 dinámica, 9

von Neumann, condiciones de contorno, 7

W

Wien, ley del desplazamiento de, 28

Referencias

- [1] Holman, J. P., *Transferencia de calor*. Mc Graw-Hill, 1998.
- [2] Bejan, A., *Heat transfer*. John Wiley & Sons, Nueva York, 1993.
- [3] Ojotin, V., V. Zhidkij, V. Laviguin y F. Salomzoda, *Fundamentos de termotecnia*. Ed. Mir, Moscú, 1988.
- [4] Isachenko, V. P., V. A. Osipova y A. S. Sukomel, *Transmisión del calor*. Ed. Marcombo, Madrid, 1979.
- [5] Aguilar Peris, J., *Curso de termodinámica*. Ed. Alhambra, 1989.
- [6] Isachenko, V. P., V. A. Osipova y A. S. Sukomel, *Heat transfer*. Ed. Mir, Moscú, 1977.