UNIVERSIDAD TECNOLOGICA NACIONAL

FACULTAD REGIONAL ROSARIO

DEPARTAMENTO DE INGENIERIA QUIMICA

FENOMENOS DE TRANSPORTE

NOTAS DE CÁTEDRA: “UNIDAD TEMÁTICA 7”

- **RADIACIÓN TÉRMICA**

Revisión: Abril 2009

"La presente es una recopilación de diversas notas y apuntes de cátedra dispersas que fueron elaboradas o redactadas en los últimos años. Se agradece especialmente la colaboración de los alumnos cursantes en 2008: Borghi, Maximiliano; Demanuele Ares, Carolina; Gevara, Ignacio; Romero, Paola para su compilación y organización, que con la coordinación del Auxiliar Juan M. Dominguez permite disponer de esta versión revisada. Se advierte que estas notas son solo una guía para el estudio, debiendo consultarse la bibliografía recomendada en cada tema para lograr un conocimiento pleno de los mismos."

Cátedra de Fenómenos de Transporte
Ing. Jorge E. Robin
Ing. Marcela N. Kaminsky
Juan M. Dominguez

7. RADIACIÓN TÉRMICA

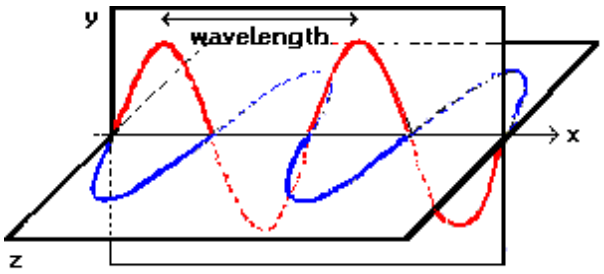
- Transporte de Energía
  - Medio material
    - Conducción (necesita un ΔT)
    - Convección (necesita un fluido que se desplace)
  - Sin medio material
    - RADIACIÓN (mecanismo electromagnético)

El mecanismo del transporte de energía por Radiación es cuantitativamente distinto al transporte de cantidad de movimiento en fluidos, de energía térmica, tanto por conducción en sólidos como por convección en fluidos, y de materia por difusión ordinaria.

Debido a esta singularidad, y a su importancia como medio de transporte de calor, dedicaremos estas breves notas a modo de tema introductorio, ya que un estudio profundo requiere conocimientos avanzados de la teoría electromagnética, de la termodinámica y de las mecánicas cuántica y estadística.

Naturaleza de la Radiación:

Maxwell propuso que esta forma de energía viaja como una vibración eléctrica y perturbación magnética a través del espacio en una dirección perpendicular a dicha perturbación.



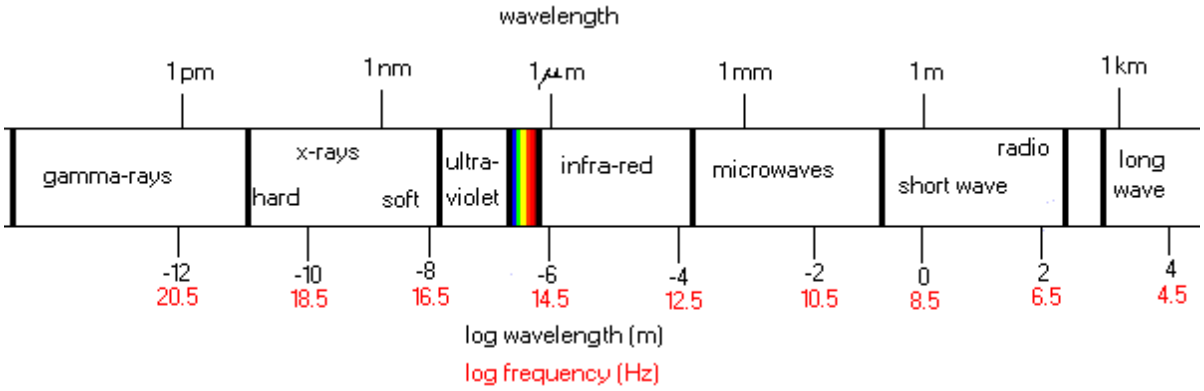
En el diagrama, la oscilación eléctrica (rojo) y la oscilación magnética (azul) son perpendiculares (la eléctrica en el plano xy y la magnética en el xz), donde las ondas están viajando en dirección del eje x. Esta interpretación forma parte de la teoría electromagnética.

Una descripción cualitativa es, al comunicarle energía a átomos o moléculas, algunos pasan a un “estado excitado” que espontáneamente tienden a retornar a estados de energía más bajos. Como consecuencia, se produce una ***emisión*** de energía en forma de radiación electromagnética, que puede deberse a variaciones de estados electrónico, vibracional y rotacional de aquellos átomos, distribuyéndose en un amplio intervalo de longitudes de onda. La Radiación Térmica representa una pequeña parte de todo el espectro de radiación

electromagnética, aceptándose que por encima de 0 ºK la superficie de cualquier cuerpo emite energía radiante en todas direcciones y que, por encima del "calor rojo" (aprox. 550ºC), se vuelve muy importante.

Espectro de Radiación Electromagnética:

En el diagrama se muestran las longitudes de onda ("wavelength") y las frecuencias, con sus denominaciones más corrientes. La única región del espectro electromagnético que es sensible a nuestros ojos es el rango "visible" identificado aquí con los colores del arco iris.



Los distintos "tipos" de radiación se distinguen entre sí solamente por el intervalo de longitudes de onda que comprenden. A continuación se enumeran algunos mecanismos responsables de la radiación;

- Rayos γ = desplazamiento de nucleones en el núcleo atómico.
- Rayos x = desplazamiento de electrones interiores de un átomo.
- UV y Visible = desplazamiento de los electrones exteriores de un átomo.
- Infrarrojo próximo = vibraciones moleculares.
- Infrarrojo Lejano = rotaciones moleculares.
- Ondas de radio = corriente alterna que circula por un conductor eléctrico.

