



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

**TEORIA, DISEÑO Y CONSTRUCCION DE UNA
FUENTE PATRON DE RADIACION TERMICA.**

T E S I S

Que para obtener el título de:

F I S I C O

P r e s e n t a :

VALERY FRANCISCO GODINEZ AZCUAGA

México, D. F.

Octubre, 1987



UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis está protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

INDICE

1. INTRODUCCION	p.1
2. ASPECTOS TEORICOS	P.5
2.1. Radiación de Cuerpo Negro	p.6
2.2. Cavidades Radiantes	p.11
2.3. Intercambio de Energia Radiante entre Superficies	p.15
2.4. Horno Esférico de Cuerpo negro	p.21
3. DISEÑO Y CONSTRUCCION	p.30
3.1. Cálculo de Dimensiones	p.31
3.2. Construcción de la Cavidad	p.35
4. DESARROLLO EXPERIMENTAL Y RESULTADOS	p.42
4.1. Sondas de Medición de Flujos de Calor	p.43
4.2. Determinación de Temperaturas	p.48
4.3. Resultados	p .52
4.4. Análisis de Resultados	p.58
5. CONCLUSIONES	p.61
Referencias	p.65

1. INTRODUCCION.

Uno de los problemas hacia los cuales se dirigia la mayor parte de la investigación científica de finales del siglo XIX, era el de caracterizar la energía que emana de un cuerpo caliente, y que se conoce como radiación térmica. Gran parte de los experimentadores trataba de encontrar una ecuación que describiera la radiación térmica emitida por una cavidad a alta temperatura (a través de un pequeño orificio perforado en la pared de la misma) en función de la longitud de onda.

Dentro de las restricciones de sus detectores, observaban que la radiación solo dependia de la temperatura de la cavidad y era emitida en todas las longitudes de onda. Los físicos de la época llamaron a este fenómeno "RADIACION DE CUERPO NEGRO".

En 1897 el físico alemán Max Planck, basandose en la LEY DE WIEN, escribió una ecuación capaz de describir la emisión de la radiación de cuerpo negro en función de la longitud de onda. Despues buscó una teoría capaz de explicar los procesos que se llevan a cabo en las paredes de la cavidad. Suponiendo que los átomos que constituyen dichas paredes, se comportan como pequeños osciladores electromagnéticos que intercambian energía con el interior de la cavidad, debería ser posible deducir las características de la radiación de la cavidad, a partir de las características de los osciladores con los cuales está en equilibrio.

Esta hipótesis llevó a Planck a formular dos conclusiones que rompián radicalmente con la física clásica: la primera, que un oscilador que vibre a una frecuencia ν no puede tener cualquier energía, sino solamente aquellas dadas por:

$$E = nh\nu^*$$

con n , un entero, y h una constante (actualmente llamada constante de Planck). La segunda, que los osciladores no radiaban energía en forma continua, sino solamente en paquetes que Planck llamó "CUANTOS", que son emitidos cuando el oscilador cambia de uno a otro de sus estados de energía "CUANTIZADOS", y la energía emitida será:

$$\Delta E = h\nu.$$

Estas conclusiones no fueron del todo aceptadas por Planck, debido a su formación clásica. Sin embargo, el 19 de octubre de 1900 anunció sus resultados en la Sociedad de Física de Berlín. A partir de ese momento el conocimiento de la radiación de cuerpo negro podría ser aplicado en la investigación de los procesos radiativos en general, y particularmente en el proceso de transferencia de calor.

Alfred Schack fué el primero en reconocer la importancia de la radiación térmica del dióxido de carbono y el vapor de agua para transferir calor dentro de las calderas de vapor⁽⁴⁾. Posteriormente, entre 1938 y 1939, se llevaron a cabo investigaciones sobre las propiedades radiativas de los gases

* Investigaciones posteriores demostraron que $E = (n + 1/2)h\nu$.

en las fábricas de acero de Inglaterra, las cuales fueron efectuadas por el BISF* y el BCURA**.

Los estudios mas importantes en materia de radiación térmica, han sido llevados a cabo en el MIT*** por H.C. Hottel y su grupo, así como por E. Schmidt y sus colaboradores en el Instituto de Tecnología de Danzig en Polonia. A partir de 1955 la mayor parte de la investigación ha sido desarrollada por la IFRF****.

Con el avance de la tecnología espacial los estudios sobre radiación han tomado nuevos causes, orientandose principalmente sobre dos ramas: el análisis del intercambio radiativo entre gases y superficies sólidas, y el estudio de la transmisión de energía por radiación en plasmas y en el vacío.

Dentro de la industria generadora de electricidad, el conocimiento de los procesos radiativos juega un papel fundamental, ya que en los hogares de hornos y calderas de plantas termoelectricas, donde se producen flamas de difusión turbulenta, la transferencia de calor hacia las paredes y alrededores se lleva a cabo mediante los procesos de radiación y convección; en general, el flujo de calor por radiación es

* British Iron and Steel Federation.

** British Coal Utilization Research Association.

*** Massachusetts Institute of Technology.

**** International Flame Research Foundation.

el proceso dominante en el hogar.

La determinación de flujos de calor (radiante y convectivo) en el interior de hornos y calderas de centrales termoeléctricas permitiría no solo la comparación de condiciones reales de operación con las indicadas por el fabricante, sino una mejora en el control de operación de las unidades. Estos datos experimentales resultarían también de gran utilidad en la validación y/o modificación de modelos teóricos de intercambio de calor en dichos hornos y calderas.

