

3.- LA RADIACIÓN ENTRE LAS FUENTES DE CALOR Y LOS SUMIDEROS

3.1.- PRIMERA APROXIMACIÓN

Supondremos a la superestructura del horno de forma paralelepédica, de base rectangular (ver Figura 3.1.1). La base del paralelepípedo representará al “sumidero” de calor, a una temperatura constante $T_V(x,y,z) = T_V$, en tanto que el resto de las paredes interiores estará también a una temperatura constante $T_H > T_V$. En estas condiciones, es fácil ver que el factor de forma $F_{V@H}$ es igual a la unidad. En efecto, cualquier elemento de superficie de la base del paralelepípedo o “sumidero” de energía radiante, “ve” a toda la superficie que irradia sobre él y toda energía emitida es interceptada por el radiador, y viceversa. Si aplicamos la conocida expresión:

$$Q = \frac{A_1 \cdot s \cdot e_1 \cdot e_2 \cdot (T_1^4 - T_2^4)}{1 - (1 - e_1 \frac{A_1}{A_2}) \cdot (1 - e_2)}$$

el flujo de calor desde las superficies emisoras al sumidero vendrá dado por:

$$(3.1.1) \quad Q_{V@H} = \frac{A_V \cdot s \cdot e_V \cdot e_H \cdot (T_H^4 - T_V^4)}{1 - (1 - e_V \frac{A_V}{A_H}) \cdot (1 - e_H)}$$

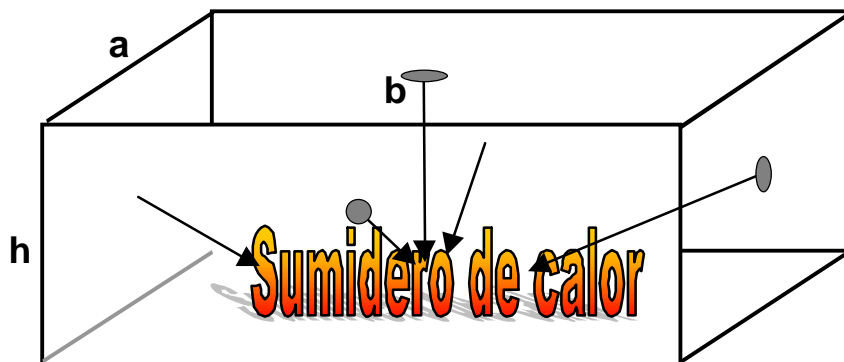


Figura 3.1.1

en la que $A_H = a \cdot b + 2 \cdot h \cdot (a + b)$, y
 $A_V = a \cdot b$

Recordemos que la transmisión de energía radiante entre planos depende, entre otras cosas, de la posición relativa de estos planos. Dividiremos la superficie del plano (x,y) en rectángulos elementales de superficie $dA_o=(dx \cdot dy)$, y

estudiaremos el “factor de forma” entre ese elemento y las diferentes superficies que radian sobre él, es decir (Figura 3.2.1):

- 1 - el “piñón de enforne”
- 2 - el “piñón de salida”
- 3 - paredes laterales
- 4 – techo (o bóveda)

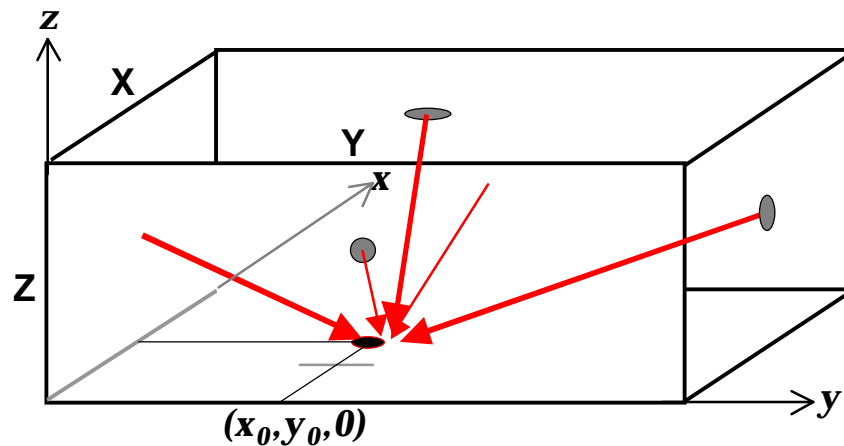


Figura 3.1.2

El “factor de forma” entre cada uno de estos radiadores, viene dado por las expresiones siguientes:

Desde piñones, o laterales (con los cambios de ejes apropiados para cada caso):

$$f_{p,l} = \frac{1}{2 \cdot \pi} \left[\frac{y_0}{\sqrt{y_0^2 + Z^2}} \arctg \frac{x_0 - X}{\sqrt{y_0^2 + Z^2}} - \arctg \frac{x_0 - X}{y_0} - \frac{y_0}{\sqrt{y_0^2 + Z^2}} \arctg \frac{x_0}{\sqrt{y_0^2 + Z^2}} + \arctg \frac{x_0}{y_0} \right]$$

Desde bóveda:

$$r = (y_0 - y)^2 + Z^2$$

$$f_b = \frac{Z^2}{2 \cdot \pi} \int_0^y \left\{ \frac{x_0 - X}{[r + (x_0 - X)^2] \cdot r} + \frac{1}{r^{3/2}} \arctg \frac{x_0 - X}{\sqrt{r}} - \frac{x_0}{(r + x_0^2) \cdot r} - \frac{1}{r^{3/2}} \arctg \frac{x_0}{\sqrt{r}} \right\} \cdot dy$$

Desarrollando estas ecuaciones se demuestra (no es fácil) que a cada elemento de la superficie sumidero le corresponde un factor de forma idéntico, y consecuentemente de valor alícuoto con la fracción de superficie que

representa respecto a la total. La suma (integración) de todos esos factores de forma, es la unidad. Esto significa que cualquier parte de la composición flotante sobre el vidrio fundido recibe la misma cantidad de energía radiante por unidad de tiempo y superficie.

3.2.- SEGUNDA APROXIMACIÓN

Supongamos ahora que la temperatura de la superestructura del horno varía según una cierta función $T_H(y)$, siendo $T_H(x, y_0, z) = Cte.$ para cada y_0 . La temperatura del sumidero es constante, e igual a T_V .

El factor de forma global no se verá alterado por ello, pero sin embargo la energía intercambiada entre el sumidero y el radiador, ya no podrá expresarse con la fórmula (3.1.1).

1 - Para el “piñón de enforne”, integraremos:

$$Q_1 = \int_0^X dx_0 \int_0^Y s \cdot [T_H(y_0)^4 - T_V^4] \frac{1}{2 \cdot p} \left[\frac{y_0}{\sqrt{y_0^2 + Z^2}} \arctg \frac{x_0 - X}{\sqrt{y_0^2 + Z^2}} - \arctg \frac{x_0 - X}{y_0} - \frac{y_0}{\sqrt{y_0^2 + Z^2}} \cdot \arctg \frac{x_0}{\sqrt{y_0^2 + Z^2}} + \arctg \frac{x_0}{y_0} \right] \cdot dy_0$$

2 – Para el “piñón de salida”, integraremos mediante un cambio de variable:

$$y' = L - y_0$$

$$Q_2 = \int_0^X dx_0 \int_0^Y s \cdot [T_H(y_0)^4 - T_V^4] \frac{1}{2 \cdot p} \left[\frac{y'}{\sqrt{y'^2 + Z^2}} \arctg \frac{x_0 - X}{\sqrt{y'^2 + Z^2}} - \arctg \frac{x_0 - X}{y'} - \frac{y'}{\sqrt{y'^2 + Z^2}} \cdot \arctg \frac{x_0}{\sqrt{y'^2 + Z^2}} + \arctg \frac{x_0}{y'} \right] \cdot dy'$$

3 – Para las paredes laterales, la integración se hará distinguiendo la pared derecha de la izquierda (ver Figura 3.1.2). Para cada valor de x_0 e y_0 se integran, respecto a y , las ecuaciones siguientes:

