XVIII.- RADIACIÓN TÉRMICA EN GASES NO TRANSPARENTES

pfernandezdiez.es

XVIII.1.- RADIACIÓN A TRAVÉS DE UN MEDIO TRANSMISOR Y ABSORBENTE

En los apartados anteriores se ha supuesto que todas las superficies radiativas eran opacas, de forma que la energía incidente sobre la superficie no se transmitía en absoluto a través de la misma, hipótesis que simplifica en gran manera los cálculos de radiación. Sin embargo, muchas sustancias de importancia industrial, como los vidrios, algunos plásticos y los gases, no son opacos a la radiación térmica y, por lo tanto, hay que ampliar el análisis de la radiación a través de estos materiales.

INTERCAMBIO RADIATIVO ENTRE DOS SUPERFICIES INFINITAS CON UN GAS INTERMEDIO.- Para desarrollar una técnica general se puede considerar un caso simple de intercambio radiativo entre dos superficies opacas, grises, con factor de forma $F_{12} = 1$, separadas por un medio transmisor, parcial o totalmente absorbente, isotermo, gris y que no refleje en absoluto la radiación incidente, hipótesis que es particularmente válida cuando se trata de gases, aunque los vidrios y otros sólidos, parcialmente transparentes, pueden reflejar una porción de la radiación incidente.

La geometría se muestra en la Fig XVIII.1; las dos superficies sólidas las llamaremos A_1 y A_2 mientras que las propiedades del gas transmisor se especifican en el subíndice g. Se puede admitir que las propiedades y temperaturas de las dos superficies sólidas son conocidas y que lo que se desea determinar son las transferencias de calor radiativo en los dos planos infinitos separados por el gas transmisor absorbente, así como la temperatura del gas.

La ley de Kirchoff aplicada al gas transmisor gris requiere, para mantener su temperatura constante que $\alpha_g = \varepsilon_g$ y como la reflectividad del medio transmisor es cero $(\rho_g = 0)$, resulta:

$\tau_g + \alpha_g + \rho_g = 1 \;\; ; \;\; \tau_g = 1 - \alpha_g = 1 - \varepsilon_g \;\; ; \;\; 1 = \tau_g + \varepsilon_g$

Las expresiones de la $\begin{cases} \text{Radiosidad de la superficie: } J = \varepsilon\, E_b + \rho\, G \\ \text{Transferencia neta de calor: } q_{neta} = A\,(J - G) \end{cases}$ *, no quedan afectadas por la presencia del gas.*

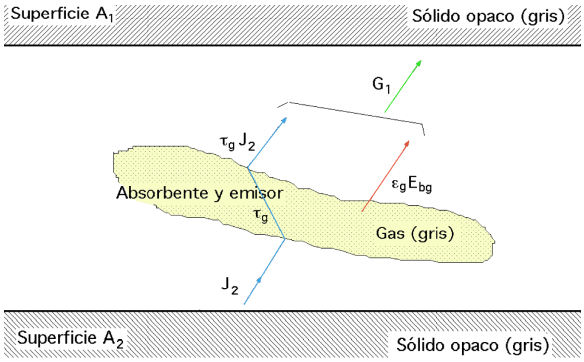


Fig XVIII.1.- Dos planos infinitos separados por un gas transmisor absorbente

La expresión de la transferencia neta de calor a la superficie A_1 viene dada por la ecuación:

$$q_{1(neta)} = \frac{E_{b1} - J_1}{\dfrac{\rho_1}{\varepsilon_1\, A_1}} = A_1 (J_1 - G_1)$$

La irradiación G_1 sobre la superficie A_1 es la suma de la:

- *Radiosidad que abandona la superficie* A_2 *y se transmite a través del gas* $(\tau_g\, J_2)$
- *Contribución debida a la emisividad del gas* $(\varepsilon_g Eb_g)$ *y que por ser* $F_{12} = 1$ *es de la forma:*

$$G_1 = \tau_g\, J_2 + \varepsilon_g\, E_{bg}$$

por lo que:

$$q_{1(neta)} = A_1 (J_1 - G_1) = A_1 (J_1 - \tau_g\, J_2 - \varepsilon_g\, E_{bg}) = \left| \; 1 = \tau_g + \varepsilon_g \; \right| = A_1 \{ (\tau_g + \varepsilon_g)\, J_1 - \tau_g\, J_2 - \varepsilon_g\, E_{bg} \} =$$

$$= A_1 \{ \tau_g\, (J_1 - J_2) + \varepsilon_g\, (J_1 - E_{bg}) \} = \frac{J_1 - J_2}{\dfrac{1}{A_1\, \tau_g}} + \frac{J_1 - E_{bg}}{\dfrac{1}{A_1\, \varepsilon_g}} = \frac{E_{b1} - J_1}{\dfrac{\rho_1}{A_1\, \varepsilon_1}}$$

Un análisis semejante para la superficie A_2 proporciona la ecuación:

$$q_{2(neta)} = \frac{J_2 - J_1}{\dfrac{1}{A_2\, \tau_g}} + \frac{J_2 - E_{bg}}{\dfrac{1}{A_2\, \varepsilon_g}} = \frac{E_{b2} - J_2}{\dfrac{\rho_2}{A_2\, \varepsilon_2}}$$

El circuito térmico de la Fig XVIII.2 muestra que el poder emisivo E_{bg} del gas considerado como cuerpo negro, es un potencial flotante, por lo que la temperatura del gas se convierte en una

función que depende de las propiedades del gas, así como de las propiedades superficiales de las dos superficies opacas.

El gas se comporta como una sustancia refractaria, ya que no hay suministro de energía externa al gas, o sea: $q_{(neta)g} = 0$.

Según el circuito térmico, el calor intercambiado entre las superficies A_1 y A_2 a través del gas es:

$$q_{1(neta)} = q^{*}_{1\leftrightarrow 2} = - q_{2(neta)}$$

$$q_{1(neta)} = \frac{E_{b1} - J_1}{\frac{\rho_1}{\varepsilon_1 A_1}} = \frac{J_1 - J_2}{R_{equiv}} = \frac{J_2 - E_{b2}}{\frac{\rho_2}{\varepsilon_2 A_2}} = \frac{E_{b1} - E_{b2}}{\frac{\rho_1}{\varepsilon_1 A_1} + R_{equiv} + \frac{\rho_2}{\varepsilon_2 A_2}}$$

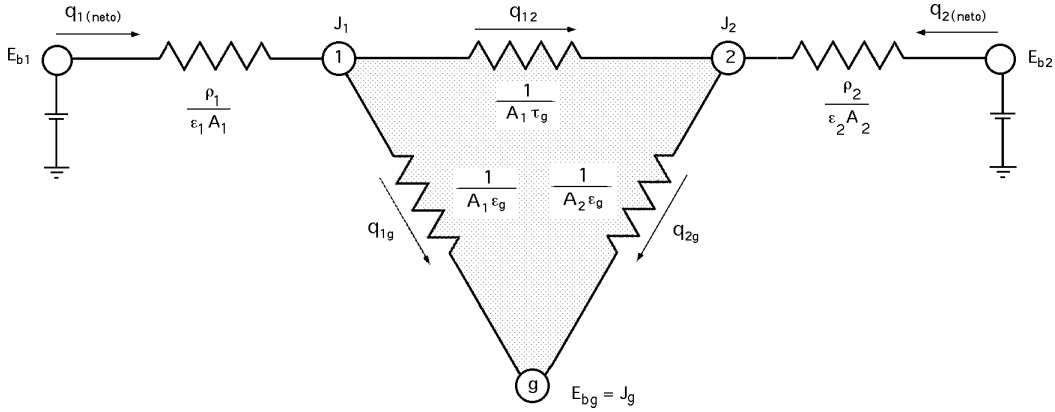


Fig XVIII.2.- Analogía eléctrica para dos planos infinitos separados por un gas no transparente a la radiación

$$\frac{1}{R_{equiv}} = \frac{1}{R_{12}} + \frac{1}{R_{1g} + R_{2g}} = \frac{R_{12} + R_{1g} + R_{2g}}{R_{12}(R_{1g} + R_{2g})} = \frac{\frac{1}{\tau_g A_1} + \frac{1}{\varepsilon_g A_1} + \frac{1}{\varepsilon_g A_2}}{\frac{1}{\tau_g A_1}\left(\frac{1}{\varepsilon_g A_1} + \frac{1}{\varepsilon_g A_2}\right)} = \frac{\frac{1}{\tau_g} + \frac{2}{\varepsilon_g}}{\frac{2}{\tau_g \varepsilon_g}} A_1 =$$

$$= \frac{\varepsilon_g + 2\tau_g}{2} A_1 = \frac{1 + \tau_g}{2} A_1 \quad \Rightarrow \quad R_{equiv} = \frac{2}{(1 + \tau_g) A_1}$$

en la que se ha tenido en cuenta que $A_1 = A_2$ por lo que:

$$q_{1(neta)} = \frac{E_{b1} - E_{b2}}{\frac{\rho_1}{\varepsilon_1} + \frac{\rho_2}{\varepsilon_2} + \frac{2}{1 + \tau_g}} A_1 = \frac{E_{b1} - E_{b2}}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - \frac{2\tau_g}{1 + \tau_g}} A_1$$

$$q_{1(neta)} = - q_{2(neta)} = \frac{E_{b1} - J_1}{\frac{\rho_1}{\varepsilon_1 A_1}} = \frac{J_2 - E_{b2}}{\frac{\rho_2}{\varepsilon_2 A_2}}$$