El desarrollo por parte del IIE (Instituto de Investigaciones Eléctricas), de sondas de medición de flujos de calor, para su utilización en centrales termoeléctricas, creó la necesidad de contar con una fuente patrón de radiación térmica para la calibración de dichas sondas. Esta fuente es el horno esférico de cuerpo negro, cuyo diseño, construcción y calibración se reportan en este trabajo.

Los flujos de calor producidos por este horno están referidos a estándares internacionales mediante un pirómetro óptico total, de calibración certificada contra estándares del NBS (National Bureau of Standards) de los Estados Unidos.

2. ASPECTOS TEORICOS.

Es un hecho observado que un cuerpo cualquiera a una temperatura T emite energía. Esta energía es conocida como radiación térmica.

Al analizar con un espectrómetro la radiación que es emitida por el cuerpo, se puede encontrar la cantidad de energía emitida como función de la longitud de onda λ . A esta cantidad se le conoce como "RADIANCIA ESPECTRAL", W_{λ} , y representa la cantidad de energía radiada por unidad de tiempo, por unidad de área a la longitud de onda λ ; sus unidades típicas son $\text{WATTS CM}^{-2} \mu^{-1}$.

Si se desea conocer la cantidad total de energía radiada por el cuerpo, en todas las longitudes de onda, es necesario integrar la radiancia espectral sobre todo el espectro ($0 < \lambda < \infty$):

$$W = \int_0^{\infty} W_{\lambda} d\lambda \quad (2) \quad \dots(1)$$

Lo que da por resultado la llamada "RADIANCIA TOTAL". Esta representa la cantidad de energía que emite un cuerpo por unidad de tiempo, por unidad de área; sus unidades típicas son WATTS CM^{-2} .

2.1 Radiación de Cuerpo Negro.

Una idealización útil en la teoría de radiación térmica es lo que se conoce como un "CUERPO NEGRO", que cumple una función análoga a la del gas ideal en la teoría de gases.

Usualmente se define un cuerpo negro perfecto, como aquel que emite la mayor cantidad de energía por unidad de tiempo por unidad de área a una temperatura dada⁽³⁾.

La radiancia espectral de un cuerpo negro está dada por la LEY DE PLANCK:

$$W_{\lambda} = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{\text{EXP}(C_2/\lambda T) - 1} \quad (4) \quad \dots(2)$$

donde:

$$C_1 = 3.7403 \times 10^{-16} \text{ erg cm s}^{-1}$$

$$C_2 = 1.4387 \text{ cm} \cdot \text{K}$$

λ = Longitud de onda

T = Temperatura absoluta.

De acuerdo con (1) la radiancia total de cuerpo negro es:

$$W_{(c. n.)} = \int_0^{\infty} W_{\lambda(c. n.)} d\lambda = \int_0^{\infty} \frac{C_1 \lambda^{-5}}{\text{EXP}(C_2/\lambda T) - 1} d\lambda \quad (5) \quad \dots(3)$$

Al integrar:

$$W_{(c. n.)} = \left[\frac{\pi}{C_2} \right]^4 \frac{C_1}{15} T^4 = \sigma T^4 \quad (5) \quad \dots(4)$$

donde:

$$\begin{aligned}\sigma &= \text{Constante de STEFAN-BOLTZMAN} = \left[\frac{\pi^5}{15 C_2} \right] \frac{C_1}{15} \\ &= 5.67 \times 10^{-8} \text{ Watts Cm}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}.\end{aligned}$$

T = Temperatura absoluta (°K).

La ecuación (4) es conocida como LA LEY DE STEFAN-BOLTZMANN⁽⁶⁾. Fue establecida experimentalmente por Stefan en 1879 y fundamentada teóricamente por Boltzmann en 1881.

De acuerdo con esta ley, se puede definir entonces a un cuerpo negro como aquel cuya emisión de energía es función exclusivamente de su temperatura absoluta a la cuarta potencia y no del material o la forma de su construcción.

La figura 2.1 muestra una gráfica de la ley de Planck, W_λ vs λ , para seis temperaturas diferentes. El área bajo cada una de estas curvas representa la radiancia total de cuerpo negro y es proporcional a T^4 , de acuerdo con la ley de Stefan-Boltzmann. Es importante hacer notar que a pesar de que la radiancia de cuerpo negro se compone de radiación en todas las longitudes de onda λ , la contribución principal se encuentra en el intervalo $0.1\mu < \lambda < 100\mu$. En esta figura se observa también que el máximo de la radiancia espectral ocurre en determinadas longitudes de onda, más cortas a medida que aumenta la temperatura. La LEY DE WIEN establece este corrimiento del máximo de la radiancia espectral de acuerdo a la siguiente ecuación:

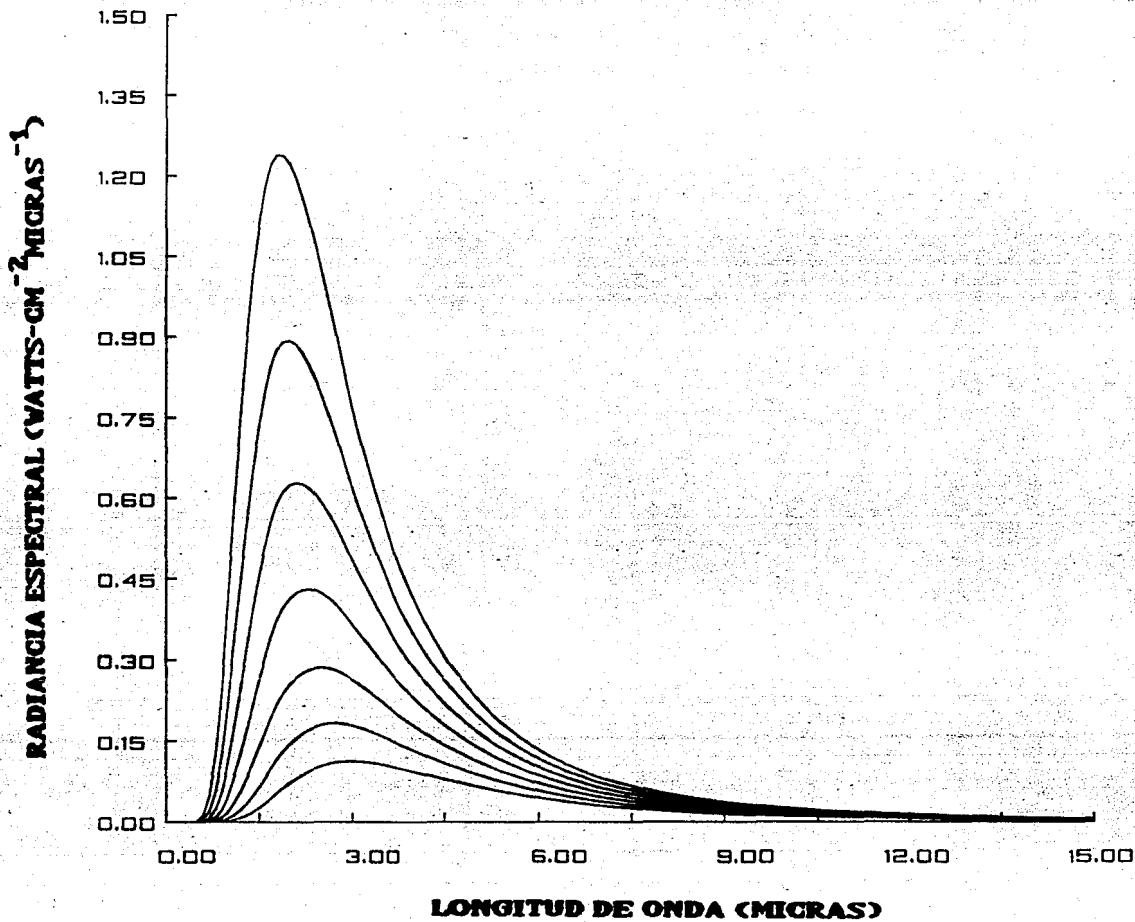


Figura 2.1. Radiancia espectral de cuerpo negro VS longitud de onda, para temperaturas de 700, 800, 900, 1100, 1200, 1300 y 1500 °C.

$$\lambda_{\text{max.}} T = C_2 \quad (7)$$

... (5)

donde:

$\lambda_{\text{max.}}$ = Longitud de onda a la cual ocurre la máxima emisión.

$$C_2 = 0.2898 \text{ Cm} \cdot \text{K}.$$

Si se mide la radiancia total W de un cuerpo real, a la temperatura T , se define la "EMISIVIDAD TOTAL HEMISFERICA", ϵ , como:

$$\epsilon = \frac{W}{W_{(c. n.)}} \quad (8)$$

... (6)

Donde $W_{(c. n.)}$ se mide a la misma temperatura T . Sustituyendo (4) en (6) se obtiene, que en general, para una superficie real:

$$W = \epsilon \sigma T^4.$$

... (7)

La emisividad, ϵ , es llamada "total hemisférica" debido a que tanto W como $W_{(c. n.)}$ comprenden toda la radiación emitida, independientemente de la distribución espectral o espacial de la energía. De acuerdo con la definición de cuerpo negro, un cuerpo real emite una cantidad de energía menor que la que emite un cuerpo negro a la misma temperatura. Por lo tanto $W < W_{(c. n.)}$, es decir, para un cuerpo real $\epsilon < 1$.

Si se aplica la ecuación (6) al caso de un cuerpo negro, esto es, $W = W_{(c. n.)}$, se concluye que $\epsilon_{(c. n.)} = 1$.

Esto proporciona una definición alternativa para el

concepto de cuerpo negro. Se puede decir entonces que un cuerpo negro es un "emisor perfecto" ($\epsilon_{(c.n.)} = 1$).

De manera similar se define la emisividad "ESPECTRAL HEMISFERICA", a la longitud de onda λ , como:

$$\epsilon_{\lambda} = \frac{W_{\lambda}}{W_{\lambda(c.n.)}} \quad \text{... (8)}$$

Donde, tanto W_{λ} como $W_{\lambda(c.n.)}$ corresponden a la misma temperatura. ϵ_{λ} es llamada hemisférica debido a que, W_{λ} y $W_{\lambda(c.n.)}$ comprenden toda la energía emitida por las superficies (real y de cuerpo negro, respectivamente) en todas las direcciones dentro de un ángulo sólido de 2π esterradianes.