Pared de la derecha

$$I_d = \frac{1}{2 \cdot p} \int_0^Y \frac{x_0}{(y_0 - y)^2 + x_0^2} - \frac{x_0}{(y_0 - y)^2 + x_0^2 + Z^2} dy$$

Pared de la izquierda:

$$I_i = \frac{1}{2 \cdot p} \int_0^Y \frac{X - x_0}{(y_0 - y)^2 + (X - x_0)^2} - \frac{X - x_0}{(y_0 - y)^2 + (X - x_0)^2 + Z^2} dy$$

4 – Para la bóveda, análogamente al caso anterior:

$$r = (y - y_0)^2 + Z^2$$

$$I_b = \frac{Z^2}{2 \cdot p} \int_0^Y \left\{ \frac{x_0 - X}{[r + (x_0 - X)^2] \cdot r} + \frac{1}{r^{3/2}} \arctg \frac{x_0 - X}{\sqrt{r}} - \frac{x_0}{(r + x_0^2) \cdot r} - \frac{1}{r^{3/2}} \arctg \frac{x_0}{\sqrt{r}} \right\} \cdot dy$$

La energía recibida por el sumidero plano desde las paredes laterales y bóveda, será:

$$Q_3 = \int_0^X dx_0 \int_0^Y s \cdot [T_H(y_0)^4 - T_S^4] (I_d + I_i + I_b) \cdot dy_0$$

La cantidad de energía recibida por el sumidero será, por lo tanto:

$$Q_S = (Q_1 + Q_2 + Q_3) \cdot \epsilon_m$$

En esta *Segunda Aproximación* vamos a suponer que la energía se intercambia entre superficies “negras”, y que por ello $\epsilon_m = 1$.

Establecida la forma analítica de la ecuación $T_H(y)$, integrando las ecuaciones anteriormente expuestas, se calculará para cada punto (x_0, y_0) del sumidero plano la cantidad de energía recibida. Dada la complejidad de esas ecuaciones, a la que se puede unir la forma complicada de la función $T_H(y)$, parece evidente que dichos cálculos deberán realizarse mediante la ayuda de sistemas de discretización en diferencias finitas.

Como primer ejemplo, y para fijar las ideas, tomaremos una función de temperatura simple:

$$\begin{cases} 0 \leq y \leq L \text{ @ } T_H(y) = T_0 + b \cdot y; & T_H(L) = T_M \\ L \leq y \leq Y \text{ @ } T_H(y) = T_0 + b \cdot L - b' \cdot y; & T_H(Y) = T_Y \end{cases}$$

La aplicaremos a un caso que se caracteriza por los valores numéricos siguientes:

$$\begin{aligned}
 s &= 4,88 \cdot 10^{-8} \text{ Kcal/h} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{°C}^4 \\
 X &= 10 \text{ m} \\
 Y &= 15 \text{ m} \\
 Z &= 2,5 \text{ m} \\
 L &= 10,5 \text{ m} \\
 T_0 &= 1.733 \text{ °K} \\
 T_S &= 1.684 \text{ °K} \\
 b &= 11,4286 \text{ °K/m} \\
 b' &= 40 \text{ °K/m}
 \end{aligned}$$

El resultado de la integración numérica de las ecuaciones anteriormente descritas, para este caso particular es:

$$Q = 15.872 \text{ termias/h}$$

Puesto que toda la energía neta perdida por las superficies radiantes, en nuestro caso de la Figura 3.1.2 sólo puede ser recogida por el sumidero –recordamos una vez más que esto significa que el factor de forma vale 1– podemos calcular esa energía emitida mediante la integración siguiente:

$$Q_{emitida} = \int_0^Y s \cdot X \cdot [T_H(y)^4 - T_S^4] dy + Q_{piñones}, \text{ a la que aplicando la función } T_H(y) \text{ que}$$

ya fue descrita, queda:

$$\begin{aligned}
 Q_{emitida} &= \int_0^L s \cdot X \cdot [(T_0 + b \cdot y)^4 - T_S^4] dy + \int_L^Y s \cdot X \cdot [(T_0 + b \cdot L - b' \cdot y)^4 - T_S^4] dy + \\
 &+ s \cdot F_{piñones} \cdot (T_0^4 + T_Y^4 - 2 \cdot T_V^4),
 \end{aligned}$$

que integradas nos llevan a:

$$Q_{emitida} = s \cdot X \cdot \left\{ \frac{T_0^5 - T_M^5}{5 \cdot (T_0 - T_M)} \cdot L + \frac{T_M^5 - T_Y^5}{5 \cdot (T_M - T_Y)} \cdot (Y - L) - T_S^4 \cdot Y \right\} + s \cdot F_{piñones} \cdot (T_0^4 + T_Y^4 - 2 \cdot T_S^4)$$

a la que si aplicamos los valores numéricos propuestos en el último ejemplo, resulta (véase que en este caso $F_{piñones} = 0,3603$):

$$\begin{aligned}
 Q_{emitida} &= 4,88 \cdot 10^{-8} \cdot 10 \cdot \left\{ \left(\frac{1.733^5 - 1.853^5}{5 \cdot 120} \cdot 10,5 + \frac{1.853^5 - 1.673^5}{5 \cdot 40} \cdot 4,5 - \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. - 1.684^4 \cdot 15 \right) + (1.733^4 + 1.673^4 - 2 \cdot 1.684^4) \cdot 0,3603 \cdot 2,5 \right\}
 \end{aligned}$$

$$Q_{emitida} = 15.534 + 338 = 15.872 \text{ termias/h}$$

Este es un caso particular que no puede ser usado como demostración. Sin embargo, sean cuales sean los datos, la coincidencia es siempre la misma, lo que no debe extrañarnos dada la hipótesis de que *toda la energía neta perdida por las superficies radiantes, sólo puede ser recogida por el sumidero*.

Ahora bien, si indiscutiblemente el factor de forma se distribuye de una manera uniforme por toda la superficie plana de nuestro sumidero, no puede ocurrir lo mismo con la energía, puesto que esta se repartirá en función de la distribución de temperaturas. Dado que nuestro modelo sólo es de dos dimensiones, es decir, simétrico respecto a lo que hemos llamado el “eje del horno”, la distribución de energía recibida por unidad de superficie de sumidero será la misma para todo punto de igual coordenada y . No ocurrirá lo mismo para los puntos con esta coordenada diferente. Veamos en la Figura 3.1.2 relativa al ejemplo contemplado, cómo varía la fracción de energía recibida en función de la superficie cubierta desde el origen, y

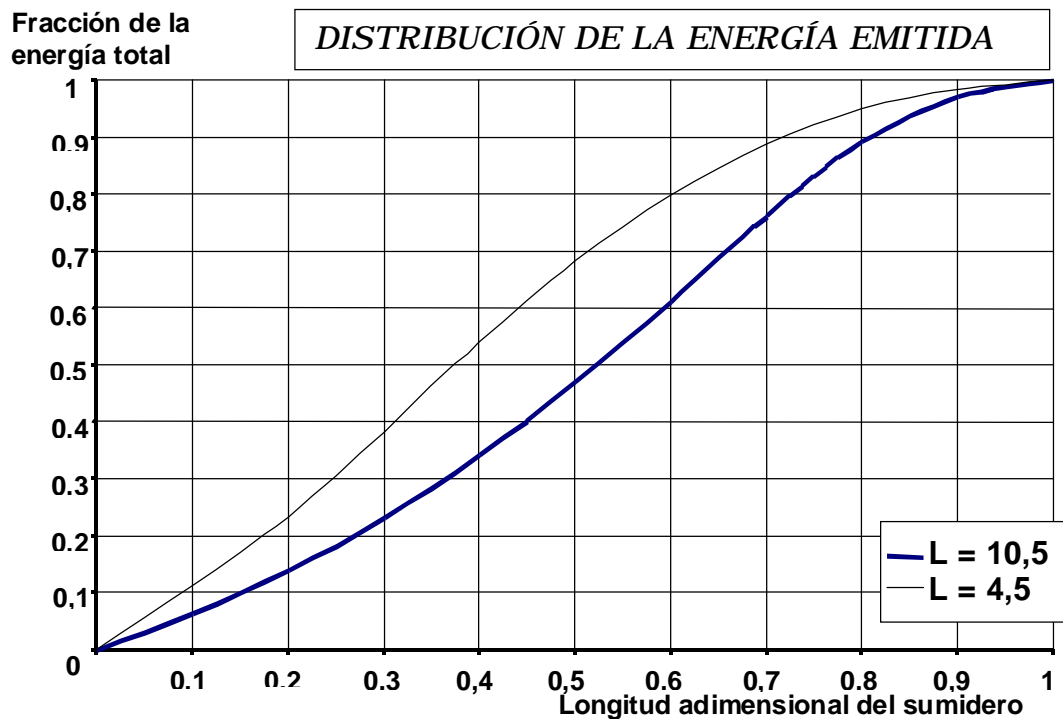


Figura 3.2.1

según donde se sitúe el valor de L (en el ejemplo $L = 10,5 \text{ m}$, y $L = 4,5 \text{ m}$).