La Radiación Térmica corresponde a emisiones que se encuentran en longitudes de onda que van de 0,1 a 10 μ (10^{-5} a 10^{-3} cm). En el vacío, todas las formas de energía radiante se mueven con la velocidad de la luz, que se acepta es de $\boldsymbol{c}$ = 2,9979 x 10^{10} cm/seg.

Por otra parte, la longitud de onda (λ), que caracteriza a una onda electromagnética, se relaciona con la frecuencia (υ), de acuerdo a;

$$\lambda = \frac{\boldsymbol{c}}{\upsilon}$$

Sin embargo, algunos fenómenos no se pueden describir solamente con la teoría electromagnética, ya que falla en explicar la manera como la energía total emitida por una superficie se distribuye entre varias frecuencias y longitudes de onda, ó en interpretar el efecto fotoeléctrico. Max Planck planteó que la energía de las oscilaciones debe estar en forma de cuantos, dando lugar a la teoría corpuscular, estableciendo que la energía puede tomar cualquier valor pero debe cambiar por pasos o saltos discretos, debiendo ser el tamaño de cada paso ("quantum" o "cuanto") proporcional a la frecuencia de oscilación. Es decir, a una onda electromagnética se la asocia a un ***fotón***, partícula de carga cero y masa cero, cuya energía viene expresada por, donde **h** es la constante de Planck (**h** = 6,624 x 10^{-27} erg.seg).

$$\varepsilon = h \cdot \upsilon = \frac{h \cdot c}{\lambda}$$

Se observará que a menor longitud de onda, mayor será la energía del fotón.

Así, por ejemplo, en una disminución de velocidad de rotación en una molécula, en general la energía desprendida es relativamente pequeña y la radiación se encuentra en el infrarrojo. Por el contrario, si un núcleo atómico pasa de un estado energético elevado a otro más bajo, se desprenden cantidades relativamente grandes de energía y la radiación emitida es x ó gamma.

A mayor temperatura, la energía radiante emitida tiende a longitudes de onda más corta (fotones de mayor energía), por lo tanto, el color se desplaza del rojo cereza al blanco.

Así, el sol emite a aproximadamente 5.500 ºC (con una distribución aproximada de 5% en el ultravioleta, 40% en el visible y 55% en el infrarrojo). En cambio, un filamento de tungsteno emite a unos 2.800 ºC, por lo que su espectro está desplazado hacia el rojo.

Por otra parte, en el proceso inverso, cuando la energía radiante incide sobre una superficie sólida, esta aumenta su temperatura porque se produce la ***absorción*** de energía, y los átomos o moléculas pasan a un estado de energía más elevado.

7.1. ABSORCION, REFLEXION, TRANSMISIÓN

Cuando un rayo de energía radiante incide sobre una superficie de un sólido, puede ocurrir que sea reflejada por la superficie, absorbida por el objeto o transmitida a través del mismo, donde; ***q*** es la densidad de flujo de energía radiante (energía por unidad de área y tiempo); y los superíndices (***i***), (***a***), (***r***) y (***t***) corresponden respectivamente a la radiación, incidente, absorbida, reflejada y transmitida.

$$q^{(i)} = q^{(a)} + q^{(r)} + q^{(t)}$$

Dividiendo por la densidad de flujo de energía incidente $q^{(i)}$, se obtienen las fracciones;

$$\alpha + \rho + \tau = 1$$

que se conocen como;

- α = coeficiente de absorción ó absortividad
- ρ = coeficiente de reflexión ó reflexividad
- τ = coeficiente de transmisión ó transmitividad.

Para los cuerpos reales, todos deben ser inferiores a la unidad (< 1).

Si bien, en general, los coeficientes dependen de la frecuencia de la radiación y del ángulo de incidencia o emisión, en estas notas consideraremos que los mismos son iguales a cualquier frecuencia del espectro e independientes del ángulo en cuestión, y que no cambian tampoco con la temperatura.

Es decir, consideraremos que:

$\alpha = \dfrac{q^{(a)}}{q^{(i)}}$ aunque rigurosamente se debería escribir $\alpha_\upsilon = \dfrac{q_\upsilon{}^{(a)}}{q_\upsilon{}^{(i)}}$

Idealmente, podríamos considerar las siguientes situaciones;

- **Cuerpo negro**: α = 1 (no refleja ni transmite) en cualquier frecuencia y temperatura.
- **Cuerpo opaco**: $\alpha + \rho = 1$ ($\tau = 0$, no transmite) casi todos los sólidos son opacos.
- **Cuerpo gris**: $\alpha = cte < 1$ para cualquier frecuencia y temperatura.
- **Reflector**: $\rho \cong 1$. Superficies pulimentadas (no transmiten ni absorben). Se acepta que el ángulo incidente es igual al ángulo de reflexión.
- **Transparente**: $\tau \cong 1$. Gases y líquidos (aunque las superficies de los líquidos pueden reflejar parcialmente).