El intercambio radiativo entre las dos superficies es:

$$q_{1\leftrightarrow 2} = \frac{J_1 - J_2}{\frac{1}{\tau_g A_1}} = \tau_g (J_1 - J_2) A_1$$

La temperatura T_g del gas se obtiene a partir de la ecuación:

$$\frac{E_{b1} - J_1}{\frac{\rho_1}{A_1 \varepsilon_1}} = \frac{J_1 - J_2}{\frac{1}{A_1 \tau_g}} + \frac{J_1 - E_{bg}}{\frac{1}{A_1 \varepsilon_g}} \quad \Rightarrow \quad \frac{\varepsilon_1}{\rho_1} (E_{b1} - J_1) = \tau_g (J_1 - J_2) + \varepsilon_g (J_1 - E_{bg})$$

$$\frac{\varepsilon_1}{\rho_1} E_{b1} - J_1 \left(\frac{\varepsilon_1}{\rho_1} + \tau_g + \varepsilon_g \right) + \tau_g J_2 = - \varepsilon_g E_{bg}$$

$$\frac{\varepsilon_1}{\rho_1} E_{b1} - J_1 \left(\frac{1 - \rho_1}{\rho_1} + \tau_g + \varepsilon_g \right) + \tau_g J_2 = - \varepsilon_g E_{bg}$$

$$\frac{\varepsilon_1}{\rho_1} E_{b1} - \frac{J_1}{\rho_1} + \tau_g J_2 = - \varepsilon_g \sigma T_g^4 \quad \Rightarrow \quad T_g = \sqrt[4]{\frac{J_1 - \tau_g \rho_1 J_2 - \varepsilon_1 E_{b1}}{\varepsilon_g \rho_1 \sigma}}$$

Cuando el gas es transparente a la radiación, para placas paralelas infinitas $F_{12} = 1$, se cumple:

$$q_{1(neta)} = \frac{E_{b1} - E_{b2}}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1} A_1$$

y cuando el gas no es transparente a la radiación:

$$q_{1(neta)} = \frac{E_{b1} - E_{b2}}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - \frac{2 \tau_g}{1 + \tau_g}} A_1$$

por lo que la presencia del gas reduce la transferencia neta de calor a la superficie A_1 debido a la emisividad del propio gas; la transferencia neta de calor radiativo entre las superficies también disminuye cuando el gas está presente, ya que éste absorbe parte de la energía radiante que se propaga entre las placas, lo que se comprueba porque $\frac{2 \tau_g}{1 + \tau_g} < 1$

INTERCAMBIO RADIATIVO ENTRE DOS SUPERFICIES FINITAS CON UN GAS INTERMEDIO.- Cuando las superficies sean finitas, Fig XVIII.3, el circuito térmico se modifica para tener en cuenta que los factores de forma no son iguales a la unidad.

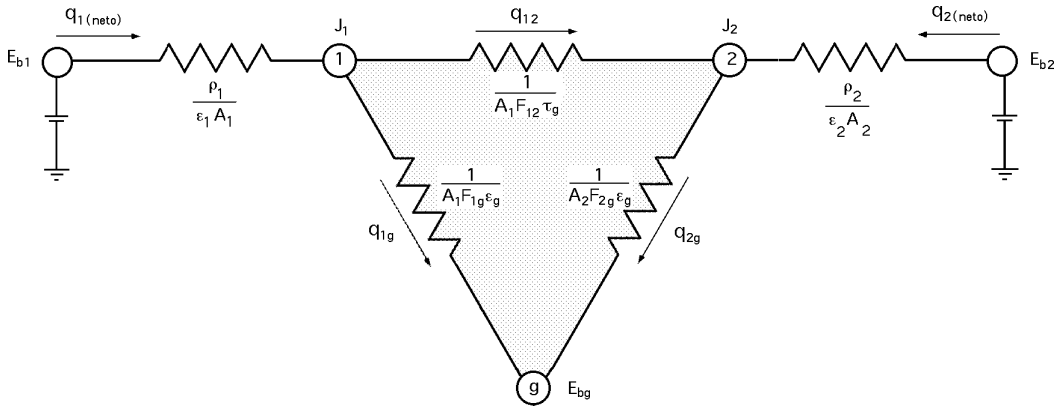


Fig XVIII.3.- Analogía eléctrica para dos placas finitas separadas por un gas no transparente a la radiación

Si por ejemplo se desea calcular las transferencias de calor para dos planos paralelos opacos y finitos separados por un gas no reflectivo, gris e isotermo, la expresión de la irradiación sobre la superficie A_1 es:

$$A_1\ G_1 = A_2\ F_{21}\ \tau_g\ J_2 + A_g\ F_{g1}\ \varepsilon_g\ E_{bg} = A_1\ F_{12}\ \tau_g\ J_2 + A_1\ F_{1g}\ \varepsilon_g\ E_{bg}$$

$$q_{1(neta)} = A_1 (J_1 - F_{12}\ \tau_g\ J_2 - F_{1g}\ \varepsilon_g\ E_{bg}) = \left| \ 1 = \tau_g\ F_{12} + \varepsilon_g\ F_{1g}\ \right| =$$

$$= A_1 \{ (\tau_g\ F_{12} + \varepsilon_g\ F_{1g})\ J_1 - F_{12}\ \tau_g\ J_2 - F_{1g}\ \varepsilon_g\ E_{bg} \} = A_1 \{ \tau_g\ F_{12}\ (J_1 - J_2) + \varepsilon_g\ F_{1g}\ (J_1 - E_{bg}) \} =$$

$$= \frac{J_1 - J_2}{\dfrac{1}{A_1\ \tau_g\ F_{12}}} + \frac{J_1 - E_{bg}}{\dfrac{1}{A_1\ \varepsilon_g\ F_{1g}}}$$

INTERCAMBIO RADIATIVO ENTRE UN GAS ISOTERMO Y UN RECINTO NEGRO.- El recinto negro se puede equiparar a una cámara de combustión o a un horno, en cuyo interior la turbulencia garantiza que los gases contenidos se mezclen bien, estando las variaciones de temperatura limitadas a capas límite de pequeño espesor en zonas próximas a las paredes, por lo que en primera aproximación se podría considerar a los gases como isotérmicos; por otro lado, cuando se usan hidrocarburos como combustible, las paredes se pueden asimilar a superficies negras debido a la oxidación y a los depósitos de hollín. Para su estudio se puede partir de la ecuación para dos superficies:

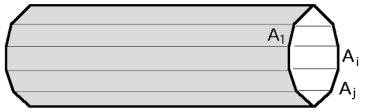


Fig XVIII.4.- Recinto de n superficies negras que contiene un gas isotermo

$$A_1\ G_1 = A_1\ F_{12}\ \tau_g\ J_2 + A_g\ F_{g1}\ \varepsilon_g\ E_{bg}$$

en la que hay que introducir las siguientes consideraciones:

$$G_1 = F_{12}\ \tau_g\ J_2 + \frac{A_g}{A_1}\ F_{g1}\ \varepsilon_g\ E_{bg} = \left| \begin{array}{l} A_g = A_1 \quad ; \quad J_2 = E_{b2} \\ F_{g1} = F_{12} \end{array} \right| = F_{12}\ (\tau_g\ E_{b2} + \varepsilon_g\ E_{bg})$$

Si ahora se considera el recinto que contiene al gas isotérmico a T_s formado por *n* superficies negras, y del mismo se toman dos superficies A_i y A_j, la ecuación anterior se puede poner en la forma:

$$G_{ij} = F_{ij} \ (\tau_g^{ij} \ E_{bj} \ + \varepsilon_g^{ij} \ E_{bg} \ )$$

por lo que el flujo de calor radiante a través de la superficie A_i será:

$$q_{i(neta)} = A_i \ (E_{bi} - \sum_{j=1}^{n} G_{ij} \ ) = \left| \ G_{ij} = F_{ij} \ (\tau_g^{ij} \ E_{bj} + \varepsilon_g^{ij} \ E_{bg} \ ) \ \right| = A_i \ (E_{bi} - \sum_{j=1}^{n} F_{ij} \ (\tau_g^{ij} \ E_{bj} + \varepsilon_g^{ij} \ E_{bg} \ )$$

que son *n* ecuaciones lineales para los *n* flujos de calor.