Para el caso de superficies grises, aplicaremos la ya conocida expresión de §3.1, válida siempre que el coeficiente de forma global sea la unidad, como es el caso que estamos estudiando:

$$e_m = \frac{e_1 \cdot e_2}{1 - (1 - e_1 \frac{A_1}{A_2}) \cdot (1 - e_2)}$$

en la que el subíndice 1 se refiere al sumidero, en tanto que el subíndice 2 es el relativo a las paredes del horno.

3.3.- TERCERA APROXIMACIÓN: LOS HORNOS “REALES”

Las diferencias más importantes entre el horno modelo sobre el que hemos estado razonando hasta ahora, y los que podemos llamar hornos “reales”, son:

- a) La bóveda de un horno real, por razones constructivas, no suele ser plana sino que con frecuencia presenta una sección en arco de circunferencia, aunque la flecha del arco es siempre pequeña. En la integración de las ecuaciones ya comentadas, relativas a los factores de forma de la emisión de energía radiante, es posible introducir esta condición sin demasiadas complicaciones suplementarias. La diferencia en los resultados, no obstante, es inapreciable.
- b) El reparto de temperaturas en la anchura del horno, no tiene por qué ser regular, como hemos supuesto (pero nuestro modelo es 2D ...).
- c) Entre las superficies de la parte radiante (“laboratorio de combustión”) y el sumidero, se interponer las llamas producidas por la combustión, lo que altera el razonamiento establecido hasta ahora.

Esta última diferencia es la más importante, y vamos a tratar de ella a continuación.

3.3.1 – La radiación de las llamas

Limitaremos este estudio a la llama industrial llamada *de difusión*, es decir, en la cual el combustible y el comburente son llevados separadamente al quemador y las reacciones de combustión se producen dentro del horno en lo que hemos llamado anteriormente el “laboratorio de combustión” (superestructura).

El estudio detallado de una llama demuestra que está constituida de:

- ü *gases claros* cuyas radiaciones se sitúan fuera del espectro visible y cuyo factor de emisión total varía con la concentración, el espesor de la vena gaseosa de humos y su temperatura. Más concretamente, a concentración y espesor de vena dados, el factor de emisión decrece cuando la temperatura aumenta.
- ü *partículas de carbonilla*, formadas solamente bajo ciertas condiciones, que radian prácticamente en toda la amplitud del espectro de emisión del cuerpo negro. Estas sólo aparecen en las llamas cuando el combustible se “*craquiza*” a la salida del quemador a causa del precalentamiento que sufre en contacto con los humos ya formados, antes de reaccionar él mismo con el comburente que le rodea (cada

vez más empobrecido de comburente). Por estas razones la luminosidad se produce en las colas de las llamas, y raramente en su raíz.

Muchos gases, especialmente los monoatómicos (gases nobles, por ejemplo), o diatómicos de estructura molecular simétrica (O_2 , N_2 , H_2 , etc.), son completamente transparentes a la radiación en toda la amplitud del espectro del cuerpo negro; su emisividad es entonces nula a todas las temperaturas.

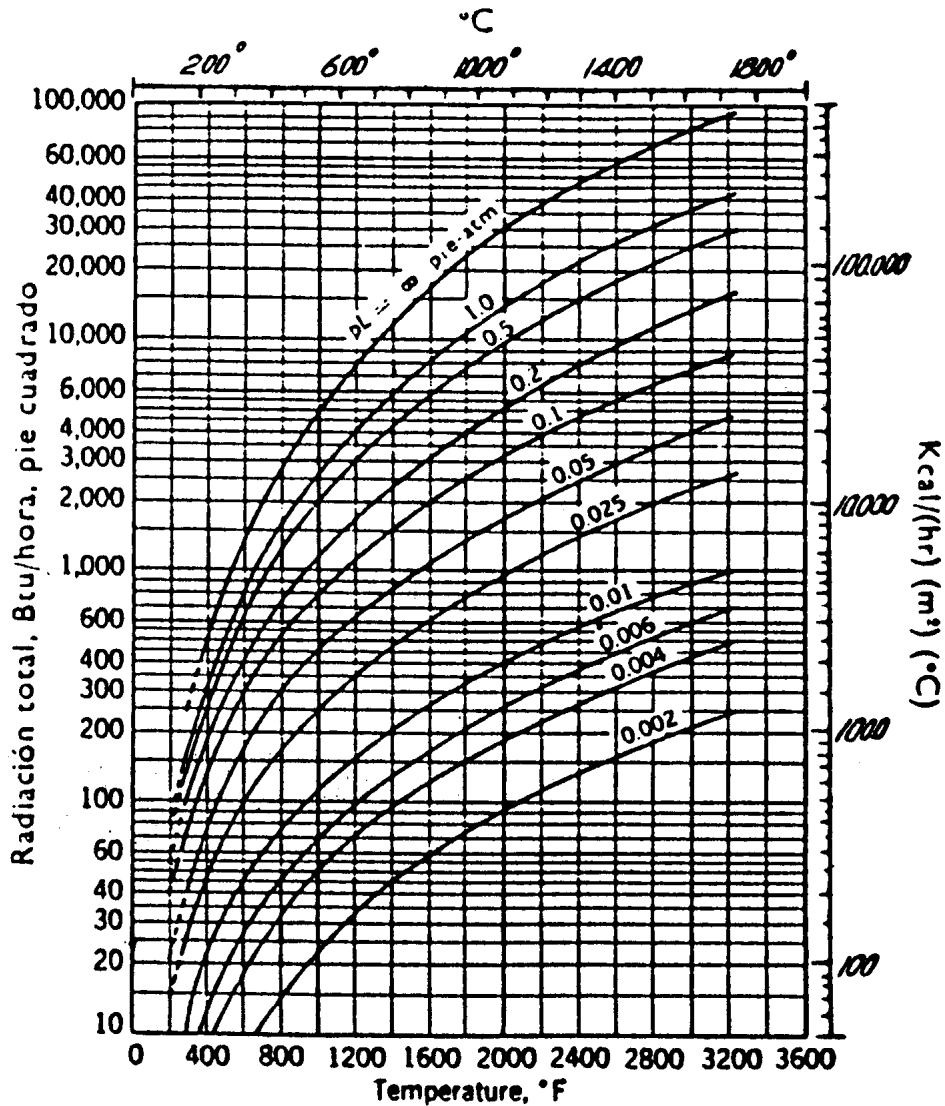
Por el contrario, el CO_2 , el vapor de H_2O , el CO , el SO_2 , SO_3 y en general, todos los gases con moléculas de más de dos átomos, tienen un espectro de emisión en el infrarrojo compuesto de “bandas de absorción y emisión” más o menos anchas.

Se constata que en llamas a temperaturas por encima de los $1.000^\circ K$ aparecen lo que se ha dado en llamar “radicales libres”, del tipo del OH^- , CH^- y C_2^- , siendo el más intenso el espectro del OH^- que presenta un banda de absorción sobre las $3,1 \mu$.