EMISIVIDAD:

$$e = \frac{q^{(e)}}{q_b^{(e)}} \qquad e_\upsilon = \frac{q_\upsilon{}^{(e)}}{q_{b\upsilon}{}^{(e)}}$$

En un recinto isotérmico o “cavidad”, un elemento A_1 está en equilibrio,

$q^{(e)}_{A_1} \cdot A_1 = q^{(i)}_{A_1} \cdot \alpha_1 \cdot A_1$ Para equilibrio térmico (recibe y cede calor a igual ritmo)

$$\frac{q^{(e)}_{A_1}}{\alpha_1} = q^{(i)}_{A_1}$$

Para otro cuerpo de A_2, α_2 puro en equilibrio térmico a igual temperatura, se cumple lo mismo. En general:

$$\boxed{\frac{q^{(e)}_{A_1}}{\alpha_1} = \frac{q^{(e)}_{A_2}}{\alpha_2} = \ldots = \frac{q^{(e)}_{A_j}}{\alpha_j}}$$ **Ley de Kirchoff**

Si alguna superficie tiene el límite superior de su poder emisor, será $\alpha = 1$ (cuerpo negro), luego, se cumplirá;

$$\frac{q^{(e)}_{A_j}}{\alpha_j} = \frac{q^{(e)}_{A_b}}{\alpha_b} \qquad \frac{q^{(e)}_{A_j}}{q^{(e)}_{A_b}} = \frac{\alpha_j}{\alpha_b} = \alpha_j = \varepsilon_j$$

$$\boxed{\alpha_j = \varepsilon_j}$$

Válida para equilibrio térmico y superficie gris

Tener en cuenta que α es una función:

- De la temperatura, de la fuente y de la superficie
- De la longitud de onda de la radiación incidente
- Del ángulo de incidencia

e { Metales pulidos – baja
Metales oxidados – crece
No metales - alta

Material	Temperatura (ºC)	Emisividad
Aluminio pulido	227	0,039
Cobre pulido	110	0,023
Ladrillo rojo	21	0,930
Agua liquida	0	0,950
Agua liquida	100	0,963

Se puede demostrar que un recinto cerrado o “cavidad” de paredes isotérmicas se comporta como un cuerpo negro, donde la radiación es independiente de la naturaleza de sus paredes y varía solamente con la temperatura de las mismas. También se puede demostrar que la radiación es uniforme y no polarizada. A la energía radiante que incide sobre una superficie sólida de área unidad situada en cualquier lugar del interior de la cavidad, la denominaremos “intensidad de radiación de la cavidad”.

Si colocamos en el interior de la cavidad un pequeño cuerpo negro a la misma temperatura que las paredes de la cavidad, no existirá un intercambio neto de energía entre el cuerpo negro y las paredes, por lo tanto, la energía que incide sobre la superficie del cuerpo negro será exactamente igual a la energía emitida por él, es decir,

$$q^{(cav)} = q_b^{(e)}$$

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

Si ahora se coloca un cuerpo no negro, a igual temperatura que las paredes de la cavidad, tampoco habrá intercambio neto de calor (segundo principio), pudiendo establecer que la energía absorbida por el cuerpo será igual a la que radia desde su superficie;

$$q^{(cav)} = q^{(e)}$$

Comparando ambas, se obtiene que:

$$\alpha = \frac{q^{(e)}}{q_b^{(e)}}$$

Que corrobora que se cumple la **Ley de Kirchoff**, es decir, que a una temperatura determinada la emisividad y el coeficiente de absorción de cualquier superficie sólida son iguales, cuando la radiación está en equilibrio con la superficie sólida.

7.2. LEY DE STEFAN-BOLTZMANN

Experimentalmente se comprueba que la energía total emitida por una superficie negra, está dada por;

$$q_b^{(e)} = \sigma \cdot T^4$$

$$\sigma = 4.878 \times 10^{-8} \frac{\text{kcal}}{\text{min} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{K}^4} = 1.355 \times 10^{-2} \frac{\text{cal}}{\text{seg} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{K}^4}$$

siendo σ la constante de Stefan-Boltzmann.

Para cuerpos no negros:

$$q^{(e)} = e \cdot \sigma \cdot T^4$$

donde la emisividad "**e**" se evalúa a la temperatura **T**.

7.3. LEY DE PLANCK

Predice el poder emisor monocromático de un cuerpo negro ($q_{b\lambda}^{(e)}$) en función de la longitud de onda (en un ángulo sólido semiesférico). Se deduce de la teoría cuántica:

$$q_{b\lambda}^{(e)} = \frac{C_1 \cdot \lambda^{-5}}{e^{\frac{C_2}{\lambda \cdot T}} - 1}$$