La emisividad total del gas ε_g^{ij} se calcula a la temperatura T_g y la transmitancia τ_g^{ij} lo es para la radiación emitida por una fuente negra a la temperatura T_j que se transmite a través del gas a T_g sobre una longitud característica L.

Si el recinto es de una sola superficie A_1 a la temperatura T_1 se tiene:

$$q_{1(neta)} = A_1 \ (E_{b1} - E_{bg} \ ) \ \varepsilon_g = \left| \ 1 = \varepsilon_g + \tau_g \ \right| = A_1 \ \{E_{b1} \ (1 - \tau_g \ ) - \varepsilon_g E_{bg} \ \} = A_1 \ (\alpha_g E_{b1} - \varepsilon_g E_{bg} \ )$$

La radiación emitida por las paredes y absorbida por el gas es de poca importancia por cuanto las paredes están relativamente frías, no siendo necesario tener un valor exacto de α_g.

INTERCAMBIO RADIATIVO ENTRE UN GAS ISOTERMO Y UN RECINTO GRIS.- Para determinar el intercambio radiativo en el interior de un recinto conformado por superficies grises que contiene un gas isotermo, hay que suponer que el gas también es gris, por lo que:

$$\varepsilon_g^{ij} = \alpha_g^{ij} = 1 - \tau_g^{ij}$$

El flujo de calor radiante a través de la superficie A_i se puede poner en la forma:

$$q_{i(neta)} = A_i \ J_i - \sum_{j=1}^{n} \{A_i \ F_{ij} \ \tau_g^{ij} \ J_j + A_g \ F_{ig} \ \varepsilon_g^{ij} \ E_{b_g} \ \} = \sum_{j=1}^{n} \frac{J_i - J_j}{\frac{1}{A_i \ F_{ij} \ \tau_g^{ij}}} + \sum_{j=1}^{n} \frac{J_i - E_{b_g}}{\frac{1}{A_g \ F_{ig} \ \varepsilon_g^{ij}}}$$

que son *n* ecuaciones lineales para los *n* flujos de calor.

XVIII.2.- PROPIEDADES RADIATIVAS DE LOS GASES

La radiación emitida por las gases es completamente distinta a la emitida por una sustancia sólida; el poder emisivo monocromático de una sustancia sólida es relativamente continuo para todas las longitudes de onda, mientras que la emisión y absorción de los gases tiene lugar en bandas de estrecha longitud de onda. La emisión y la absorción no se efectúan de manera continua sobre

todo el espectro, siendo significativas en varias bandas más o menos anchas de longitud de onda de absorción relativamente fuerte, tendiendo a cero en otras bandas contiguas.

Los gases con estructuras moleculares simétricas como el O_2, N_2 e H_2 no son sustancias fuertemente absorbentes o emisoras, por lo que en la mayor parte de los casos, cuando las temperaturas sean inferiores a las necesarias para ionizarlos, se puede despreciar la emisividad de los mismos, por lo que se pueden considerar transparentes a la radiación, es decir *diatermos*.

Sin embargo, la emisividad y la absortividad de los gases con estructuras no simétricas pueden llegar a ser importantes. En la industria, los *gases no simétricos* más importantes son el H_2O, CO_2, CO, SO_2, NH_3 y los *hidrocarburos* CH_3OH, CH_3-CH_2OH, etc, que tienen poderes emisivos y absorbentes tales, que la influencia de la radiación es más importante que la debida a la convección, siendo el H_2O y CO_2 los que intervienen más directamente en estos procesos.

Otra diferencia importante entre las propiedades radiativas de los sólidos y gases opacos es el hecho de que la forma geométrica del gas afecta a estas propiedades, mientras que en un sólido opaco las propiedades no dependen de la forma del mismo. En la Fig XVIII.5 se muestra la absortividad monocromática del vapor de H_2O y en la Fig XVIII.11 la del CO_2.

Las propiedades se pueden resumir en:

- Los poderes emisivo y absorbente de un gas son función de la temperatura

- Como los gases están casi siempre mezclados con gases diatérmicos, la emisividad ε *depende de la presión parcial del gas no diatérmico en la mezcla,* $\varepsilon = f(p)$

- En los sólidos, la radiación emitida por las moléculas lejos de la superficie es frenada por las moléculas de la superficie

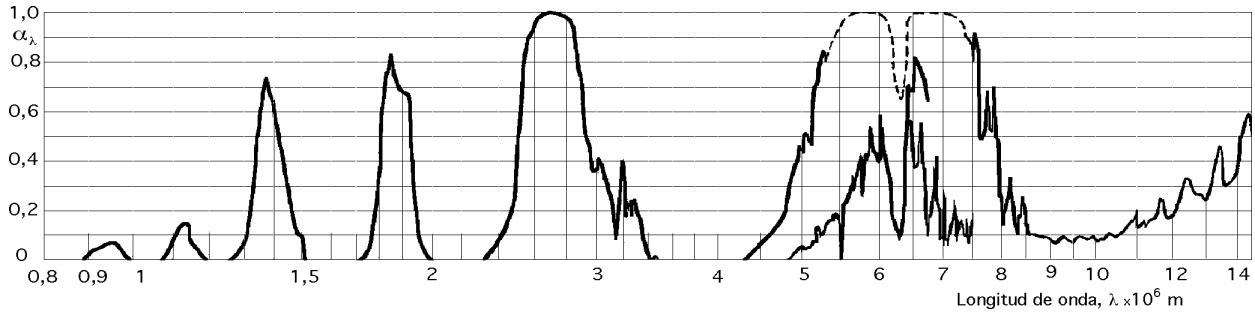


Fig XVIII.5.- Absortividad monocromática del vapor de H_2O

En un gas la movilidad más grande de las moléculas y su mayor distancia entre ellas hacen que una parte importante de la radiación emitida por las partes profundas llegue al contorno de delimitación de la masa. Las capas gruesas de un gas absorben más energía y transmiten menos que una capa delgada, por lo que además de especificar las propiedades que fijan el estado del gas, tales como la presión y la temperatura, hay que especificar una *longitud característica* L de la masa del

gas antes de determinar sus propiedades radiativas, siendo la emisividad y la absortividad función de esta longitud L que debe recorrer la radiación en la masa. La emisividad es función de *p* y L y, por lo tanto, del producto *{p (atm) x L (metros)}*, Fig XVIII.6.

- *La absortancia* α *del gas no es nunca igual a su emitancia* ε , circunstancia que diferencia los gases de los sólidos grises para los que $\alpha = \varepsilon$; sin embargo, las llamas grises tienen, en general, una absortancia igual a la emitancia.

- *Es necesario distinguir los gases que emiten o absorben radiación y las llamas que están cargadas de partículas sólidas (hollín, cenizas o incombustibles), siempre luminosas, frecuentemente opacas y de emisividad muy elevada.*

EMISIVIDAD DE LOS GASES.- En los gases, la emisividad ε es función de la temperatura, de la presión parcial y de la longitud L que el gas debe recorrer; el valor de L depende de la forma del recinto ocupado por los gases y su valor se ha determinado experimentalmente.

En la Fig XVIII.6 se muestran las curvas de la emisividad del vapor de H_2O a la presión total de 1 atm. y en la Fig XVIII.7 las curvas de emisividad del CO_2 a la presión de 1 atm; en estas figuras, los símbolos p_{H_2O} y p_{CO_2} representan las presiones parciales de los gases.