En general, ϵ_{λ} es función de la longitud de onda λ y de la temperatura T:

$$\epsilon_{\lambda} = \epsilon_{\lambda}(\lambda, T) \quad \text{... (9)}$$

Una superficie para la cual ϵ_{λ} es solo función de la temperatura, es decir, no depende de la longitud de onda λ , se conoce como una superficie gris. Esto significa que la razón de W_{λ} a $W_{\lambda(c.n.)}$ es la misma para todas las longitudes de onda a las que se emite la energía, a la temperatura T. Por lo tanto para una superficie gris la emisividad espectral hemisférica $\epsilon_{\lambda(\text{gris})}$ está dada por:

$$\epsilon_{\lambda(\text{gris})} = \epsilon_{\lambda(\text{gris})}(T) \quad \text{... (10)}$$

En la práctica existen muchos materiales cuyo comportamiento se aproxima mucho al de un cuerpo gris, por ejemplo metales pulidos, cementos refractarios, etc.

Finalmente, la relación entre la emisividad total hemisférica y la emisividad espectral hemisférica para una superficie real, a una temperatura T, se obtiene al sustituir (4) y (1) en (6):

$$\epsilon = \frac{\int_0^{\infty} W_{\lambda} d\lambda}{\sigma T^4} \quad \text{... (11)}$$

y al sustituir (8) en (11) :

$$\epsilon = \frac{\int_0^{\infty} \epsilon_{\lambda}(\lambda, T) W_{\lambda(c.n)} d\lambda}{\sigma T^4} \quad \text{... (11a)}$$

2.2 Cavidades Radiantes.

Como ya se explicó con anterioridad, el término de radiación térmica se refiere al tipo de energía (electromagnética) que se origina por temperatura. En muchos casos, el concepto de radiación térmica se utiliza para referirse específicamente a radiación en equilibrio, con el medio que la rodea.

Algunas de las características de la radiación en equilibrio se obtienen al considerar una cavidad cerrada, aislada del exterior que contiene dos cuerpos de áreas A_1 y A_2 , respectivamente. Estos cuerpos no tienen curvaturas negativas y sus dimensiones son pequeñas comparadas con las dimensiones de la cavidad. A su vez, la distancia de separación entre ambos cuerpos y con las paredes de la cavidad, es grande comparada con las dimensiones de los cuerpos. Este arreglo se muestra en la figura 2.2. En equilibrio el sistema es isotérmico por lo que no hay flujo neto de energía a través de un elemento de superficie dentro de la cavidad. Por lo tanto la intensidad debe ser la misma en cualquier dirección y la densidad de flujo, W , en un sentido debe ser constante. Si las absorptividades de los cuerpos A_1 y A_2 son, α_1 y α_2 respectivamente y sus radiancias W_1 y W_2 , entonces el balance de energías para los dos cuerpos se puede escribir como:

$$W_1 A_1 = \alpha_1 W A_1 \quad \text{y} \quad W_2 A_2 = \alpha_2 W A_2$$

de donde:

$$\frac{W_1}{\alpha_1} = W \quad \text{y} \quad \frac{W_2}{\alpha_2} = W \quad \dots(12)$$

Esta última ecuación se conoce como la LEY DE KIRCHOFF⁽⁹⁾.

Ya que la máxima absorptividad α que puede tener un cuerpo es 1, entonces la máxima radiancia total que dicho cuerpo puede tener es W . De acuerdo con la definición de cuerpo