$$C_1 = 3.22 \times 10^8 \frac{kcal \cdot \mu^4}{m^2 \cdot h}$$

$$C_2 = 1.439 \times 10^4 \ \mu \cdot \text{K}$$

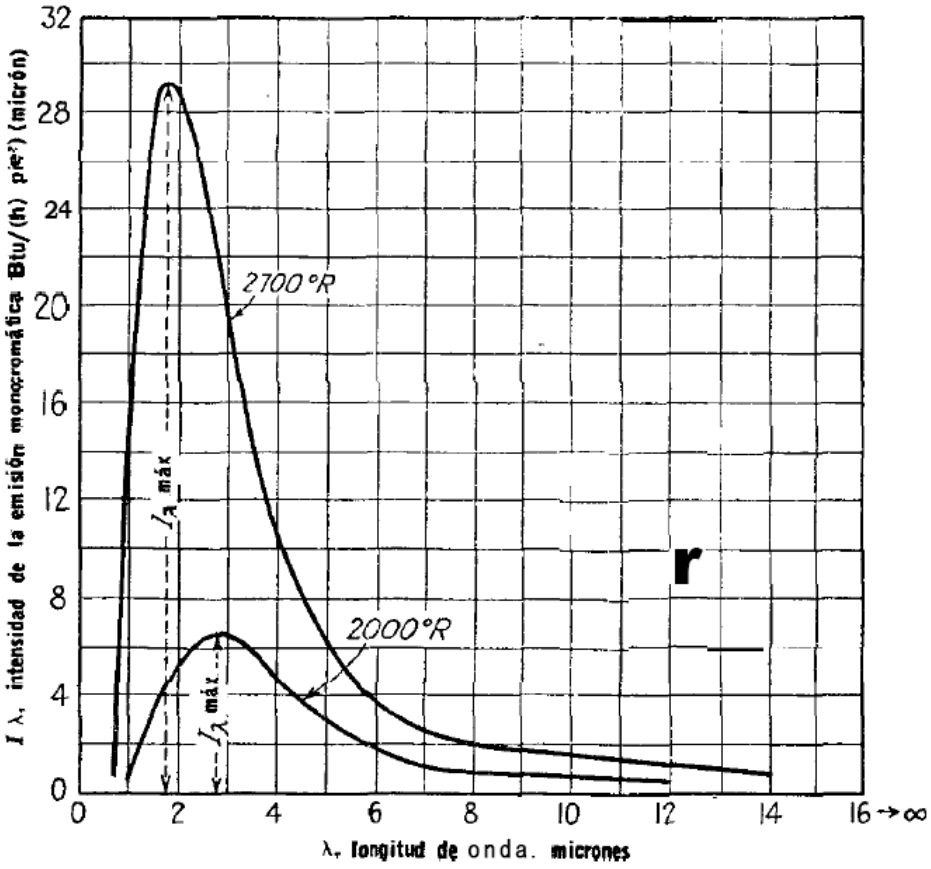
$$q_{b\lambda} = \frac{\text{Energia}}{\text{Area} \cdot \text{Tiempo} \cdot \text{Long Onda}}$$

La ley de Planck nos permite conocer la distribución espectral de la radiación, la cual presenta un máximo de intensidad de radiación a cada temperatura en función de la longitud de onda.

$$\boxed{\lambda_{\max} = \frac{0.2884\left(cm/K\right)}{T}}$$

Máximo de emisión de energía

La ecuación anterior es la LEY DE DESPLAZAMIENTO DE WIEN. Como puede observarse en la figura siguiente, al aumentar la temperatura el $\lambda_{\max}$ disminuye.



Para el sol, si λ_{max} = 0,5 μ será T_{sol} (superficie) de aproximadamente 5800 °K.

Si bien la forma de las variaciones se mantienen, los cuerpos negros presentan el límite superior de energía radiada, los grises dependen de su emisividad y para los cuerpos reales las variaciones oscilan por encima y debajo de la curva correspondiente a la misma temperatura del cuerpo gris (se recomienda consultar las gráficas en los textos).

Para todo el espectro, de la ley de Planck

$$q_b^{(e)} = \int_0^{\infty} q_{b\lambda}^{(e)} \cdot d\lambda$$

que da por resultado,

$$q_b^{(e)} = \frac{C_1}{15} \cdot \left(\frac{\pi}{C_2} \right)^4 = 4.878 \times 10^{-8} \frac{kcal}{h \cdot m^2 \cdot K^4}$$

y de la ley de Stefan – Boltzmann,

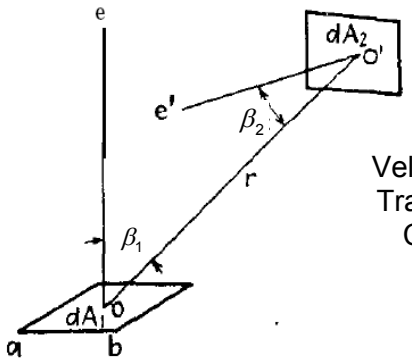
$$q_b^{(e)} = \sigma \cdot T^4$$

$$\sigma = \frac{C_1}{15} \cdot \left(\frac{\pi}{C_2} \right)^4 = 4.878 \times 10^{-8} \frac{kcal}{h \cdot m^2 \cdot K^4}$$

(este valor es 1,5% menor que los mejores datos experimentales)

7.4. INTERCAMBIO DE CALOR POR RADIACION ENTRE SUPERFICIES NEGRAS

Dos superficies a distintas temperaturas intercambian energía radiante, con flujo neto de la más caliente a la más fría (radiación isotrópica).



Velocidad de Transmisión Calórica $= f\left(\frac{\text{Area Aparente 1} \times \text{Area Aparente 2}}{r_{12}^{\,2}}\right)$

$$\text{Area Aparente} = \text{Area} \times \cos\beta$$

Siendo β el ángulo formado entre la perpendicular a la superficie y el rayo que une ambas.

Luego, se puede escribir,

$$dQ_{1\to 2} = \frac{I_1 \cdot dA_1 \cdot \cos\beta_1 \cdot I_2 \cdot dA_2 \cdot \cos\beta_2}{r_{12}^{\,2}}$$

Siendo $\mathbf{I_1}$, la intensidad de radiación de la superficie 1 (energía emitida por unidad de área, de tiempo y de ángulo sólido).

Como la emisión de cuerpos negros es isotrópica (igual en todas las direcciones), podemos escribir para un ángulo sólido dω;

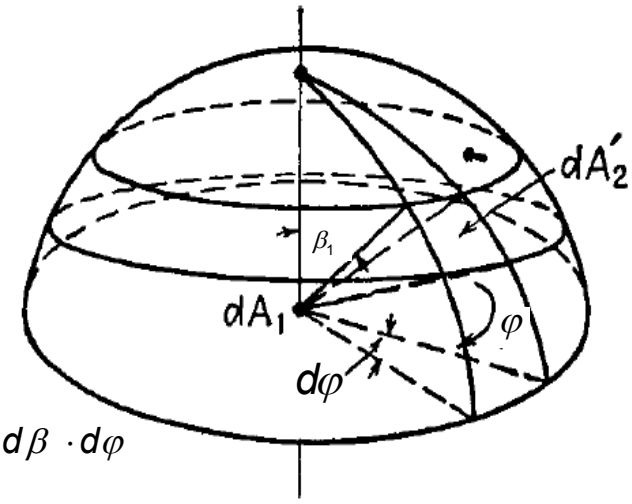
$$d\omega_1 = sen\beta_1 \cdot d\beta_1 \cdot d\varphi_1$$

$$d\omega_1 = \frac{\cos\beta_2 \cdot dA_2}{r_{12}^{\,2}}$$

Ángulo sólido diferencial subtendido desde el centro dA_1 hacia los contornos de dA_2.