El CO_2 , por ejemplo, posee tres bandas de absorción: $2,7 \mu$, $4,4 \mu$ y la más larga entre 13μ y 17μ , en tanto que el vapor de agua (dos gases siempre presentes en los humos de combustión de sustancias derivadas del carbono) presenta un espectro más complejo, que podemos resumir en cinco bandas relevantes: $1,36 \mu$, $1,85 \mu$, $2,7 \mu$, $5,9 \mu$ y $19,6 \mu$. En ambos casos, los valores relativos de los factores de emisión de las diferentes bandas quedan sensiblemente invariables dentro de un amplio intervalo de temperaturas del gas. La presión parcial (o la concentración) y el espesor del volumen emisor tienen una notable influencia.

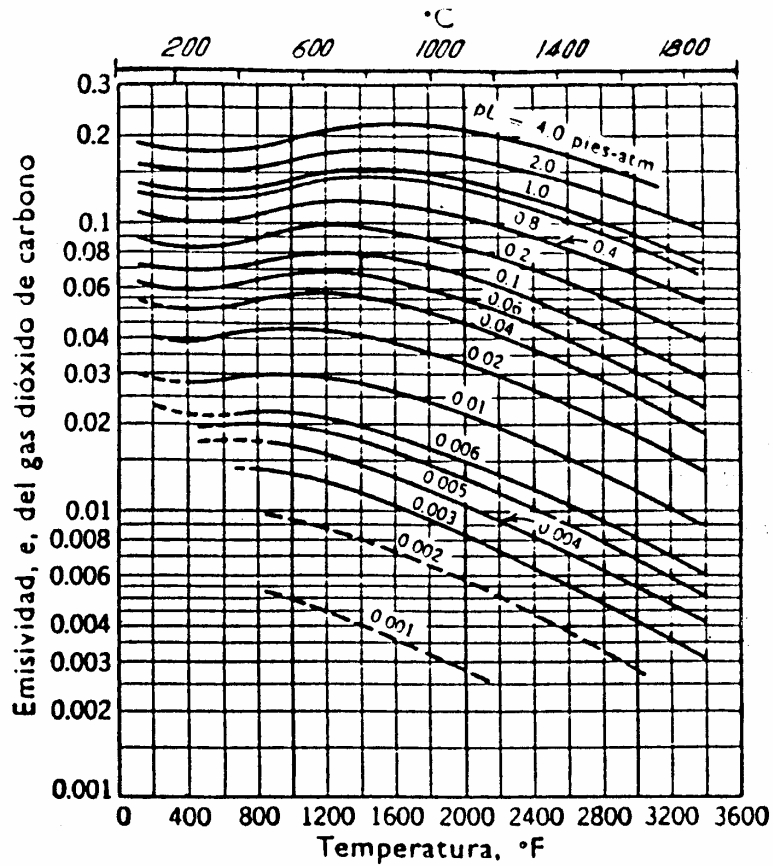
Se han determinado de forma experimental los factores de emisión de los gases más comúnmente presentes en los humos de combustión de los combustibles frecuentemente utilizados en la industria. Se expresan mediante ábacos en los que dicho factor viene dado en función del producto ($p.l$) –presión parcial del gas por una dimensión característica de la llama–, y de la temperatura. Los coeficientes del CO_2 y el vapor de agua se pueden adicionar, si bien es necesario un factor de corrección, dado que una parte de sus espectros coinciden; este factor de corrección también vienen dado mediante ábacos experimentales Véanse las Figuras 3.3.1.1.

Si los humos contienen partículas de carbón en suspensión, la emisión puede extenderse a todo el espectro, aumentando su luminosidad visible, aunque no su emisividad en todos los casos. Las propiedades radiantes de las llamas luminosas son muy distintas según sea el grosor de las partículas en suspensión.

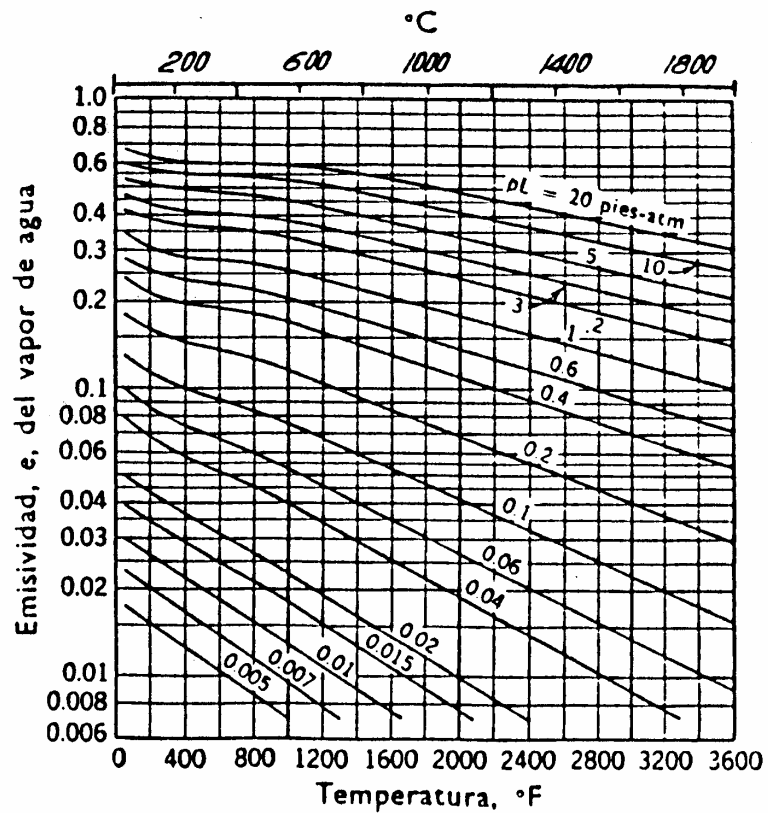


Radiación total, q/A , emitida por el dióxido de azufre. $q/A = e \cdot (0,173) (T/100)^{4.4}$ siendo $e =$ emisividad del SO₂.
 (1 ft-atm = 0,3048 m-atm.)

Figura 3.3.1.1 (a)



Emisividad del dióxido de carbono.⁽²⁰⁾
 (1 ft-atm = 0,3048 m-atm.)



Emisividad del vapor de agua.⁽²⁰⁾

Figura 3.3.1.1 (b)