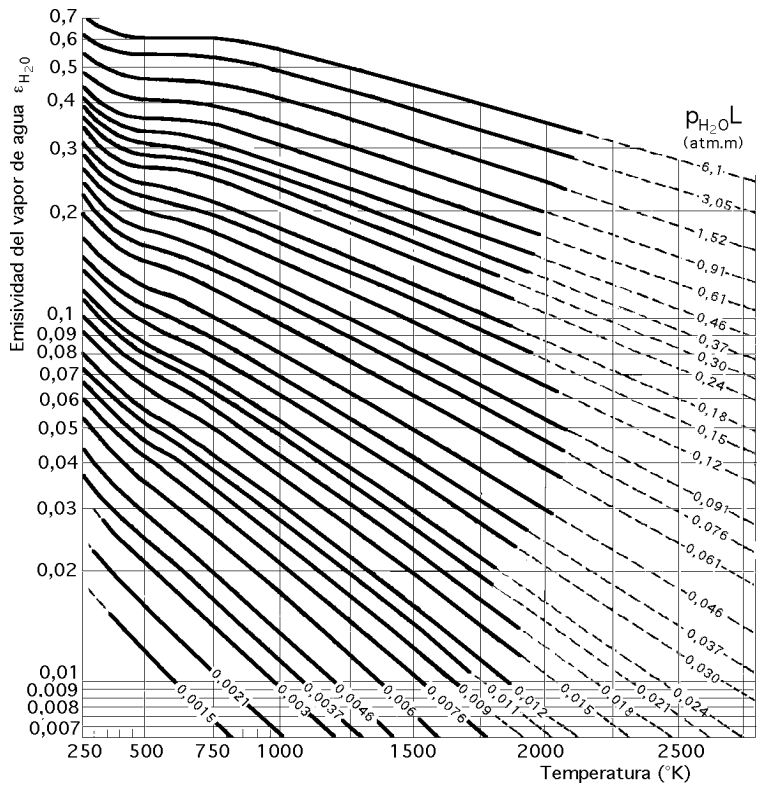


Fig XVIII.6.- Emisividad del vapor de H_2O a la presión total de 1 atm, (Höttel)

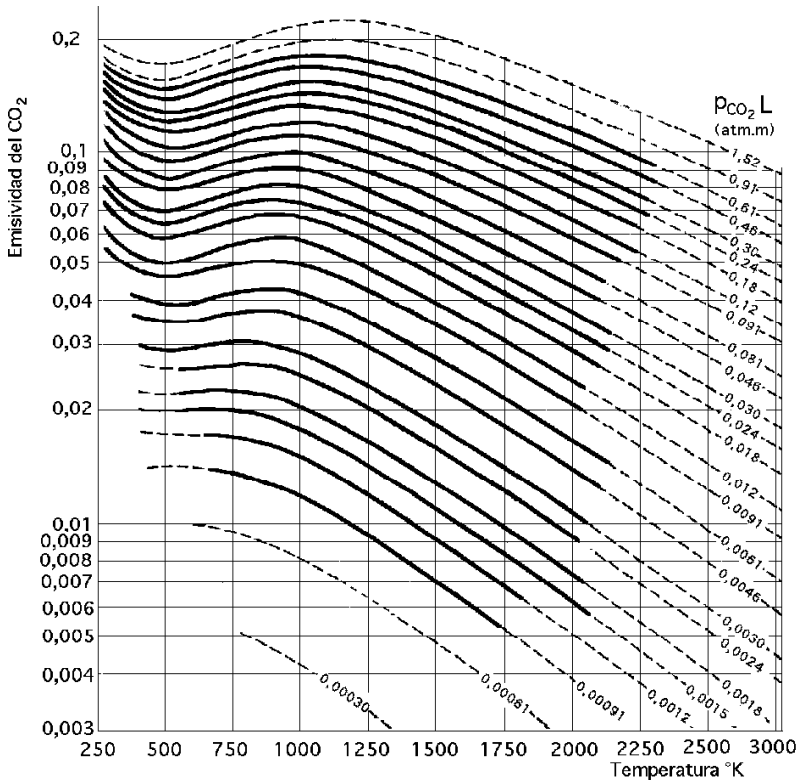


Fig XVIII.7.- Emisividad del CO_2 a la presión total de 1 atm, (Höttel)

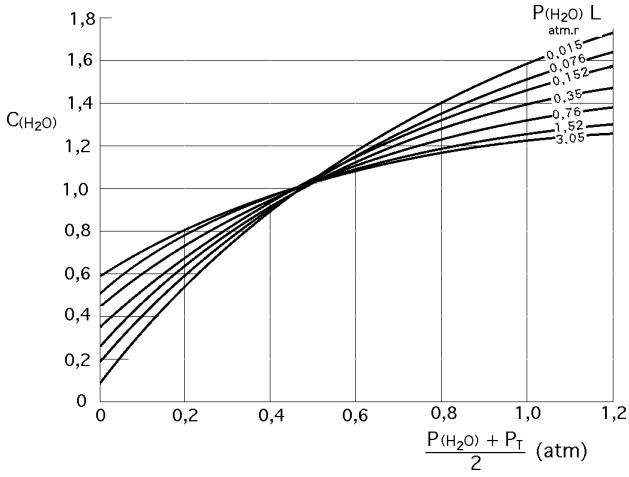


Fig XVIII.8.- Factor de corrección de la emisividad del vapor de H_2O a presiones distintas de 1 atmósfera, (Höttel)

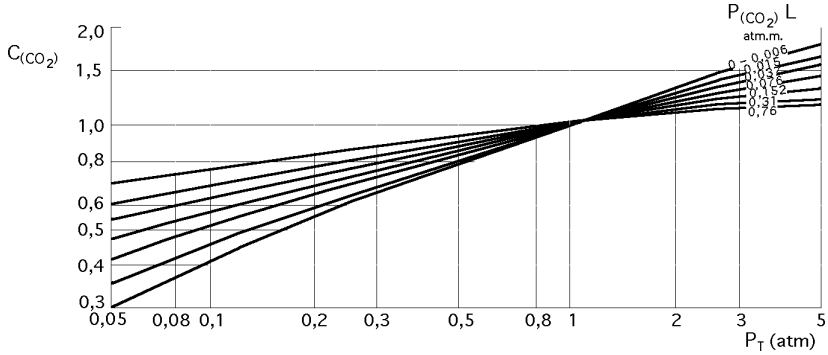


Fig XVIII.9.- Factor de corrección $\Delta\varepsilon$ de la emisividad del CO_2 a presiones distintas de 1 atmósfera, (Höttel)

Cuando la presión total del gas sea distinta de 1 atm, los valores de la emisividad se multiplican por un factor de corrección C_{H_2O} y C_{CO_2} correspondientes al vapor de H_2O y al CO_2, que vienen representados en las Fig XVIII.8.9 respectivamente.

Las emisividades del H_2O y del CO_2 a la presión total p_T distinta de 1 atm vienen dadas por:

$$(\varepsilon_{H_2O})_{P_T} = C_{H_2O}\ (\varepsilon_{H_2O})_{presión\ atm}$$
$$(\varepsilon_{CO_2})_{P_T} = C_{CO_2}\ (\varepsilon_{CO_2})_{presión\ atm}$$

La superficie negra A_1 recibe por unidad de superficie un promedio de energía del gas, igual a la energía que recibiría una superficie negra ficticia de área unidad, colocada en el centro de una semiesfera de radio L constituida por el mismo gas y a la misma temperatura T_g.

Longitud característica.- La longitud característica del gas L se denomina *longitud media del haz*; sus valores para diversas geometrías se indican en la Tabla XVIII.1.Para algunas geometrías distintas a las relacionadas en la Tabla citada, se puede aproximar la longitud media del haz, siendo V_{gas} el volumen ocupado por el gas y A la superficie de contacto del mismo con el cuerpo negro de referencia, mediante la expresión:

$$L = 3{,}6\ \frac{V_{gas}}{A}$$

Tabla XVIII.1.- Longitud media del haz para diversas situaciones geométricas del gas