El ángulo sólido dω está subtendido por dA_2, donde el $dA_1 \cdot \cos\beta_1$ es el área emisora proyectada normalmente a la línea de visión dirigida al receptor.

Para un hemisferio (donde dA_2 es pared del mismo), integrando a toda el área:



$$dQ_{1\to 2} = I1\cdot\left(\cos\beta_1\cdot dA_1\right)\cdot d\omega_1$$

$$dQ_{1\to 2} = I1\cdot\cos\beta_1\cdot dA_1\cdot sen\beta_1\cdot d\beta_1\cdot d\varphi_1$$

$$q_{1\to 2} = \int\frac{dQ_{1\to 2}}{dA_1} = \int_0^{2\pi}\int_0^{\pi/2}\cos\beta\ \cdot sen\beta\ \cdot d\beta\ \cdot d\varphi$$

Si la superficie emisora es difusa, I =cte.

$$q_{1\to 2} = \int\frac{dQ_{1\to 2}}{dA_1} = I_1\cdot\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi/2}\cos\beta\ \cdot sen\beta\ \cdot d\beta\ \cdot d\varphi\ = I_r\cdot\pi$$

De la ecuación de Stefan-Boltzmann, $q_{1\to 2}{}^{b} = \sigma\cdot T_1^4$, luego:

$$\boxed{I_1 = \frac{\sigma\cdot T_1^4}{\pi}}$$

Luego, en la ecuación de partida, para la energía radiada de A_1 hacia A_2,

$$dQ_{1\to 2} = \frac{\sigma\cdot T_1^4\cdot dA_1\cdot\cos\beta_1\cdot dA_2\cdot\cos\beta_2}{\pi\cdot r_{12}{}^2} \qquad \otimes$$

Mientras que la radiada desde A_2 hacia A_1 será:

$$dQ_{2\to 1} = \frac{\sigma\cdot T_2^4\cdot dA_1\cdot\cos\beta_1\cdot dA_2\cdot\cos\beta_2}{\pi\cdot r_{12}{}^2} \qquad \otimes$$

Por lo tanto, el flujo "neto" de energía radiante corresponde a:

$$dQ_{12} = \frac{\sigma\cdot dA_1\cdot\cos\beta_1\cdot dA_2\cdot\cos\beta_2}{\pi\cdot r_{12}{}^2}\left(T_1^4 - T_2^4\right)$$

Para utilizar ecuaciones más sencillas, las ecuaciones ⊗ se expresan como:

$$dQ_{1\to 2} = \sigma \cdot dA_1 \cdot F_{12} \cdot T_1^4$$

$$dQ_{2\to 1} = \sigma \cdot dA_2 \cdot F_{21} \cdot T_2^4$$

Donde F_{12} es la fracción de la radiación total procedente de la superficie 1 que incide en 2, al tiempo que F_{21} será la fracción emitida por 2 que llega a 1. Estos símbolos se conocen como "***Factores de Visión o de Configuración***".

Para ambas superficies a igual temperatura se cumplirá que; $dQ_{1\to 2} = dQ_{2\to 1}$. Por lo tanto, se obtiene que;

$$A_1 \cdot F_{12} = A_2 \cdot F_{21}$$

Que se conoce como el ***Teorema de la reciprocidad.***

Luego, para temperaturas distintas $A_i \cdot F_{ij}$ dependen solo de la geometría del sistema, y es válida para superficies negras o gases de igual emisividad.

$$Q_{12} = \sigma \cdot A_1 \cdot F_{12} \cdot \left(T_1^4 - T_2^4\right) = Q_{21} = \sigma \cdot A_2 \cdot F_{21} \cdot \left(T_2^4 - T_1^4\right)$$

El Factor de Visión se puede calcular de la ecuación de definición y de ⊗,

$$F_{12} = \frac{1}{A_1} \int_{A_1} \int_{A_2} \frac{dA_1 \cdot \cos\beta_1 \cdot dA_2 \cdot \cos\beta_2}{\pi \cdot r_{12}^2}$$

SUPERFICIES CERRADAS MULTIPLES

Para i superficies,

$$F_{11} + F_{12} + F_{13} + \ldots + F_{1i} = 1$$

y si 1 no se "ve" a si misma, $F_{11} = 0$

Para superficies negras,

$$Q_{1,neto} = \sigma \cdot A_1 \cdot F_{12} \cdot T_1^4 - \sigma \cdot A_2 \cdot F_{21} \cdot T_2^4 + \sigma \cdot A_1 \cdot F_{13} \cdot T_1^4 - \sigma \cdot A_3 \cdot F_{31} \cdot T_3^4 + \ldots$$

Luego,

$$Q_{1,neto} = \sigma \cdot A_1 \cdot T_1^4 - \sigma \cdot \left(A_2 \cdot F_{21} \cdot T_2^4 + A_3 \cdot F_{31} \cdot T_3^4 + ... + A_i \cdot F_{i1} \cdot T_i^4 \right)$$

$$Q_{1,neto} = \sigma \cdot A_1 \cdot T_1^4 - \sigma \cdot \left(\sum_{j=2}^{n} A_j \cdot F_{j1} \cdot T_j^4 \right)$$

SUPERFICIES "RE - RADIANTES"

A veces las superficies "activas" tienen también "paredes refractarias adiabáticas". Cuando se tiene un equipo que transmite calor por radiación, tal como un horno industrial, resulta que una parte del recinto constituye una fuente emisora de calor (un mechero, una hilera de resistencias eléctricas), otra actúa como sumidero o absorbedor de calor (tubos de un serpentín, la estiba de un material a calentar) y hay otra parte con comportamiento intermedio que constituyen los muros refractarios, que actúan adiabáticamente, o sea, todo el calor recibido es vuelto a emitir de manera difusa (en todas direcciones, lo que lo diferencia de un reflector). Nada de la radiación incidente desaparece en las superficies adiabáticas, es decir, esas paredes solo emiten la energía que reciben de las superficies "activas" y se denominan superficies o paredes re-radiantes.