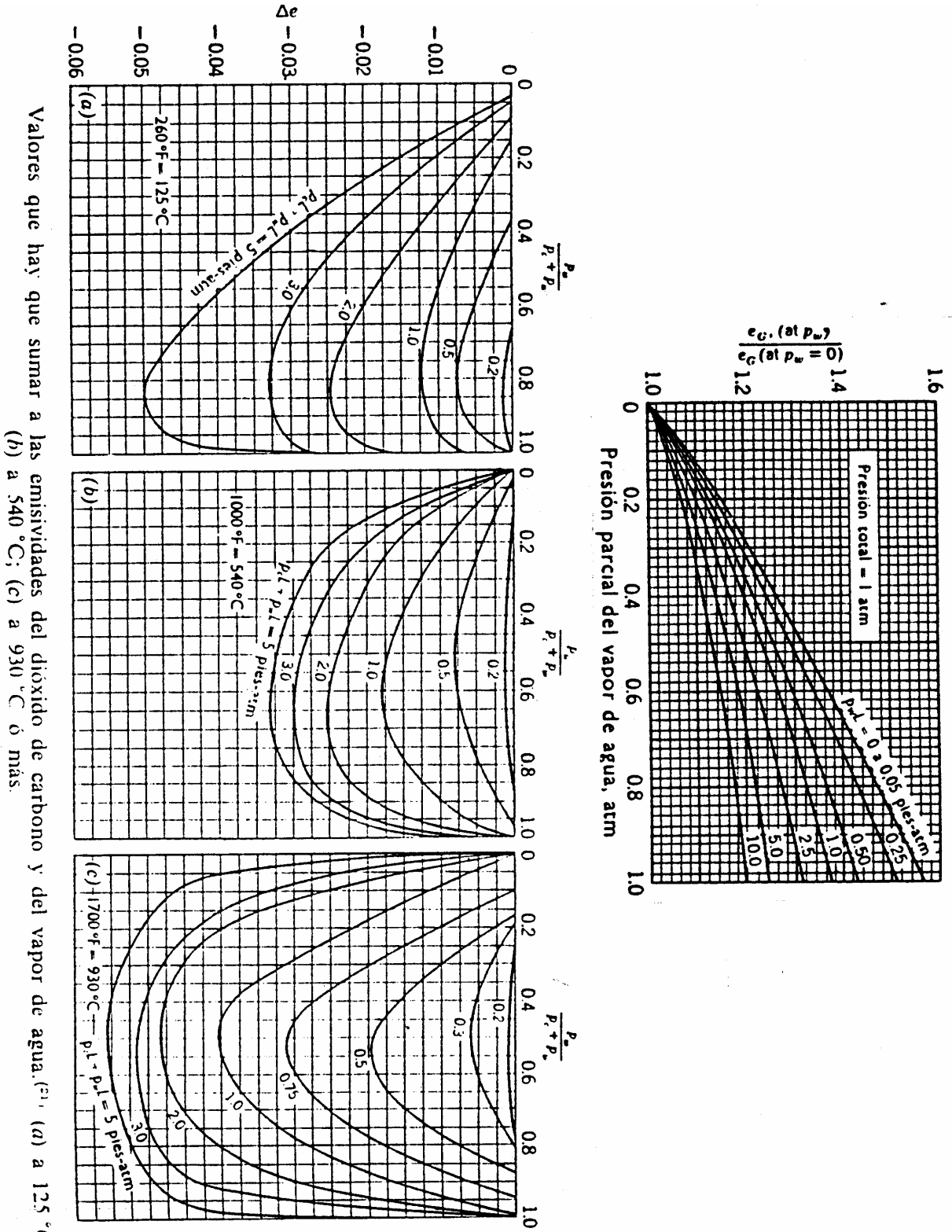


Figura 3.3.1.1 (c)

Un conjunto de estudios realizados en diferentes laboratorios, siendo quizás los más representativos los efectuados por el *Institut Français des Combustibles et de l'Energie* en Paris, y el *Groupe d'Etude des Flammes de Gas Naturel, Station d'Essais de Toulouse*, constatan que cuando una llama se halla confinada entre paredes a temperaturas superiores a la temperatura media de los gases constitutivos de esa llama, la radiación del conjunto paredes-llama presenta una emisividad tanto mayor cuanto menor es la absorción a la radiación de la llama. Es decir, cuanto más emisiva es la llama (y por tanto, más absorbente), peor es la transmisión de energía hacia el sumidero. Por otra parte, cuanto más transparente sea dicha llama, la transmisión de energía se regirá con mayor similitud al modelo estudiado, siendo prácticamente igual a dicho modelo en el caso de la combustión de gas natural. En el caso de utilizarse fuel, el modelo propuesto también puede ser válido, siempre y cuando la llama "llene" de manera completa el laboratorio de combustión del horno. Los valores de la emisividad del conjunto variarán de un combustible al otro, según la expresión semiempírica:

$$(3.3.1) \quad \varepsilon_h = 1 - \varepsilon_1 \cdot (1 - \varepsilon_g)$$

siendo:

$$\varepsilon_1 = e^{-k \cdot C \cdot E}$$

- ε_g : coeficiente de emisividad propio de los gases presentes
 ε_1 : coeficiente de emisividad de las partículas en suspensión
E: espesor de la llama, en metros
k: coeficiente de atenuación, función del índice de refracción de la nube de polvo ($k \approx 0,02$)
C: concentración de partículas en la llama en mg/Nl ; varía entre 1 y 10, siendo los valores más bajos los correspondientes a llamas de gas natural

La influencia en esta emisividad de los "radicales libres", se considera despreciable a efectos industriales. La concentración de CO es un valor pequeño y muy variable que depende de múltiples factores, fundamentalmente del tipo de inyector de combustible, del propio combustible, del exceso de aire, etc. También consideraremos, a efectos de cálculo industrial, su concentración despreciable.

3.3.2 – La longitud de las llamas

Volvemos a referirnos a los estudios realizados por el *G.E.F.G.N. de Toulouse*.

Se define *longitud de llama* (L_{II}) como la distancia que separa su origen del lugar geométrico (superficie) donde las últimas moléculas de combustible acaban de oxidarse.

Se define como *impulsión del combustible* (G) a la relación:

$$G = \int_S (\rho_c \cdot V^2 + P_s - P_a) \cdot dS$$

siendo, en unidades homogéneas:

- S:** sección de paso de salida por el inyector
 ρ_c : densidad del combustible
V: velocidad de salida del combustible por la boquilla del inyector
 P_s : presión en el centro de la salida del inyector
 P_a : presión exterior

En el caso que nos ocupa, suele ocurrir que $P_s = P_a$, y la distribución de velocidades en la sección de salida de la boquilla del inyector es uniforme, con lo que:

$$(3.3.2) \quad G = \rho_c \cdot V^2 \cdot S = \rho_c \frac{Q_c^2}{\rho_c^2 \cdot S^2} \cdot S = \frac{Q_c^2}{\rho_c \cdot S} = \frac{4 \cdot Q_c^2}{\rho_c \cdot \pi \cdot d^2}$$

siendo Q_c el caudal másico de salida de combustible [$M \cdot L^{-2} \cdot T^{-1}$]

Según el *G.E.F.G.N*, un chorro de fluido saliendo por un orificio en un ambiente gaseoso (aire, por ejemplo) sigue unas curiosas reglas:

- 1ª.- El chorro forma siempre un cono de ángulo 22° sexagesimales, sean cuales sean los fluidos involucrados (ver la Figura 3.3.2.1).
- 2ª.- Durante seis diámetros del orificio de salida, el chorro conserva su velocidad constante, e igual a la de salida; es decir, aproximadamente:

$$V_o = \frac{4 \cdot Q_c}{\pi \cdot d^2 \cdot \rho_c}$$

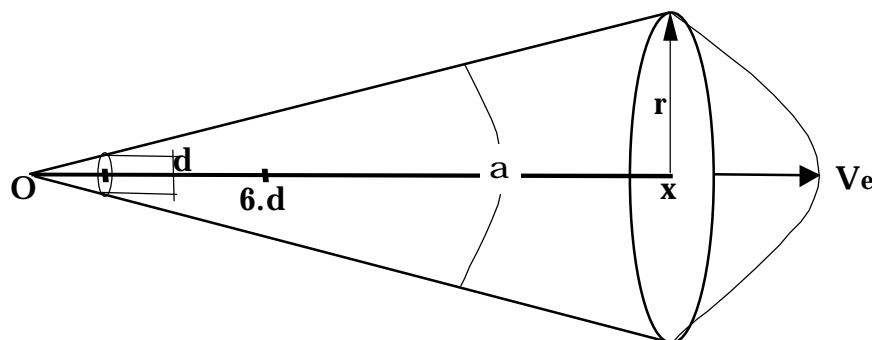


Figura 3.3.2.1

3ª.- Más allá de los (6.d) se inicia la mezcla del combustible con el fluido que le rodea, con lo que la velocidad de la mezcla disminuye de manera que la velocidad máxima en cualquier plano de abscisa x - V_e , en el eje del cono es inversamente proporcional a la longitud x :

$$V_e = \frac{6.d.V_0}{x} = \frac{6.d}{x} \frac{4.Q_c}{\pi.d^2.\rho_c} = \frac{24.d.Q_c}{\pi.d^2.\rho_c.x}$$

4ª.- La distribución de velocidades a lo largo de todas las secciones del cono se mantienen semejantes a ellas mismas, es decir que en

$$\text{cualquier abscisa } x \text{ se cumple que: } \int_S V(r).dS = \eta.V_e.S.$$