Geometría	*L*
Esfera	*2/3(Diámetro)*
Cilindro infinito	*Diámetro*
Planos paralelos infinitos	*2 (Distancia entre planos)*
Cilindro circular infinito radiando al interior de la superficie cilíndrica	*0,95 (Diámetro)*
Cilindro circular semiinfinito radiando a la base	*0,65 (Diámetro)*
Cilindro circular semiinfinito radiando al centro de la base	*Diámetro*
Cilindro circular recto de altura = a dos diámetros radiando a la base	*0,60 (Diámetro)*
Cilindro circular recto de altura = a dos diámetros radiando a la superficie cilíndrica	*0,76 (Diámetro)*
Cilindro circular recto de altura = al diámetro, radiando al centro de la base	*Diámetro*
Cilindro circular recto de altura = al diámetro, radiando a toda la superficie	*0,66 (Diámetro)*
Cilindro circular recto de altura = a la mitad del diámetro, radiando al centro de la base	*0,43 (Diámetro)*
Cilindro circular recto de altura = a la mitad del diámetro, radiando a toda la superficie	*0,46 (Diámetro)*
Cubo radiando a alguna cara	*0,6 (Arista)*
Paralelepípedo rectangular, 1,1,4, radiando a la cara,1x4	*0,90 (Arista más corta)*
Paralelepípedo rectangular, 1,1,4, radiando a la cara, 1x1	*0,86 (Arista más corta)*
Paralelepípedo rectangular radiando a todas las caras	*0,89 (Arista más corta)*
Conjunto ∞ de tubos al tresbolillo al espacio exterior, Diámetro del tubo = espacio libre	*3,4 (Espacio libre)*
Conjunto ∞ de tubos al tresbolillo al espacio exterior, Diámetro del tubo = (1/2) espacio libre	*4,44 (Espacio libre)*
Hemisfera radiando a un elemento y al centro de la base	*0,5 (Diámetro)*
Volumen entre dos planos paralelos radiando a un elemento sobre una de las caras	*1,8 (Espaciado entre planos)*
Volumen de gas fuera de un conjunto de tubos radiando a un único tubo:	
Disposición al tresbolillo (Distancia entre centros de los tubos, S = 2 D)	*3 (S-D)*
Disposición al tresbolillo (Distancia entre centros de los tubos, S = 3 D)	*3,8 (S-D)*
Disposición regular (en línea) S= 2 D	*3,5 (S-D)*

A veces, un horno o una cámara de combustión se pueden considerar como recintos de una sola superficie, es decir, con una temperatura de pared y una emitancia uniformes, por lo que A sería la superficie total del recinto y V_{gas} el volumen.

Para un conducto largo de sección transversal A_{trans} y perímetro P:

$$L = 3{,}6\ \frac{A_{trans}}{P} = d_{equiv}$$

- La longitud media del haz para dos rectángulos paralelos iguales, de dimensiones *(a.b)*, separados una distancia *c* es:

$$L F_{A_1 \to A_2} = \frac{4\,c}{\pi\,X\,Y}\left\{X\,Y\,arc\,tg\,\frac{X\,Y}{\sqrt{1+X^2+Y^2}} + X\,ln\,\frac{X+\sqrt{1+X^2+Y^2}}{(X+\sqrt{1+X^2}\,)\,\sqrt{1+Y^2}\,)} + \right.$$

$$\left. + Y\,ln\,\frac{Y+\sqrt{1+X^2+Y^2}}{(Y+\sqrt{1+Y^2}\,)\,\sqrt{1+X^2}\,)} + \sqrt{1+X^2} + \sqrt{1+Y^2} - \sqrt{1+X^2+Y^2} - 1\right\}$$

con: $X = \frac{a}{c}$; $Y = \frac{b}{c}$

- La longitud media del haz para dos rectángulos que forman 90° y tienen una arista común c de dimensiones *(a.c)* y *(b.c)*, es:

$$L F_{A_1 \to A_2} = \frac{c}{3\,\pi\,X}\left\{3\,X^2\ ln\,\frac{(1+\sqrt{1+X^2}\,)\,\sqrt{X^2+Y^2}}{X\,(1+\sqrt{1+X^2+Y^2}\,)} + 3\,Y^2\ ln\,\frac{(1+\sqrt{1+Y^2}\,)\,\sqrt{X^2+Y^2}}{Y\,(1+\sqrt{1+X^2+Y^2}\,)} + \right.$$

$$+ 3\,X^2\,(\sqrt{1+X^2+Y^2} - \sqrt{X^2+Y^2} - \sqrt{1+X^2}\,) + 3\,Y^2\,(\sqrt{1+X^2+Y^2} - \sqrt{X^2+Y^2} - \sqrt{1+Y^2}\,) +$$

$$\left. + \sqrt{(1+X^2)^3} + \sqrt{(1+Y^2)^3} + \sqrt{(X^2+Y^2)^3} - \sqrt{(1+X^2+Y^2)^3} + 2\,X^3 + 2\,Y^3 - 1\right\}$$

con: $X = \frac{a}{c}$; $Y = \frac{b}{c}$

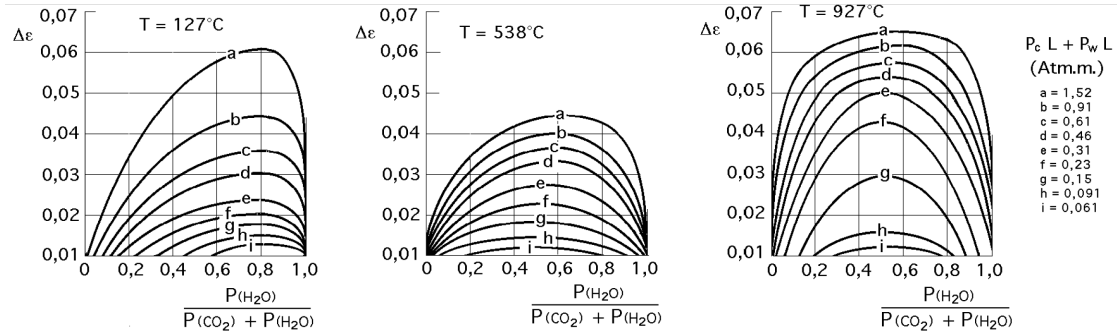


Fig XVIII.10.- Factor de corrección Δε *de la emisividad de una mezcla de vapor de H_2O y CO_2 (Höttel)*

Emisividad de una mezcla de gases.- Cuando el H_2O y el CO_2 coexisten ambos en una mezcla, la emisividad se puede calcular sumando la correspondiente a cada uno de los gases, en el

supuesto de que cada gas existiera por sí solo, a la que se resta un factor de corrección de la emisividad $\Delta\varepsilon$ que indica la emisión de las bandas de longitud de onda que se superponen.

El factor de corrección $\Delta\varepsilon$ para la mezcla de vapor de H_2O y CO_2 viene representado en la Fig XVIII.10.

La emisividad de una mezcla de vapor de H_2O y CO_2 viene dada por la ecuación:

$$\varepsilon_{mezcla} = C_{CO_2}\,(\varepsilon_{CO_2})_{P_T=1} + C_{H_2O}\,(\varepsilon_{H_2O})_{P_T=1} - \Delta\varepsilon$$

ABSORTIVIDAD DE LOS GASES.- La determinación de la absortividad α de un gas es un poco más compleja que la emisividad ε; el procedimiento incluye el uso de los diagramas de emisividades, pero modificando previamente los parámetros utilizados en los mismos. Hay que recordar que la absorción (o la emisión) de la radiación en gases no tiene lugar sobre todo el espectro, sino que sucede sobre determinadas bandas de longitudes de onda.

En la Fig XVIII.11 se presenta el espectro de absorción para el CO_2 en el que el producto de la densidad ρ del gas por el espesor de la capa de gas L vale (ρ L = 2,44 kg/cm^2).

El espectro se compone de 4 bandas de absorción, posicionadas en las longitudes de onda de 15 μm, 4,3 μm, 2,7 μm y 1,9 μm.

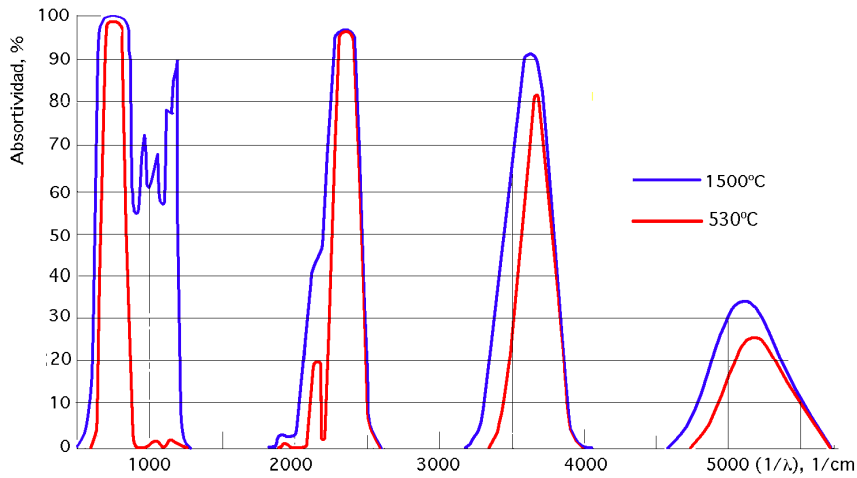


Fig XVIII.11.- Absortividad espectral del CO_2 : ρ L = 2,44 kg / m^2

XVIII.3.- DETERMINACIÓN PRACTICA DE LA EMISIVIDAD Y DE LA ABSORTIVIDAD

Anhidrido carbónico.- La presión parcial *p* del CO_2 es proporcional a su concentración en volumen en la mezcla; si por ejemplo, su proporción en volumen es del 12% a la presión atmosférica, se tiene una presión parcial p = 0,12 atm; si la presión total de la mezcla fuese 4 atm, la presión parcial del CO_2 sería de 0,48 atm

Según la forma del recinto o mediante la Tabla XVIII.1 se obtiene el valor de la longitud ca-

racterística L, se determina el producto *(p L)*, y con ayuda de la Fig XVIII.7 se calcula la emisividad ε del CO_2 a la temperatura del gas.