Entonces, algunos rayos que salen de la fuente emisora pueden llegar directamente al sumidero, pero la mayoría - posiblemente antes de llegar a este - chocará con alguna superficie refractaria, y como esta re-emite en todas direcciones, una fracción volverá a la fuente, otra chocará con otra superficie re-radiante - siendo emitida nuevamente - y una última proporción llegará al sumidero.

Esto da lugar a definir un nuevo Factor de Visión, que contemple la presencia de las superficies adiabáticas y que contenga el efecto de modificar el flujo neto de calor desde la fuente hacia el sumidero, que se conoce como ***Factor de Intercambio*** ($\overline{F_{12}}$) siendo válido si se considera que todas las superficies se comportan como un cuerpo negro. Se debe recordar que en estado estacionario, la absorción en esas paredes es igual a la emisión y no hay densidad neta de intercambio, pero como hay reflexión debe tenerse en cuenta esto también.
Una superficie refractaria irradia entonces hacia "1" y "2" respectivamente (F_{R1} y F_{R2}) y también podría "verse a si misma" y volviendo a emitir lo que reciba de ella (F_{RR}).

La fracción re-irradiada hacia "2" será $\frac{F_{R2}}{F_{R1} + F_{R2}}$ y $\overline{F_{12}} = F_{12} + F_{1R} \cdot \frac{F_{R2}}{F_{R1} + F_{R2}}$

Reordenando y multiplicando por A_1,

$$A_1 \cdot \overline{F_{12}} = A_1 \cdot F_{12} + \frac{1}{\frac{F_{R1}}{A_1 \cdot F_{R1} \cdot F_{R2}} + \frac{1}{A_1 \cdot F_{1R}}}$$

Consideramos que el teorema de la reciprocidad sigue siendo válido en estas superficies, luego: $A_1 \cdot F_{1R} = A_R \cdot F_{R1}$

$$A_1 \cdot \overline{F_{12}} = A_1 \cdot F_{12} + \frac{1}{\frac{1}{A_2 \cdot F_{2R}} + \frac{1}{A_1 \cdot F_{1R}}}$$

Por lo tanto, puede calcularse $\overline{F_{12}}$ según las áreas y los factores de visión.

El intercambio "neto" de energía radiante será;

$$Q_{12} = \sigma \cdot A_1 \cdot \overline{F_{12}} \cdot T_1^4 - \sigma \cdot A_2 \cdot \overline{F_{21}} \cdot T_2^4$$

De acuerdo al teorema de la reciprocidad,

$$Q_{12} = \sigma \cdot A_1 \cdot \overline{F_{12}} \cdot \left(T_1^4 - T_2^4\right)$$

$$q_{12} = \sigma \cdot \overline{F_{12}} \cdot \left(T_1^4 - T_2^4\right)$$

Asumiendo que las superficies son "grises" se podría escribir;

Para la emisión; $Q_{1\to 2} = \varepsilon_1 \cdot A_1 \cdot F_{12} \cdot \sigma \cdot T_1^4$

Para la absorción; $Q_{2\to 1} = \alpha_1 \cdot A_1 \cdot F_{12} \cdot \sigma \cdot T_2^4$

Quedando entonces del "flujo neto" de energía radiante;

$$Q_{12} = \sigma \cdot A_1 \cdot F_{12} \cdot \left(\varepsilon_1 \cdot T_1^4 - \alpha_1 \cdot T_2^4\right)$$

Por lo que se puede escribir;

$$q_{12} = \sigma \cdot \mathcal{F}_{12} \cdot \left(T_1^4 - T_2^4\right)$$

Donde;

$$\mathcal{F}_{12} = \frac{1}{\left(\frac{1}{\overline{\overline{F_{12}}}}\right) + \left[\frac{1}{e_1} - 1\right] + \left(\frac{A_1}{A_2}\right) \cdot \left[\frac{1}{e_2} - 1\right]}$$

Que constituye una definición del factor de visión para esta circunstancia, que se denomina "***Factor de Configuración***". La expresión es válida para dos superficies "activas" y las restantes "adiabáticas".

El cálculo de los Factores de Visión es en general bastante complicado, excepto casos de geometría muy sencilla. Muchos datos han sido calculados por Hottel y colaboradores, se recomienda consultar las tablas y gráficas de la bibliografía (por ej. Bird y otros, figs. 14.4-3 y 14.4-4).