Por aplicación de estas reglas, obtenemos que el caudal de mezcla que atraviesa una sección perpendicular al eje del cono situada en una abscisa cualquiera $x > 6.d$, valdrá:

$$Q_m = \eta.V_e.\rho_m.S = \eta \frac{24.\rho_m.d.Q_c}{\pi.d^2.\rho_c.x} \pi.r(x)^2 = \eta \frac{24.\rho_m.d.Q_m}{\pi.d^2.\rho_c.x} \pi x^2.(tg(11))^2$$

$$(3.3.3) \quad Q_m = 24.\rho_m.(tg(11))^2.\eta \frac{Q_c.x}{d.\rho_c} = 0,9068.\rho_m.\eta \frac{Q_c.x}{d.\rho_c}$$

La concentración de combustible en esa sección valdrá:

$$(3.3.4) \quad c(x) = \frac{Q_c}{Q_m} = \frac{Q_c.d.\rho_c}{0,9068.\rho_m.\eta.Q_c.x} = K \frac{d}{x}$$

Las experiencias muestran que el valor de la constante de esta fórmula vale $K= 5,9$ y como se ve inmediatamente, es adimensional. La concentración vendrá expresada por [*masa de combustible puro/masa total de mezcla*]. Si la masa de comburíbora necesaria para la combustión completa de una unidad de masa de combustible vale V_a , la concentración estequiométrica valdrá:

$$(3.3.5) \quad C_e = \frac{Q_c}{Q_c + Q_c.V_a} = \frac{1}{1 + V_a}$$

La distancia necesaria para obtener esta concentración en el cono de mezcla formado alrededor del eje del inyector será:

$$(3.3.6) \quad x_e = 5,9.d (1 + V_a)$$

Substituyendo el valor de d por el obtenido a partir de la fórmula de la impulsión, resulta:

$$(3.3.7) \quad L_{II} = 6,65 \frac{Q_c}{\sqrt{G.\rho_c}} (1 + V_a)$$

fórmula que se halla en casi toda la literatura concerniente a la formación de llamas en medios fluidos no confinados (“infinitos”).

Llamas de combustibles gaseosos en recintos de combustión de hornos

La fórmula (3.3.6) es el compendio de todas las reglas enunciadas respecto a los chorros de un fluido en otro de extensión infinita. En ella podemos observar que la distancia necesaria para mezclar con el combustible la cantidad de comburíbora necesaria para una combustión estequiométrica (x_e), sólo depende del diámetro de salida del inyector y de la masa de comburíbora necesaria por cada unidad de masa de combustible. Así por ejemplo, para un *gas natural* de los utilizados normalmente en España, ardiendo en aire, $V_a \approx 17$ y por tanto $x_e \approx 106$ veces el diámetro del inyector. Si la llama se desarrolla en un ambiente confinado (el laboratorio de combustión de un horno, por ejemplo) la longitud de la llama es mayor. Hay que tener en cuenta también el hecho de que la mezcla no se realiza de una manera perfecta, y que por tanto se registran retrasos en la combustión completa del gas, todo lo cual contribuye a alargar la longitud de las llamas, tanto más cuanto peor es el sistema de mezcla y combustión del gas en el aire. Como consecuencia de estas observaciones, resulta difícil precisar la longitud que se obtendrá al hacer arder un gas natural dado en un horno dado, con una tecnología determinada. No obstante, puede darse como fórmula de referencia para la longitud de llamas en hornos bien diseñados para la elaboración de vidrio industrial, la siguiente:

$$(3.3.8) \quad \frac{L_{II}}{d} \approx 25 \cdot (1 + V_a)$$

Llamas de combustibles líquidos en recintos de combustión de hornos

En este caso el combustible es pulverizado previamente para formar el chorro que saldrá a mezclarse con el comburente. Esta pulverización se realiza o bien mediante sistemas mecánicos (pequeños caudales) o mediante un sistema mixto de pulverización mecánica y aire comprimido. En ambos casos, la concentración del combustible a la salida del inyector ya no es 1. La presencia de gotitas de combustible mezcladas con el aire en el que tienen que arder, cuyo tamaño –y por tanto, su velocidad de combustión– y densidad dependen del sistema de pulverización, hace que la fórmula técnica de longitud de llama dependa, para un inyector bien diseñado, tanto de la presión del aire de pulverización (P_a entre 1,9 y 2,5 bar absolutos, con 25 a 30 Nm³/h), como del caudal del combustible:

$$(3.3.9) \quad L_{II} \approx 0,0595 \frac{Q_c}{d \cdot \sqrt{0,0995 \cdot P_a + 0,0212}}$$

L_{II} , metros
 d , mm
 Q_c , Kg/h
 P_a , bar absolutos

Es interesante hacer notar que, en general, las llamas de combustión de gases en aire confinado son más largas que las producidas por la combustión, asimismo en aire confinado, de líquidos orgánicos pulverizados.

3.4.- LA CURVA DE TEMPERATURAS DEL LABORATORIO DE COMBUSTIÓN

Toda la energía radiada por el conjunto formado por la superestructura del horno y las llamas del combustible que se desarrollan en su interior, tiene como únicos sumideros las paredes de esta estructura, a causa de las inevitables pérdidas de calor a su través hacia el entorno más frío, y el baño del vidrio contenido en la cuba sobre el que flota, como ya se ha visto, la llamada *mezcla vitrificable*. Si despreciamos, en una primera aproximación y gracias a un buen calorifugado, las pérdidas por las paredes, el Factor de Forma entre la radiación de la superestructura y el baño de vidrio con sus materias primas flotando es igual a la unidad, por definición.

Ahora bien, la distribución de temperaturas a lo largo y ancho de la superestructura del horno, no puede ser uniforme, como ya ha quedado dicho anteriormente. Si se representa esta distribución mediante la expresión $T_h(x,y,z)$, la energía máxima emitida como cuerpo gris de emisividad ϵ_h podrá expresarse por:

$$Q_M = \int_V s \cdot \epsilon_h \cdot T_h(x,y,z)^4 \cdot dx \cdot dy \cdot dz$$

Simplificaremos el problema suponiendo que la distribución T_h es de tal naturaleza que sólo es una función de y (modelo 2D, siendo para cada valor de esta coordenada, constante para todo x y z), con lo que la expresión anterior queda así:

$$Q_M = \int_0^Y X \cdot s \cdot \epsilon_h \cdot T_h(y)^4 \cdot dy$$

Si llamamos emisividad equivalente ϵ_m , al resultado de la conocida expresión:

$$\epsilon_m = \frac{\epsilon_s \cdot \epsilon_h}{1 - (1 - \epsilon_s \frac{A_s}{A_h}) \cdot (1 - \epsilon_h)}$$

en la que es sufijo s representa al sumidero o baño de vidrio, y el sufijo h a la fuente de energía radiante, podremos finalmente representar al **flujo total** de energía calorífica entre el laboratorio de combustión y el baño de vidrio de la cuba, por la expresión:

$$(3.4.1) \quad Q_t = \int_0^Y A_s \frac{\epsilon_s \cdot \epsilon_h}{1 - (1 - \epsilon_s \frac{A_s}{A_h}) \cdot (1 - \epsilon_h)} \cdot s \cdot [T_h(y)^4 - T_s(y)^4] \cdot dy$$

que supone el conocimiento al menos de la distribución a lo largo del eje del horno, tanto de las temperaturas de radiador, como del sumidero.

3.4.1.- La Longitud de las Llamas

Hemos visto que la longitud de las llamas depende tanto de la naturaleza del combustible como del diámetro del inyector, siendo la influencia de este último la más notable. Por otra parte, tanto la teoría de la combustión en chorro confinado de un combustible, como la práctica industrial, nos indican que la temperatura de esta llama va creciendo desde la raíz hasta sus extremos, dando lugar a curvas de temperatura de llama de distinto tipo según combustibles, formas de inyectores, ángulos de ataque del chorro de combustible con el comburente, y un complejo conjunto de condicionantes más, cuyo conocimiento se va adquiriendo con la experimentación, y a veces hasta con una cierta pincelada de arte.