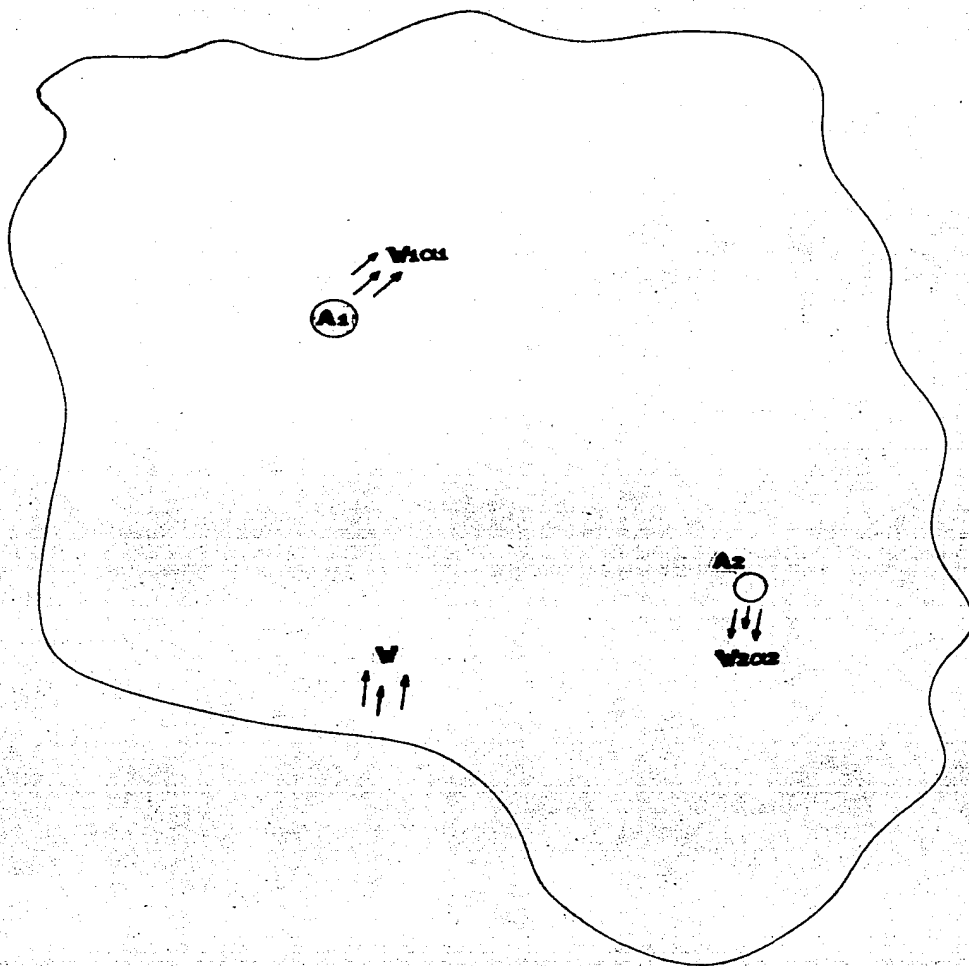


Figura 2.2. Cavidad radiante en equilibrio termodinámico.

negro, esta radiancia corresponde precisamente a la radiancia total de cuerpo negro, $W_{(c. n.)}$, por lo tanto la densidad de radiación será σT^4 . Entonces la densidad de radiación en el interior de la cavidad es independiente del material del cual están construidas las paredes de la misma, de manera que si se perfora un orificio en las mencionadas paredes, lo suficientemente pequeño para no alterar las condiciones de equilibrio en el interior de la cavidad, la radiación que escape por éste, al exterior de la misma, será radiación de cuerpo negro.

Por otro lado, de la ecuación (6) y las ecuaciones (12) se concluye que para cuerpos en equilibrio termodinámico, la absorptividad α , es igual a la emisividad ϵ y para un cuerpo negro, $\epsilon_{(c. n.)} = \alpha_{(c. n.)} = 1$, es decir, un cuerpo negro es un "absorbedor perfecto" así como un "emisor perfecto".

Considerando de nuevo un pequeño orificio en las paredes de una cavidad isotérmica, cualquier radiación que incida hacia el interior de la misma a través del orificio, será absorbida en parte y reflejada en parte. La porción reflejada a su vez incidirá sobre otra parte del interior de la cavidad y de nuevo, parte será absorbida y parte reflejada, y así sucesivamente, de manera que esencialmente cualquier radiación incidente a través del orificio será absorbida totalmente en el interior de la cavidad.

Por lo tanto, el segmento del plano definido por el orificio en la pared de una cavidad radiante se comporta como

un cuerpo negro; ya que es un absorbedor perfecto y la densidad de energía que emana del mismo, está dada por σT^4 .

Hasta el momento se ha hecho referencia a cavidades radiantes en general, y se ha demostrado que el campo radiante en el interior de las mismas corresponde a radiación de cuerpo negro. Sin embargo, en la práctica, la obtención de dicha radiación a partir de una de estas cavidades, está limitada por factores como las características del material con que se construya, la uniformidad en la temperatura de las paredes y el tamaño relativo del orificio con respecto a las dimensiones de la cavidad.

Para hacer una estimación de que tan aproximado es el comportamiento de dicho orificio al de un cuerpo negro ideal, es necesario poder caracterizar el flujo de calor radiante que atraviesa el orificio hacia el exterior de la cavidad. Para llevar a cabo dicha caracterización, se requiere hacer un análisis del intercambio de energía radiante entre superficies.

2.3 Intercambio de Energía Radiante entre Superficies.

Considere una superficie, de la cual sale un flujo de energía radiante en todas direcciones; es decir, en un ángulo sólido de 2π esterradianes, tal como se muestra en la figura 2.3. Designese tal superficie como ΔA , y el flujo promedio de energía por unidad de área que sale de dicha superficie como:

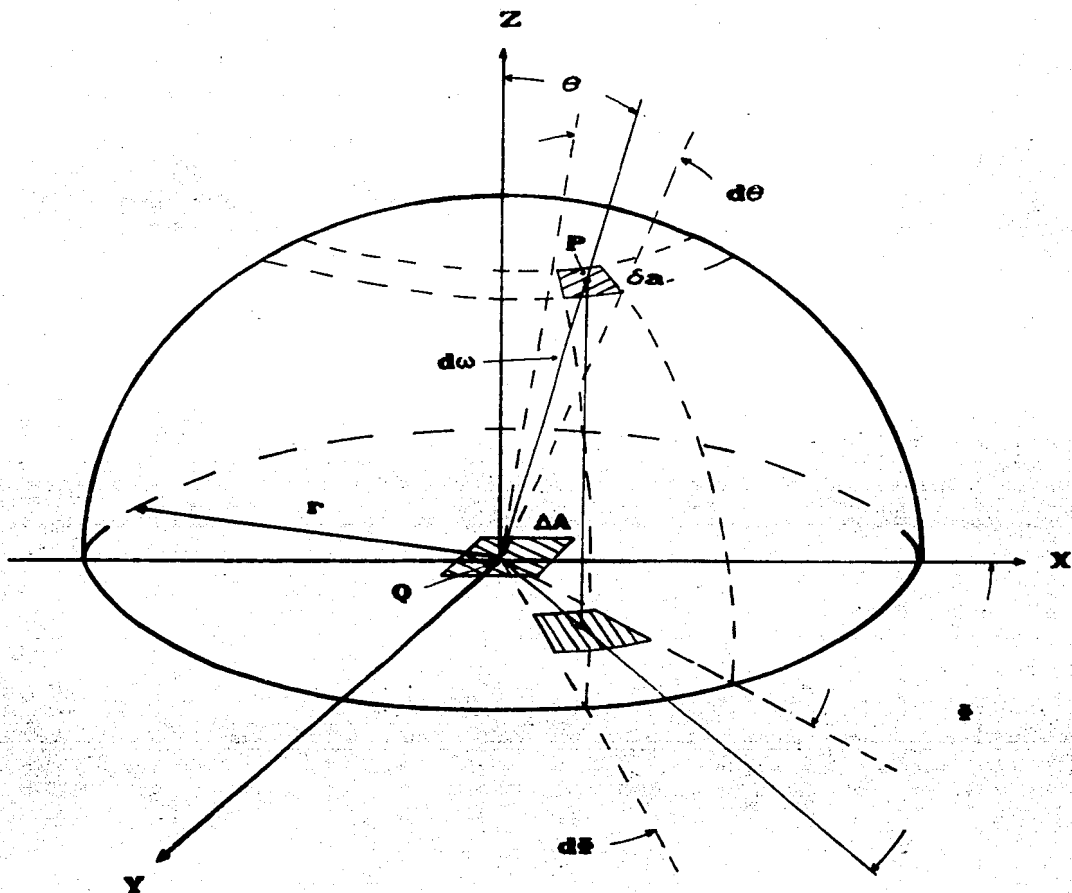


Figura 2.3. Superficie ΔA emitiendo radiación térmica hacia el hemisferio que la rodea.

$$F_{\text{prom.}} = \frac{\Delta q}{\Delta A} \quad \dots(13)$$

Donde Δq es el flujo de energía que abandona ΔA . Las unidades de $F_{\text{prom.}}$ son WATTS CM⁻².

Si ΔA se vuelve una fuente puntual, esto es, $A \rightarrow 0$, el flujo de energía por unidad de área que sale del punto Q (en el cual está centrada ΔA) es:

$$F_Q = \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta A} \quad \dots(14)$$

Se define la intensidad de radiación en un punto P cualquiera sobre el hemisferio centrado en un punto Q, como la energía que pasa por el punto P por unidad de tiempo, por unidad de área, por unidad de ángulo sólido subtendido sobre Q, por unidad de área emisora normal al radio que une P y Q. Sus unidades típicas son WATTS CM⁻² ESTERRADIANES⁻¹.

En la figura 2.3, δa representa un elemento de área esférico que rodea a P, un punto sobre el hemisferio, y sobre la cual incide una fracción de Δq .

Llámesese $\delta(\Delta q)$ a dicha fracción. N es la normal a ΔA , θ el ángulo formado por N y r, con r el radio que une a P y Q, y

$\delta\omega = \frac{\delta a}{r^2}$ el ángulo sólido subtendido por δa sobre Q.

Entonces, por definición la intensidad de radiación en δa está dada por:

$$I_{\delta a/\Delta A} = \frac{\delta(\Delta A)}{\delta\omega(\Delta A \cos\theta)} \quad \dots(15)$$

Para una fuente puntual, de acuerdo con (13):

$$I_{\delta a/a} = \frac{\delta F_Q}{\delta \omega} \frac{1}{\cos \theta} \quad \dots(16a)$$

o bien:

$$I_{\delta a/a} = \frac{\delta F_Q}{\delta a} \frac{r^2}{\cos \theta} \quad \dots(16b)$$

Donde δF_Q es la fracción del flujo por unidad de área que sale de Q e incide sobre δa . Entonces la intensidad medida en el punto P, debida a la radiación proveniente de Q está dada por:

$$I_{P/Q} = \lim_{\delta a \rightarrow 0} (I_{\delta a/a}) \quad \dots(17a)$$

$$I_{P/Q} = \frac{dF_a}{d\omega} \frac{1}{\cos \theta} = \frac{dF_a}{da} \frac{r^2}{\cos \theta} \quad \dots(17b)$$

Donde $dF_a/d\omega$ representa el flujo de energía por unidad de área, por unidad de ángulo sólido, que sale de Q, mientras que dF_a/da es la densidad superficial en el punto P, del flujo de energía por unidad de área debido a Q.

Si se describe $I_{P/Q}$ como I, entonces (17b) se convierte en:

$$\frac{dF_a}{da} = I \frac{\cos \theta}{r^2} \quad \dots(18)$$

Ahora supongase que se tienen dos superficies finitas A y A', donde un flujo de energía sale de A, y A' recibe una

fracción de dicho flujo, como se muestra en la figura 2.4.

Sea dA un elemento diferencial de A y N la normal a dA . De forma análoga, dA' un elemento diferencial de A' y N' la normal a dicho elemento, Q y P los puntos sobre los cuales están centrados dA y dA' , r la línea que une P y Q , θ y θ' los ángulos que forma r con N y N' , respectivamente.

Aplicando la ecuación (18), la fracción del flujo, ΔF , que incide sobre A' proveniente de Q será:

$$\Delta F_{A'/Q} = \int_{A'} I \frac{\cos\theta}{r^2} (\cos\theta' dA'). \quad \dots(19)$$

Aquí $\cos\theta' dA'$ representa el área diferencial normal a r . La energía total por unidad de tiempo que incida sobre A' debida a A será:

$$\Delta q_{A'/A} = \int_{A'} \int_{A} I \frac{\cos\theta}{r^2} \cos\theta' dA dA'. \quad \dots(20)$$

Si el parámetro I no varía no importando el lugar donde se mida y no varía en el tiempo, es decir, es constante e isotrópico, la ecuación (20) se simplifica.