7.5. COEFICIENTES DE TRANSMISIÓN DEL CALOR

Generalmente la radiación se acopla con la convección, de forma que se puede definir un coeficiente de transmisión del calor por radiación de manera semejante al representado por la "Ley de Enfriamiento de Newton". Así, podemos escribir;

$$Q = h_r \cdot A \cdot (T_1 - T_2)$$

Si las superficies son cuerpos negros y el Factor de Visión la unidad;

$$Q = \sigma \cdot A \cdot \left(T_1^4 - T_2^4\right)$$

Luego,

$$\boxed{h_r = \sigma \cdot \frac{T_1^4 - T_2^4}{T_1 - T_2}}$$

Donde,

$$h_r = \sigma \cdot \left[T_1^3 + T_1^2 T_2 + T_2^2 T_1 + T_2^3\right]$$

Para Factores de Visión distintos de 1 y superficies grises;

$$Q = h_r \cdot \mathcal{F}_{12} \cdot A \cdot \left(T_1 - T_2\right)$$

Combinando ahora las ecuaciones de la convección y estas últimas, la ecuación general será:

$$q = h_c \cdot (T_0 - T_a) + e \cdot h_{rb}(T_0 - T_b)$$

Si $T_a = T_b$

$$q = (h_c + e \cdot h_{rb}) \cdot (T_0 - T_a)$$

donde,

$$h_r = e \cdot h_{rb}$$

Se recomienda consultar a J. Perry y otros, “Manual del Ingeniero Químico” (Ed. UTHEA, 3ra. Ed. en castellano, Tabla 14, pag. 730 , y Fig. 12, pag. 727).

Ecuaciones Empíricas:

$$h_c + h_r = \frac{564}{D^{0.19} \cdot (273 - \Delta T)}$$

Donde:

- D es el diámetro externo de la aislación (en pulgadas)
- $\Delta T = T_{aislación} - T_{aire}$

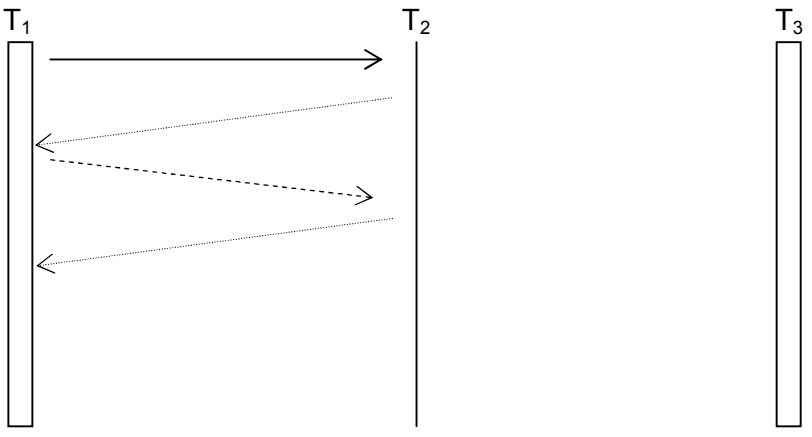
Por ejemplo: Si D = 8 pulg a 160ºF , T_a = 70ºF;

$$h_c + h_r = \frac{564}{8^{0.19} \cdot [273 - (160 - 70)]} = 2.07 \frac{BTU}{hr \cdot pie^2 \cdot {}^oF}$$

7.6. ESCUDOS DE RADIACION

Se tienen 3 láminas o placas planas, la primera a una temperatura mayor T_1, la segunda (estrecha y de alta conductividad térmica) a una intermedia T_2 y la tercera a la menor T_3.

La segunda lámina actúa como un escudo de radiación, reduciendo la energía emitida por la placa uno que llegaría a la tres en caso de no estar presente la placa dos.



Lo que se ve en la figura es la trayectoria de un rayo emitido por "1" que llega a "2" y es re-emitido hacia "1" nuevamente, postulando que sean superficies grises y la "2" de alta conductividad.

De acuerdo a la Ley Stefan Boltzman, la placa 1 emitiría radiación según $q_{1a2} = e_1\sigma T_1^4$ y la 2 absorbería $e_1 e_2 \sigma T_1^4$, siendo la energía nuevamente reflejada a 1. La diferencia entre lo inicialmente emitido por 1 y lo absorbido por 2 sería, $(e_1\sigma T_1^4 - e_1 e_2 \sigma T_1^4) = (1 - e_2)\, e_1 \sigma T_1^4$.

La serie de rayos emitidos por 1, absorbidos por 2, re-emitidos a 1, absorbidos por 1, re-emitidos a 2 y así sucesivamente, constituyen la marcha del rayo.

Desarrollando esta marcha de rayo, se puede obtener;

$$Q_{12} = A \cdot \sigma \cdot \left(T_1^4 - T_2^4\right) \cdot \left[e_1 \cdot e_2 + e_1 \cdot e_2 \cdot (1-e_2) \cdot (1-e_1) + e_1 \cdot e_2 \cdot (1-e_2)^2 \cdot (1-e_1)^2 + \ldots\right]$$

$$= A \cdot \sigma \cdot e_1 \cdot e_2 \cdot \left(T_1^4 - T_2^4\right) \cdot \sum_{i=0}^{\infty} \left[(1-e_2) \cdot (1-e_1)\right]_i$$

Donde; $$\sum = \frac{1}{1-(1-e_2)\cdot(1-e_1)}$$

$$Q_{12} = \frac{A \cdot \sigma \cdot \left(T_1^4 - T_2^4\right)}{\left(\frac{1}{e_1} + \frac{1}{e_2} - 1\right)} \qquad \text{y} \qquad Q_{23} = \frac{A \cdot \sigma \cdot \left(T_1^4 - T_3^4\right)}{\left(\frac{1}{e_2} + \frac{1}{e_3} - 1\right)}$$

Luego;

$$Q_{12} = \frac{A \cdot \sigma \cdot \left(T_1^4 - T_3^4\right)}{\left(\frac{1}{e_1} + \frac{1}{e_2} - 1\right) + \left(\frac{1}{e_2} + \frac{1}{e_3} - 1\right)}$$