La absortividad α es diferente de ε y se calcula también en la Fig XVIII.7 utilizando el mismo valor de *(p L)* que el empleado para la determinación de ε, pero tomando como temperatura la de la superficie $T_{sól}$ del sólido (que se comporta como un cuerpo negro), que emite radiación (si el gas está más frío), o que la recibe (si el gas está más caliente).

La absortividad del CO_2 se calcula mediante la ecuación de Höttel, de la forma:

$$\alpha_{CO_2}\Big|_{T_{sólido}} = C_{CO_2}\, \varepsilon'_{CO_2}\Big|_{T_{sólido}} \left(\frac{T_{CO_2}}{T_{sólido}}\right)^{0,65}$$

en la que el valor de C_{CO_2} se toma de la Fig XVIII.9, y el de $\varepsilon'_{CO_2}\Big|_{T_{sól}}$ se toma de la Fig XVIII.7, a la temperatura del sólido, calculándose las nuevas emisividades ε' a las presiones parciales:

$$p'_{CO_2} = p_{CO_2}\, \frac{T_{sól}}{T_{gas}}$$

Ejemplo.- En el supuesto de que la proporción de CO_2 sea igual a 12,2% y presión total 1 atm, (no hay factor de corrección), se tiene:

$$a)\ p = 0,\ 12\ atm\ ;\ L = 1\ m\ ;\ p\,L = 0,12 \ \Rightarrow\ \begin{cases} T_{gas} = 1.000ºC\ ;\ \varepsilon = 0,12 \\ T_{sól} = 600ºC\ ;\ \alpha = 0,14 \end{cases}$$

$$b)\ p = 0,\ 12\ atm\ ;\ L = 1\ m\ ;\ T_{gas} = 600C\ ;\ T_{sól} = 1000ºC\ ;\ p\,L = 0,\ 12\ ;\ \varepsilon = 0,14\ ;\ \alpha = 0,12$$

Oxido de carbono.- Para este gas se utiliza el mismo diagrama que para el CO_2 pero se dividen por 2 los valores de ε y de α así determinados.

Vapor de agua.- Se opera igual que para el CO_2 con ayuda de la gráfica XVIII.6 para 1 atm, y cuando la presión sea distinta de la unidad los valores obtenidos se multiplican por un factor de corrección que se obtiene de la Fig XVIII.8. Si el vapor de H_2O se encuentra a una temperatura T_{H_2O} para una radiación incidente que procede de una superficie negra a la temperatura $T_{sól}$, la absortividad del H_2O se calcula mediante la ecuación:

$$\alpha_{H_2O}\Big|_{T_{sólido}} = C_{H_2O}\, \varepsilon'_{H_2O}\Big|_{T_{sólido}} \left(\frac{T_{H_2O}}{T_{sólido}}\right)^{0,45}$$

en la que el valor de C_{H_2O} se toma de la Fig XVIII.8, y el de $\varepsilon'_{H_2O}\Big|_{T_{sól}}$ se toma de la Fig XVIII.6, a la temperatura del sólido, calculándose las nuevas emisividades ε', a las presiones parciales:

$$p'_{H_2O} = p_{H_2O} \frac{T_{sól}}{T_{gas}}$$

Para una presión parcial del vapor de H_2O = 0,122 atm, L = 1, T_{gas}= 1025ºC y $T_{sól}$ = 750ºC:

$$p\,L = 0{,}122\,;\quad \varepsilon = 0{,}105\,;\quad \alpha = 0{,}14\;;\quad C_{H_2O} = 1{,}07 \;\Rightarrow\; \begin{cases} \varepsilon = 0{,}105 \times 1{,}07 = 0{,}112 \\ \alpha = 0{,}14 \times 1{,}07 = 0{,}15 \end{cases}$$

Humos.- Los humos son el resultado de la combustión y contienen anhidrido carbónico, vapor de agua, nitrógeno y en el caso mas general, oxígeno, óxido de carbono y un poco de anhidrido sulfuroso, que se desprecian para estos cálculos a menos que estén en cantidades importantes. Si tanto el vapor de H_2O como el CO_2 están presentes en una mezcla gaseosa, la absortividad es de la forma:

$$\alpha_{mezcla} = \alpha_{CO_2} + \alpha_{H_2O} - \Delta\alpha$$

en la que α_{H_2O} y α_{CO_2} se calculan con las ecuaciones anteriores, mientras que $\Delta\alpha = \Delta\varepsilon$ se obtienen de la Fig XVIII.10 a la temperatura $T_{sól}$.

Cuando el CO_2 y el H_2O radían, cada uno de ellos es opaco a la radiación del otro, ya que ellos no son diatérmicos, es decir, el H_2O intercepta una parte de la radiación emitida por el CO_2 y viceversa, introduciéndose un término correctivo $\Delta\varepsilon$ que se tiene que restar de la suma de los ε.

Este término viene dado por una serie de curvas cuyo eje de abscisas es $\dfrac{p_{H_2O}}{p_{H_2O} + p_{CO_2}}$ mientras que $(p_{H_2O}L + p_{CO_2}L)$ figura como un parámetro.

En el ejemplo anterior de los humos $\begin{cases} 12{,}2\%\ de\ CO_2 \\ 12{,}2\%\ de\ vapor\ de\ H_2O \end{cases}$ se tenía que $\begin{cases} \varepsilon_{CO_2} = 0{,}125 \\ \varepsilon_{H_2O} = 0{,}112 \end{cases}$

Se considera el diagrama por encima de 927ºC:

$$p_{CO_2}L + p_{H_2O}L = 0{,}122 + 0{,}122 = 0{,}244$$

$$\frac{p_{H_2O}\ L}{p_{CO_2} + p_{H_2O}} = \frac{0{,}122}{0{,}244} = 0{,}5$$

Se puede utilizar la curva 0,228 que proporciona, $\Delta\varepsilon$= 0,035.

La emisividad *total de los humos es: 0,112 + 0,125 - 0,035 = 0,202*

El *calor intercambiado* es:

$$q_{1(neta)} = \sigma\ \{\varepsilon_{gas}\ T^4_{gas} - \alpha_{gas}\ T^4_{sól}\}$$

que indica que el gas emite y, al no ser transparente a la radiación, absorbe una parte de la radiación devuelta.