En cualquiera de los casos, el mejor aprovechamiento de la energía irradiada se obtendrá si la mezcla vitrificable se halla cubierta por las partes más calientes de la llama, pudiendo prolongarse esta más allá de la fusión completa, con el fin de mantener el vidrio caliente en superficie para conseguir la mejor homogeneización de las partes fundidas directamente.

Así pues, la longitud de la llama, es decir, la parte de la superestructura más caliente, debe ser igual o superior al recorrido necesario para que la totalidad de la mezcla vitrificable se haya incorporado al vidrio de la cuba, en fase líquida.

La experiencia nos muestra que, en los hornos industriales más comunes (de bucle especialmente), la distribución de temperaturas en la superestructura – medidas, bien es cierto, en las paredes interiores que la constituyen y no en el conjunto pared/gases incandescentes– suele tomar formas bastante semejantes de unos a otros hornos. La Figura 3.4.1 es un ejemplo de este tipo de curvas para el caso de combustión de *Gas Natural* en aire confinado en hornos de bucle, comparada con la obtenida con un combustible líquido en las mismas condiciones.

Obsérvese que en el caso de la distribución dada por el *Gas Natural*, el llamado “Punto Caliente” está claramente más alejado de la raíz de la llama. Esto es lo que dificulta el uso de este combustible en hornos de quemadores transversales, en los que la distancia disponible entre raíz de quemador y la entrada en cámara de recuperación no sobrepasa los 14 metros.

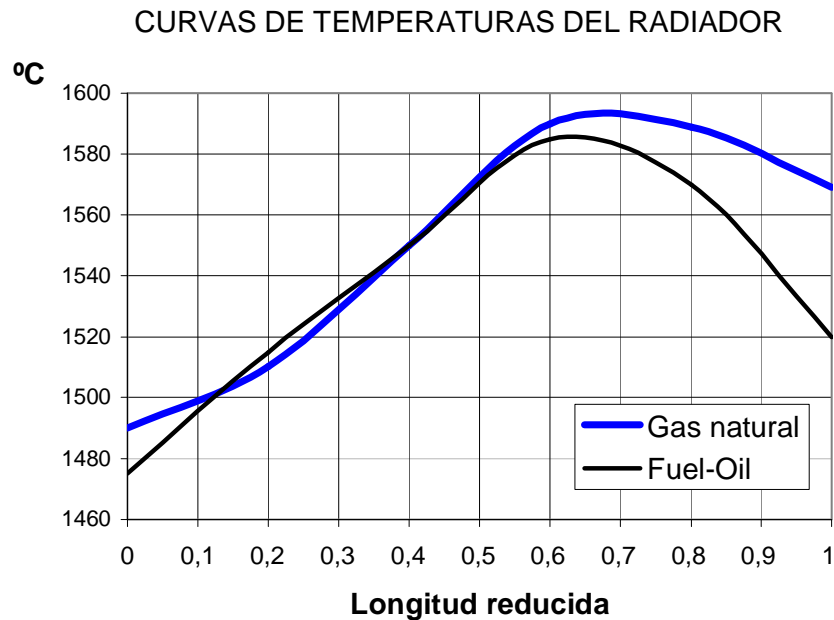


Figura 3.4.1

3.4.2.- La Capacidad de fusión de los Hornos de Bucle

Aceptadas las curvas (3.4.1) como las de emisividad del radiador sobre la superficie del vidrio de la cuba, con su materia vitrificable flotando sobre ella, resulta inmediato calcular la cantidad de calor que esa superficie recibirá, en función de su área y de las emisividades de una y otra. Para ello bastará aplicar las ecuaciones de §3.2.

El modelo que vamos a elaborar será únicamente 2D (bidimensional), y por lo tanto deberemos considerar que la cantidad de energía transmitida entre superestructura y superficie del vidrio de la cuba, es proporcional a la anchura del horno, por lo que poco importa el valor que le demos a esta. Para fijar las ideas, tomaremos una anchura $X = A_n = 10 \text{ m}$.

Para el resto de los valores numéricos necesarios para resolver las ecuaciones de §3.2, tomaremos los siguientes:

$$s = 4,88 \cdot 10^{-8} \text{ Kcal/h.m}^2 \cdot \text{°K}^4 \text{ (ver anexos)}$$

$$e_h = 0,8$$

$$e_s = 0,8$$

$$Z = 2,5 \text{ m}$$

A la longitud del horno Y le daremos diferentes valores, L_{01} , L_{02} , L_{03} .

$T_s = 1.411 \text{ °C}$ (según ya se ha visto para el ejemplo de referencia)

La energía comunicada desde la superestructura del horno a la cuba será empleada o bien para fundir la mezcla vitrificable (ya sea por radiación directa, ya sea a través del calentamiento del vidrio que posteriormente la funda por la parte inferior), o bien para compensar las pérdidas de calor por paredes y otros accesorios de la cuba.

En el Capítulo IV se estudian brevemente las pérdidas de calor de los hornos actuales. De este estudio se deduce que una cuba de un horno de bucle presenta dos tipos de pérdidas: unas que son función de sus dimensiones, y otras propias de los accesorios y que se pueden considerar constantes, puestos que su número y características son casi independientes de la longitud del horno:

$$\begin{aligned} \text{Pérdidas fijas} \quad SP_f &= 130,0 \text{ termias/h} \\ \text{Pérdidas variables} \quad P_v &= 82,3 \text{ termias/h.m de longitud} \end{aligned}$$

En el Capítulo I se establece la forma de calcular el calor necesario para fundir una mezcla vitrificable conocida y llevar el vidrio obtenido a su "temperatura de fusión" (1.411°C en nuestro caso). De acuerdo con los valores dados en §1.3, este calor se desglosa de la forma siguiente:

	<u>Kcal/Kg de vidrio</u>
<i>Calor de formación del vidrio a 25°</i>	129,4
<i>Evaporación agua de humectación e hidratación, a 25°C</i>	51,7
<i>Calentamiento de los gases desprendidos a 1.411°C</i>	111,8
<i>Calentamiento del vidrio desde 25°C a 1.411°C</i>	411,9

Supuesta una tasa de calcín del 20%, resulta que el calor total necesario por Kg de vidrio formado es de: $H_{VV} = 646,2 \text{ Kcal/Kg}$.

La capacidad de fusión específica, la expresaremos según la fórmula siguiente:

$$c(L) = 24 \frac{Q_t - SP_f - P_v.L}{H_{VV}.A_n.L} \text{ Tm/día.m}^2$$

Para cada longitud de horno, situamos el "punto caliente" en una posición distinta. La gráfica 3.4.2 expresa, para cada longitud total de horno, la capacidad de fusión del horno, según la posición de ese punto (L).

De la observación de esta gráfica se deduce que el valor del máximo de productividad del horno, prácticamente es independiente del valor absoluto de L_o .

CAPACIDAD ESPECÍFICA DE FUSIÓN

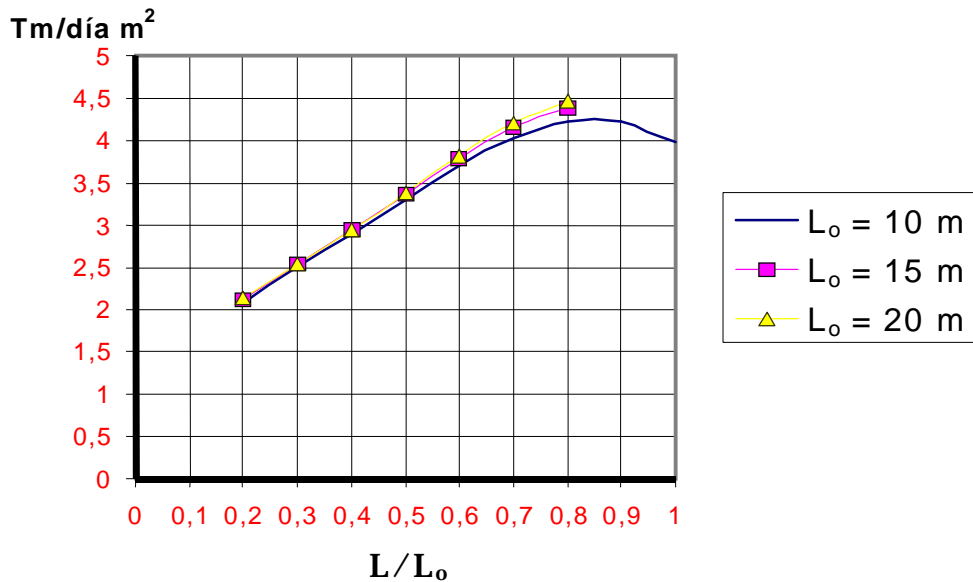


Figura 3.4.2

El máximo de capacidad se obtiene con un valor de $L = 0,85.L_0$. En los hornos de bucle, la zona del “punto caliente” suele estar entre el 70 % y el 80 % de la longitud total de la cuba (cerca al máximo de la curva anterior). En estas condiciones, la capacidad específica de fusión queda en unas $4,0\ Tm/día.m^2$. Expresada en términos de superficie total de la cuba, esta capacidad sería de aproximadamente $3,5\ Tm/día.m^2$, valor ampliamente demostrado por la experiencia industrial (ver el Capítulo IX).