Si relacionamos la situación "con escudo" y la correspondiente a "sin escudo" (sin superficie "2"), se obtiene;

$$\frac{Q_{12}}{Q_{13}} = \frac{\frac{1}{e_1} + \frac{1}{e_3} - 1}{\left(\frac{1}{e_1} + \frac{1}{e_2} - 1\right) + \left(\frac{1}{e_2} + \frac{1}{e_3} - 1\right)}$$

Si $e_1 = e_2 = e_3$;

$$\frac{Q_{12}}{Q_{13}} = \frac{\frac{2}{e} - 1}{\left(\frac{2}{e} - 1\right) + \left(\frac{2}{e} - 1\right)} = \frac{1}{2}$$

Debe tenerse en cuenta que este sistema se encuentra en estado estacionario, que significa que las temperaturas T_1, T_2 y T_3 son constantes, *pero además también los flujos de energía radiante lo son para cada situación (con o sin escudo), ya que el calor no puede acumularse en ningún lugar del mismo.*

Entonces, lo que se compara es el efecto del escudo cuando las temperaturas se mantienen iguales antes o después de colocarlo, obteniendo una disminución calculable del flujo neto de energía cuando existe escudo.

7.7. RADIACION EN GASES

Los gases mono y diatómicos, tales como el oxígeno o el nitrógeno (de moléculas sencillas y simétricas), son prácticamente transparentes a la radiación térmica, pero no ocurre igual con los gases triatómicos como el anhídrico carbónico y el vapor de agua (cuyas moléculas son asimétricas), ya que presentan un coeficiente de absorción significativo para la radiación térmica, en determinadas franjas o bandas de frecuencia de absorción-emisión.

Son bandas características;

- Vapor de Agua: 2,2-3,3 / 4,8-8,5 / 12-25
- Dióxido de carbono: 2,4-3 / 4-4,8 / 12,5-16,5

En el estudio del intercambio de radiación térmica entre superficies opacas se considera que la radiación no penetra mas allá de la superficie, por lo que el espesor del material no es relevante. En el caso de los gases, por su relativa transparencia, los fenómenos de absorción y emisión se realizan en su seno, siendo entonces significativo el volumen considerado y la cantidad de materia que encuentran en su camino esa radiación.

Un gas o vapor absorbente a elevada temperatura emite radiación hacia los alrededores a menor temperatura en la misma banda de longitudes de onda con que absorbe la energía, mientras que los que no emiten radiación tampoco la absorben. En una mezcla de gases (o vapores) interesa entonces conocer el comportamiento de los componentes absorbentes.

La fracción de la radiación incidente absorbida por un gas o vapor depende de la distancia recorrida por la radiación y de la cantidad de moléculas que encuentra el rayo a su paso, o sea, de la densidad del gas o vapor. Por lo tanto, se puede aumentar el grado de absorción incrementando la longitud del recorrido o la presión parcial del componente absorbente.

La emisividad del gas es una función de la temperatura y presión, pero debido al efecto de la distancia recorrida, se define arbitrariamente en función de una geometría específica.

Como el tratamiento riguroso es complicado al depender de tantos factores (longitud de onda, presión, temperatura, geometría), habitualmente se utilizan métodos aproximados.

Se considera un hemisferio de gas radiante de radio **L**, con un elemento de superficie receptora $\mathbf{dA_1}$, localizado en el centro de la base del hemisferio ó semiesfera.

El ancho de banda de absorción-emisión depende de P - T, mientras que la intensidad depende de λ, entonces;

$$I_{\lambda L} = I_{\lambda L} \cdot e^{-m\lambda L} \qquad m\lambda = \text{Función (tipo gas, } P_{parcial}\text{, } \lambda\text{) para semiesferas}$$

Se utiliza la emisividad del gas definida por

$$e_{gas} = \frac{\text{energía radiada para un gas}}{\text{energía radiada por superfice negra a igual temperatura}}$$

La emisividad $\mathbf{e_g}$ es la relación existente entre, la velocidad de flujo de energía radiante desde el gas al elemento de superficie considerado, con la velocidad de flujo de energía que existiría desde el mismo hemisferio cuya superficie fuera negra, con igual radio **L** y temperatura $\mathbf{T_g}$ hacia ese mismo elemento de superficie.

Si el elemento de superficie considerado está, a su vez, radiando energía calorífica hacia el gas, este flujo de energía dependerá de la temperatura de esa superficie, considerada como $\mathbf{T_1}$.

Si la temperatura del gas $\mathbf{T_g}$ y la de la superficie $\mathbf{T_1}$ son iguales, el coeficiente de absorción del gas α_g será igual a la emisividad $\mathbf{e_g}$, mientras que si son diferentes no lo serán. Sin embargo, se pueden utilizar los mismos métodos y gráficas con coeficientes de corrección.

Por lo tanto, $\mathbf{T_1}$ es la temperatura del elemento de superficie en el centro del hemisferio de área $\mathbf{dA_1}$.

De aquí;

$$q_g^{(e)} = \sigma \cdot e_g \cdot T_g^4 \quad \text{Emisión}$$

$$q_g^{(a)} = \sigma \cdot \alpha_g \cdot T_1^4 \quad \text{Absorción}$$

$$q_g = \sigma \cdot \left(e_g \cdot T_g^4 - \alpha_g \cdot T_1^4 \right)$$

Para hallar L en otras configuraciones, distintas de la hemiesférica:

- Esfera: L = 0,6 x D
- Cilindro infinito: L = 0,9 x D
- Planos paralelos infinitos: L = 2 x distancia entre planos
- Haz de tubos distribuidos (centros como triángulos equiláteros): L = 2,8 x espaciado

Se recomienda consultar las gráficas de la bibliografía, tales como J. Perry, “Manual del ingeniero Químico” (UTHEA, 3ra. Edición en castellano), Figs. 22 y 23, pag. 723.