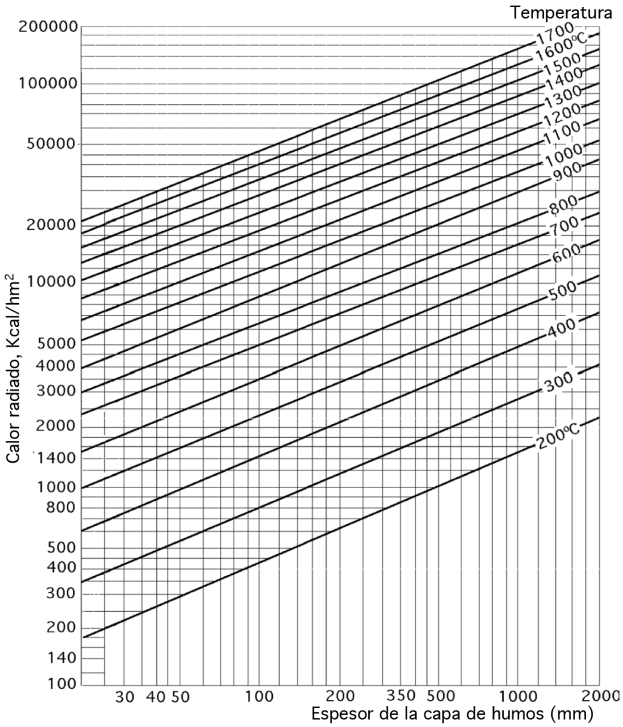


Fig XVIII.12.- Humos de gas de horno de cok

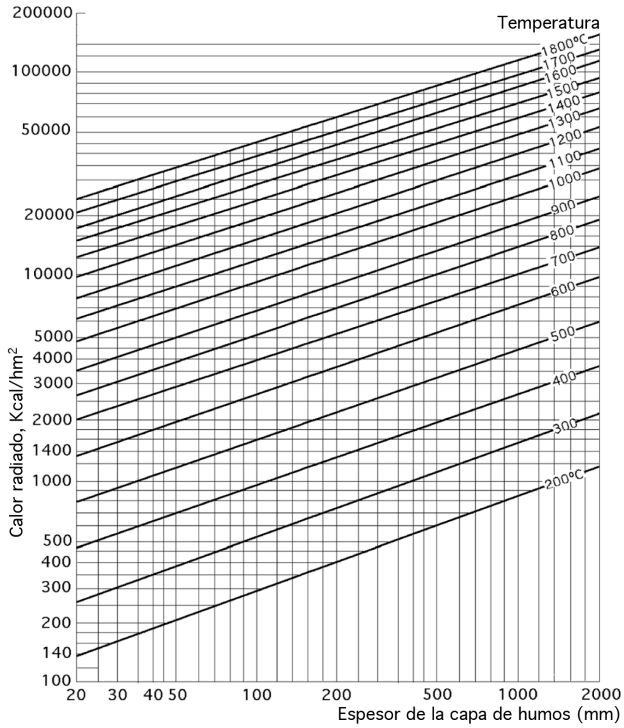


Fig XVIII.13.- Humos de gas de gasógeno

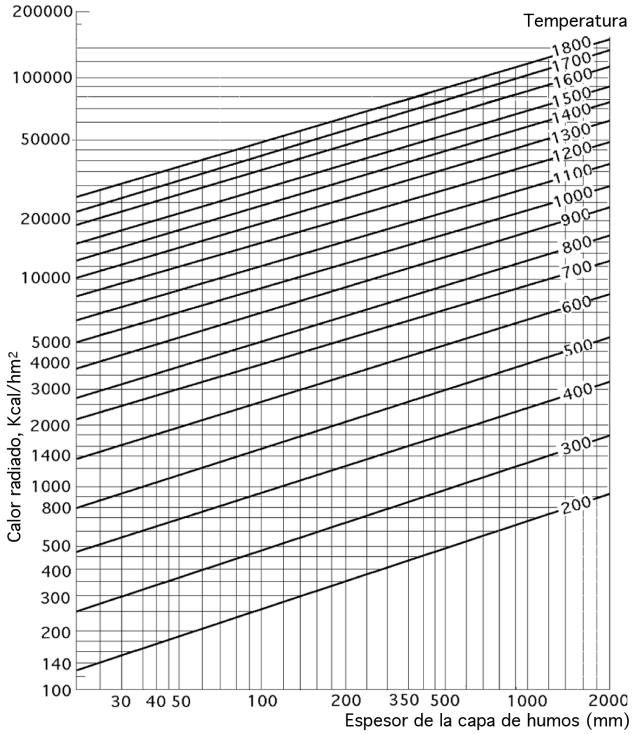


Fig XVIII.14.- Humos de gas de horno alto

XVIII.4.- RADIACIÓN DE NUBES DE PARTÍCULAS

La radiación de nubes de partículas puede ser debida a las llamas de:

- *Carbón pulverizado*
- *Gases naturales*
- *Residuos de fuel producidos en la combustión de líquidos pesados*
- *Sebos originados en el craking de hidrocarburos pesados (luminosas)*
- *Mucho polvo, etc*

Las *llamas* se encuentran cargadas de partículas incandescentes que aumentan su emisividad ε_F como consecuencia de $\begin{cases} el\ recalentamiento\ de\ las\ partículas\ de\ combustible\ no\ quemadas \\ la\ formación\ de\ carbono\ por\ craking \\ la\ presencia\ de\ cenizas,\ etc. \end{cases}$

Para *llamas de carbón pulverizado*, se debe efectuar un proceso meticuloso de preparación del polvo de carbón, de manera que no basta una molienda, sino que además hay que seleccionar el tamaño del grano, de forma que las partículas no superen las 200 micras.

Para *llamas luminosas* de sebos debidos al craking de hidrocarburos pesados, (el sebo se origina por la parte pesada del hidrocarburo), el tamaño de dichos sebos es notablemente inferior siendo del orden de 0,06 micras.

Para llamas debidas al *fuel*, además de los sebos existen otros sólidos que los acompañan cuyas partículas son del orden de 50 a 100 micras.

Para llamas debidas a partículas de polvo, el fenómeno es mucho menos importante.

De todo ésto se deduce que las dimensiones de unos casos son muy distintas a las de otros y, por lo tanto, el comportamiento de la llama será también muy distinto. Las partículas del orden de magnitud de 200 micras son opacas a la radiación, mientras que las partículas del orden de magnitud de 0,06 micras son semitransparentes a la misma, por lo que el estudio de las *llamas luminosas de sebos* es distinto al de las *llamas de carbón pulverizado*.

Para *llamas claras de gases pobres y de gas de petróleo* se toma $\varepsilon_F = \varepsilon_{gases}$

Para *llamas de mazut*, se toma:

$\varepsilon_F = \varepsilon_{gases} + 0{,}1$, *(cuando el aspecto de la llama se aproxima a las escalas 1 y 2 de Ringelmann)*

$\varepsilon_F = \varepsilon_{gases} + 0{,}2$, *(cuando el aspecto de la llama se aproxima a las escalas 3 y 4 de Ringelmann)*

siendo las escalas de Ringelmann unas placas cuadriculadas de espesor variable, según la progresión de la escala.

Un sistema óptico permite comparar el aspecto de los humos con la impresión gris proporcionada por la visión de las escalas de Ringelmann a una distancia determinada y apreciar así la cali-

dad de la combustión.

Para *llamas de color más fuerte* la combustión es defectuosa y el cálculo no tiene sentido

En la llama, el valor de ε_F no es nunca constante, por lo que existiendo en la misma zonas diferentes, se puede considerar la radiación particular del fondo de la llama, en donde la temperatura es muy elevada.

Llamas luminosas.- La emisividad de la llama se mejora añadiendo benzol, ya que se favorece la formación de sebos; el rendimiento obtenido así es mucho mayor. Se han llegado a obtener por este procedimiento valores de la emisividad ε_{gas}= *0,95* muy próximos a la unidad. El mecanismo de la formación de sebos no es muy conocido, pero se conocen algunos resultados; por ejemplo, se ha comprobado que si se mezcla oxígeno con el combustible no hay formación de sebos; también se sabe que la mezcla no debe ser homogénea y que existe una dependencia de la relación (aire-combustible), de la cantidad de aire primario, del grado de atomización del combustible, de la energía cinética de los gases, de la geometría de la llama, de la presencia de sumideros y refractarios, etc.

Para determinar el valor de la emisividad de las llamas luminosas, se parte de la energía dE que incide sobre un volumen determinado, que se supone conocida; en un espesor dL habrá una absorción de energía de la forma:

$$dE = - K E S dL$$

que integrada para una superficie S unidad:

$$\int_{E_0}^{E} \frac{dE}{E} = - \int_0^L K \ dL \ \Rightarrow \ ln \ \frac{E}{E_0} = - K \ L \ \Rightarrow \ \frac{E}{E_0} = e^{-K \ L}$$

y considerando la absorción a en tanto por uno de energía radiada:

$$\alpha = \frac{E_0 - E}{E_0} = 1 - \frac{E}{E_0} = 1 - e^{-KL}$$

y como α y λ están relacionadas entre sí, se puede poner:

$$\varepsilon_\lambda = 1 - e^{- C L f(\lambda)}$$

en la que C es una constante y $f(\lambda)$ depende de una serie de factores, teniendo que recurrir a la medida de temperaturas por técnicas de pirometría óptica y caña pirométrica.

Llamas de carbón pulverizado.- El cálculo experimental del coeficiente ε de emisividad conduce a la expresión:

$$\varepsilon = 1 - e^x \ , \ siendo: \ x = \frac{L \ \{ (1 - Z) \ \frac{\gamma_0}{\gamma} \}^{2/3}}{G_h \ \gamma_0 \ d_0 \ T_{m(llamas)}}$$

con:

L recorrido de la radiación

Z es el tanto por uno de sustancias volátiles y de humedad contenidas en el carbón

G_h es el peso de los productos de la combustión por unidad de peso kg/kg

d_0 es el diámetro de las partículas de carbón pulverizado antes de su combustión

γ_0 y γ son los pesos específicos antes y después de la crakización

Hay que tener en cuenta que en estas emisiones aparece el fenómeno de la luminosidad con la consiguiente radiación, por lo que el valor de ε obtenido es por defecto.