3.5.- EL FLUJO DE ENERGÍA ENTRE “EL RADIADOR” O SUPERESTRUCTURA Y LA CUBA

3.5.1.- Planteamiento general

Como resumen de todo lo anterior, podemos decir que a partir de la integración de las ecuaciones §3.2 con unos coeficientes experimentales que hemos comentado –y que veremos con detalle en el Capítulo IX– es posible establecer el flujo de calor que pasa desde la superestructura del horno a la balsa que contiene tanto al vidrio ya elaborado, como a las materias vitrificables flotando y en curso de fusión y de disolución en ese vidrio.

El flujo de energía que esas materias deben absorber para convertirse en vidrio nos es conocido a partir del caudal de estas materias así como del conocimiento de su energía específica de “fusión”, de la que ya se habló en el Capítulo I.

En un horno de funcionamiento continuo y permanente (producción constante en el tiempo), ambos flujos deben ser iguales.

Como ya vimos, no todo el vidrio es obtenido por fusión directa de las materias vitrificables a partir de la radiación superior, sino que se produce también por calentamiento inferior desde el vidrio ya formado. En este caso la energía pasa desde el radiador al vidrio, y desde este a las materias vitrificables. Por tanto, toda la energía consumida por la cuba (sus pérdidas caloríficas, más la necesaria para la elaboración del caudal de vidrio) proviene de la radiación de la superestructura sobre la superficie de la balsa.

Dos casos son dignos de ser estudiados mediante la aplicación del modelo de radiación expuesto:

- ✓ Dado un horno, fijar la distribución de temperaturas del radiador necesaria para obtener un caudal determinado de vidrio, a partir de una mezcla vitrificable conocida.
- ✓ Dada una mezcla vitrificable, y unos límites de temperaturas en el radiador (resistencia de los materiales que lo constituyen), dimensionar el horno apropiado para una producción de vidrio deseada.

En la práctica, si se resuelve el primer caso, el segundo resulta ser una consecuencia del primero: en efecto, se itera tanto como sea necesario sobre hornos hipotéticos, hasta que la condición del caso segundo se ve cumplida. Por esta razón vamos a centrarnos en la resolución del primero de estos casos.

Las condiciones que deben cumplirse son dos:

1ª.- El flujo total radiado debe ser igual al cedido desde la cuba al exterior, ya sea bajo la forma de vidrio caliente que sale ya elaborado (caudal V), ya sea para compensar todas sus pérdidas de energía por las paredes y accesorios (ΣP).

2ª.- El flujo recibido por la mezcla vitrificable por la parte superior, debe ser igual a la cantidad de vidrio elaborado a partir de la radiación directa absorbida por ellas (fracción total de vidrio producido igual a F_d).

3.5.2.- Flujo total emitido por la Superestructura o "Radiador"

En el punto §3.2 de este Capítulo hemos visto como la energía total emitida por el radiador sobre la superficie de la cuba puede ser calculada de manera más sencilla que la integración de todas las ecuaciones de *Factores de Forma*, mediante la integración de la ecuación:

$$Q_T = \int_0^Y A_s \frac{e_s \cdot e_h}{1 - (1 - e_s \frac{A_s}{A_h}) \cdot (1 - e_h)} \cdot s \cdot [T_h(y)^4 - T_s(y)^4] \cdot dy + Q_{piñones}$$

NOTA: En esta fórmula general se sigue suponiendo que el factor de forma F es igual a la unidad. No obstante, si atendemos a lo concluido en §3.1, el valor de este factor deberá ser $F = F_f$. Veremos más adelante cómo resolver este pequeño conflicto.

De toda esta energía, una parte es absorbida por la *zona de fusión*, cuya longitud toma el valor $L = F_f \cdot L_o$, siendo F_f un valor sin dimensión $0 < F_f < 1$, y L_o la longitud total de la cuba. Esta parte de la energía total, como también vimos (Figura 3.2.1), no se distribuye de manera homogénea en toda la cuba, siendo una fracción ($F_r \cdot Q_T$) la que es absorbida por la parte F_f de la superficie total L_o . En el ejemplo de la citada figura $F_r = 0,77$, para un $F_f = 0,7$. De esta manera, dada la situación de los artificios que fijan la posición del “plano caliente” (sea un horno de balsa, o de combustión transversal), queda fijado el valor de F_f , y por tanto el de F_r , simplificándose el cálculo de Q_T a través de la integración de (3.2.1), con lo cual:

$$(3.4.1) \quad Q \text{ (recibida por la Zona de Fusión)} = Q_T \cdot F_r$$

A todo esto hay que añadir que la mezcla vitrificable no ocupa toda la superficie de la *zona de fusión*, sino que el “grado de cubrición” de la superficie L_o puede variar desde 0 a 1, tomando un valor al que llamaremos F_c .

3.5.3.- Flujo total absorbido por la Mezcla Vitrificable

Hemos aceptado que, a efectos técnicos industriales, la mezcla vitrificable se comporta como una sustancia de punto de fusión T_e (en nuestro ejemplo $T_e = 1.411^\circ\text{C}$). El calor necesario para “fundir” un kilogramo de vidrio es, según vimos en el Capítulo I:

$$H_{VV} = H_o + \int_{25}^{T_e} Cp(T) \cdot dT, \text{ sabiendo que la función } Cp(T) \text{ se obtiene de las relaciones}$$

empíricas que se detallan en §1.1. En nuestro anterior ejemplo de §3.4.2:

$$H_{VV} = 646,2 \text{ Kcal/Kg}$$

Una parte F_d del caudal V de vidrio obtenido, ha sido fundido gracias a la radiación directa de la superestructura sobre la mezcla vitrificable. Por tanto la cantidad de energía radiante que debe absorber es $V \cdot F_d \cdot H_{VV}$:

$$(3.5.1) \quad V \cdot F_d \cdot H_{VV} = \int_0^y A_s \frac{e_s \cdot e_h}{1 - (1 - e_s \frac{A_s}{A_h}) \cdot (1 - e_h)} \cdot S \cdot [T_h(y)^4 - T_s(y)^4] \cdot dy + Q_{\text{piñones}}$$

Para un horno dado, usando un combustible y un comburente dados, la curva de temperatura del radiador viene limitada, en sus valores máximos, por la resistencia térmica de los materiales con los que está construido. A partir de esta curva (función $T_h(y)$) puede resolverse la ecuación anterior planteando como

incógnita el valor V , es decir, la capacidad máxima de producción del horno para un nivel de cubrición determinado (F_c).

3.5.4.- Valores numéricos del modelo

El calibrado del modelo se realiza mediante la comparación de sus resultados, con los realmente obtenidos en hornos explotados industrialmente en condiciones estables. Un estudio de correlaciones múltiples permite dar a cada coeficiente el valor más probable, para el mejor ajuste entre el comportamiento del modelo y la realidad observable. Todo ello se trata con mayor extensión en el ya mencionado Capítulo IX.