Quando la intensidad cumple con estas propiedades se dice que la radiación es difusa.

Si se calcula el flujo total de energía que sale del punto Q de la figura 2.4 y se supone que la radiación es difusa, se tiene que:

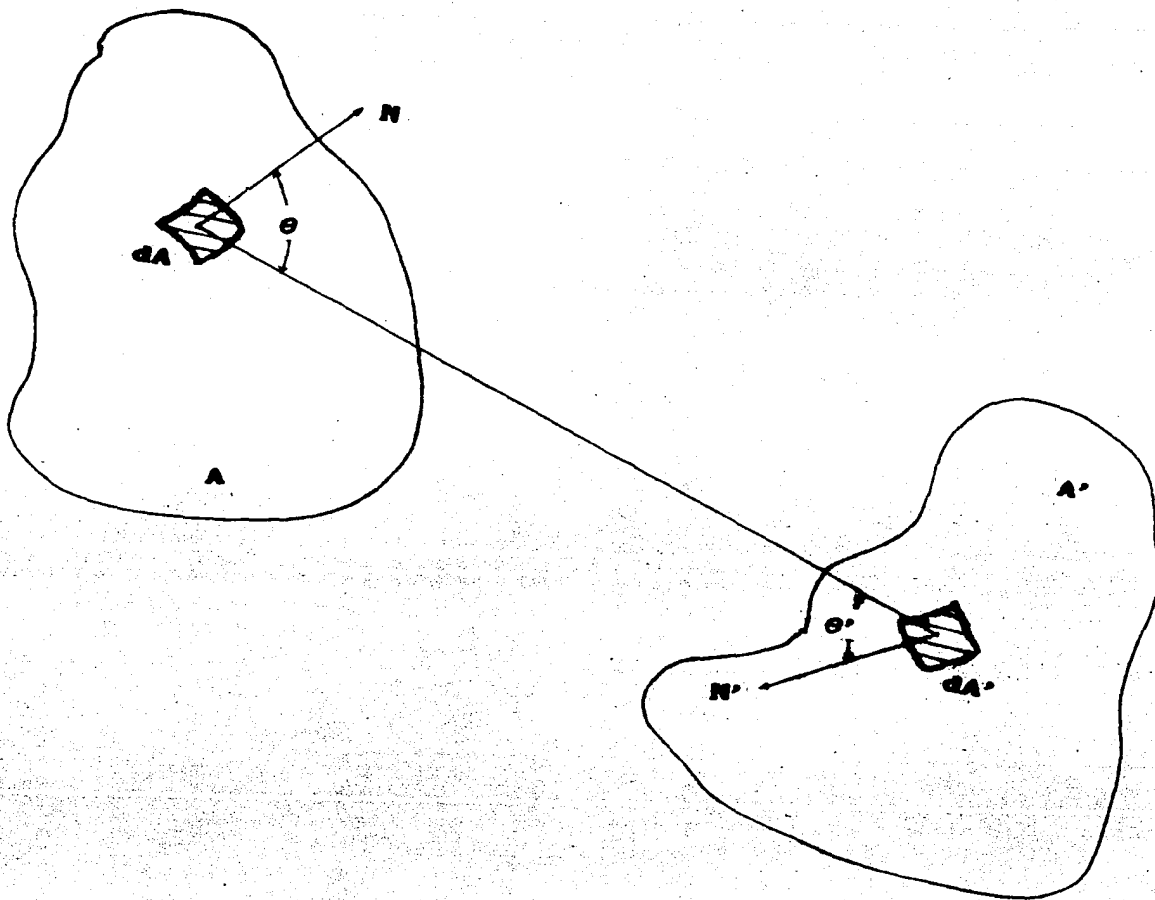


Figura 2.4. Intercambio de radiación térmica entre dos superficies A y A'.

$$F_{\Omega} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} I \sin\theta \cos\theta \, d\theta \, d\phi = I \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} I \sin\theta \cos\theta \, d\theta \, d\phi \quad \dots(21)$$

$$F_{\Omega} = I \pi . \quad \dots(21a)$$

Sustituyendo (18) en (17):

$$\Delta q_{A'/A} = F_{\Omega} \int_{A'} \int_A \frac{\cos\theta \cos\theta'}{r^2} \, dA \, dA' . \quad \dots(22)$$

El factor $\int_{A'} \int_A \frac{\cos\theta \cos\theta'}{r^2} \, dA \, dA'$ es conocido como "FACTOR DE FORMA" o "AREA TOTAL DE INTERCAMBIO DIRECTO"⁽⁴⁰⁾.

2.4 Horno Esferico de Cuerpo Negro.

En la práctica un horno esférico de cuerpo negro se construye a partir de un pequeño perforado en la pared de una cavidad radiante en equilibrio térmico.

Se pueden construir hornos de diferentes geometrias, sin embargo la geometria esférica presenta varias ventajas; siendo, tal vez, la más importante la facilidad para lograr la uniformidad térmica de la paredes, y por otro lado el hecho de que cualquier elemento de su superficie interna tiene la misma area total de intercambio directo, sin importar su posición . Esta última propiedad permite calcular facilmente el intercambio de energia en el interior de la cavidad.

Para calcular el factor de forma para la geometria

esférica, se toman dos elementos de superficie, A_i y A_j , sobre la pared interna de la cavidad.