Los valores obtenidos en la mayoría de los casos, son muy próximos a la unidad

Un horno limpio pierde emisividad, mientras que otro con polvo la gana.

Para la combustión del carbón pulverizado se adopta: $\alpha_F = \varepsilon_F = 0{,}8 \div 1$

XVIII.5.- CÁLCULOS EN HORNOS Y HOGARES

El cálculo en hornos se puede hacer por aproximaciones sucesivas, dividiendo el horno en varias partes elegidas arbitrariamente y tales que en cada una de ellas las condiciones sean suficientemente uniformes. Teniendo en cuenta el calor absorbido o proporcionado por las reacciones que se verifican, el calor aportado por los cuerpos conque se carga o que se elimina por los que se extraen, se puede hacer un balance térmico previo, conociendo los rendimientos usuales para hornos.

Para la conservación del buen estado de los refractarios no es conveniente sobrepasar las 300.000 Kcal/h.m^3 de laboratorio y de hogar, por lo que así se tiene una primera aproximación del volumen a adoptar. Además, si los elementos reaccionantes (hornos de vidrio por ejemplo) atacan el refractario hay que refrigerar las paredes, lo que implica la solidificación de una parte de las escorias fundidas que protegerán a los ladrillos.

En la cámara de combustión la llama se puede aproximar a una esfera, cilindro o cubo, evitándose la forma cónica en que la superficie radiante es menor y que por el vértice podría provocar recalentamientos muy localizados; la llama no se debe dirigir directamente al objeto a calentar, sino paralelamente para un mejor reparto del calor.

En la *construcción de un horno* hay que tener en cuenta las siguientes consideraciones:

- Las pérdidas al exterior a través de las paredes refractarias y algunas veces a través del suelo, son iguales a la convección entre llama y refractario, o llama y receptor, compensándose

- La llama es gris: $$\alpha_F = \varepsilon_F = \frac{\varepsilon_{gas} - \alpha_{gas} \left(\frac{T_{receptor}}{T_{gas}}\right)^4}{1 - \left(\frac{T_{receptor}}{T_{gas}}\right)^4}$$

- Todas las superficies refractarias tienen una temperatura común, pero desconocida

- Se puede considerar para la llama y los productos de la combustión una temperatura media T_{gas}

- El receptor térmico (cuerpo a calentar gris), tiene una temperatura superficial uniforme $T_{Receptor}$, *un factor de emisión* ε_R *y una superficie* A_R

El calor emitido por la llama se determina por la ecuación:

$$q_{1(neta)} = A_R \; F^*_{gas\text{-}Rec} \; \{ E_{b(gas)} - E_{b(Rec)} \} + A_R \; h_{gas\text{-}Rec} \, (T_{gas} - T_{Rec}) + U_{gas\text{-}ext} \; A_{ext} \; (T_{gas} - T_{ext})$$

en la que el $\begin{cases} \textit{primer sumando es la radiación de las llamas al receptor} \\ \textit{segundo es la convección hacia el receptor} \\ \textit{tercero son las pérdidas al exterior} \end{cases}$

Esta ecuación es válida para cada sección en que se ha dividido el horno

Para las demás secciones se repite el mismo cálculo, siendo:

$$F^*_{gas\text{-}Rec} = \frac{1}{\dfrac{1}{F_{gas\text{-}Rec}} + \dfrac{1}{\varepsilon_{Rec}} - 1} \;, \; con: \; F_{gas\text{-}Rec} = 1 + \frac{\dfrac{A_{Rec}}{A_{gas}}}{1 + \dfrac{\varepsilon_{gas}}{(1 - \varepsilon_{gas}) \, F_{gas\text{-}Rec}}}$$

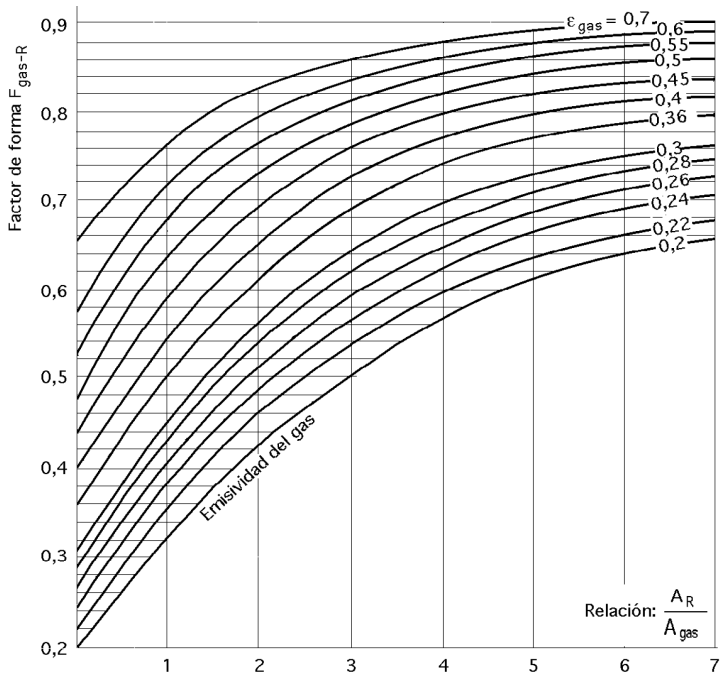


Fig XVIII.15.- Factor de forma $F_{gas\text{-}Rec}$ *relativo a la radiación entre la llama y el receptor*

El valor de $F_{gas\text{-}Rec}$ se puede obtener, con bastante aproximación, utilizando el diagrama de la Fig XVIII.15, establecido para un valor de $\varepsilon_R = 0{,}9$.

Las temperaturas de entrada y salida de cada sección se determinan a partir del calor q_F consumido en la misma, por la relación:

$$q_F = G\, c_{pF}\ (T_{Entrada\ llama} - T_{Salida\ llama})$$

donde G es la masa total del gas de combustión y c_{pF} el calor específico medio a presión constante del gas en esta sección

Si $\varepsilon_R \neq 0,9$ se corrige el valor encontrado para $\varepsilon_R = 0,9$, en la forma:

$$(F_{gas\text{-}Rec})_{\varepsilon_{Rec}} = F_{\varepsilon_{Rec}=0,9}\ \frac{\varepsilon_{Rec}}{0,9}\ \frac{\varepsilon_{gas}\ (1 - 0,9) + 0,9}{\varepsilon_{gas}\ (1 - \varepsilon_{Rec}) + \varepsilon_{Rec}}$$

XVIII.5.- MEDIDA DE TEMPERATURAS

La medida de las temperaturas del interior de un horno se hace mediante pirómetros y cañas pirométricas.

Pirometría óptica.- Los aparatos puramente ópticos utilizan la ley de Wien y deducen la temperatura del brillo de la llama.

Los aparatos semiópticos proyectan una imagen de la abertura del horno sobre un par termoeléctrico que determina la temperatura.

Los pirómetros no miden más que la temperatura de lo que ellos *ven*, en general, la de la pared opuesta a la abertura, por lo que no permiten medir la temperatura de un gas no opaco. La medida de la temperatura de gases o de llamas, con estos aparatos, está sujeta a errores imprevisibles.

Caña pirométrica.- La caña pirométrica se utiliza a la manera de un termómetro. La lectura no indica nunca la temperatura del medio, sino la de la caña. En efecto el pirómetro situado en una condición recibe el calor del gas que le rodea y emite a su vez hacia las paredes lo que él ve.

La expresión que proporciona el valor de T_{gas} es:

$$T_{gas} = (T_{pir} - T_{pared})\ \frac{\varphi\ A_{pir}}{h_{C(gas\text{-}pir)}} + T_{pared}$$

siendo:

$$\varphi = \frac{4,92\ \varepsilon_{pir}\ \{(\frac{T_{pir}}{100})^4 - (\frac{T_{pared}}{100})^4\}}{T_{pir} - T_{pared}},\ \ con:\ \begin{cases} T_{pir}\ \ la\ temperatura\ conocida\ del\ pirómetro \\ T_{gas}\ \ la\ temperatura\ desconocida\ del\ gas \\ T_{pared}\ \ la\ temperatura\ de\ las\ paredes\ que\ se\ puede\ medir \\ A_{pir}\ \ la\ superficie\ del\ pirómetro \\ \varepsilon_{pir}\ \ la\ emisividad\ del\ pirómetro \end{cases}$$