La figura 2.5 muestra un corte transversal de una cavidad esférica, en el que el plano X-Y coincide con dicho corte.

Para simplificar el cálculo se considera a A_i como centrada en el origen Q de los ejes de coordenadas X-Y-Z, y a A_j como centrada en cualquier otro punto P sobre el corte de la figura 2.5.

Sean dA_i y dA_j elementos diferenciales de A_i y A_j , respectivamente, N_i y N_j las normales a dA_i y dA_j , r la línea que une a P con Q, θ_i y θ_j los ángulos que forman N_i y N_j con r y finalmente sea a el radio de la cavidad.

Si se utilizan coordenadas polares, el punto P está dado por:

$$x = r \cos \theta_i, \quad y = r \sin \theta_i . \quad \dots(23)$$

Para el corte representado en la figura 2.5, la superficie interna de la cavidad se describe como:

$$(x - a)^2 + y^2 = r^2 . \quad \dots(24)$$

Sustituyendo (23) en (24):

$$(r^2 \cos^2 \theta_i + a^2 - 2 a r \cos \theta_i) + r^2 \sin^2 \theta_i = a^2 . \quad \dots(25)$$

Despejando:

$$r = 2 a \cos \theta_i . \quad \dots(26)$$

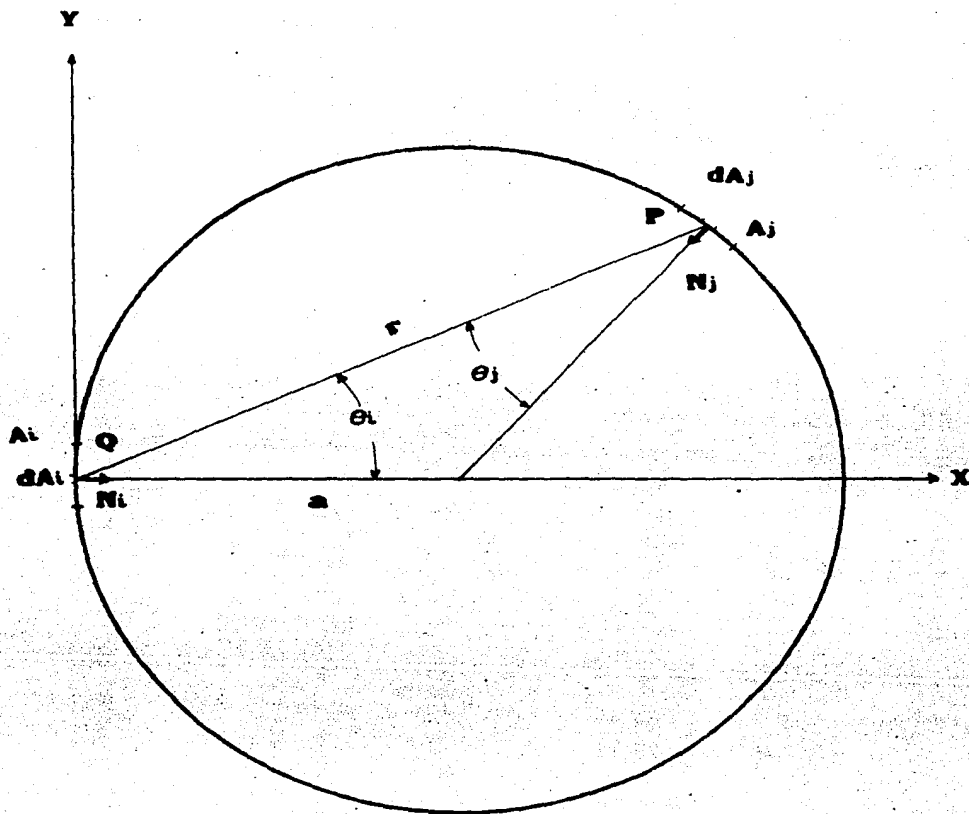


Figura 2.5. Geometría de un corte transversal de dos elementos de superficie, A_i y A_j sobre la superficie interna de una cavidad esférica.

En la figura 2.5 se observa que r forma un triángulo isósceles que va del centro de la cavidad a P y a Q. Por lo que:

$$\theta_i = \theta_j = \theta . \quad \dots(27)$$

Al sustituir (27) en (26):

$$r = 2 a \cos \theta . \quad \dots(28)$$

Sustituyendo (28) en (22) se obtiene, para este caso:

$$q_{A_j/A_i} = \int_{A_i} \int_{A_j} F_i \frac{\cos^2 \theta}{4\pi a^2 \cos^2 \theta} dA_j dA_i . \quad \dots(29)$$

Que es el flujo de energía transmitida de A_i hacia A_j , donde F_i es el flujo total, por unidad de área, que sale de A_i .

Integrando (29) sobre A_j :

$$q_{A_j/A_i} = \int_{A_i} F_i \frac{dA_i}{4\pi a^2} . \quad \dots(30)$$

El flujo total por unidad de área incidente sobre A_j , debido a A_i , será entonces:

$$H_{j/i} = \frac{q_{A_j/A_i}}{A_j} = \int_{A_i} F_i \frac{dA_i}{4\pi a^2} . \quad \dots(31)$$

En general, el flujo de energía por unidad de área, F_j , que sale de cualquier elemento de superficie A_j , en la pared

de una cavidad radiante se compone de la energía que emite la superficie A_j , debido a su temperatura T y de la energía que refleja. La primera de estas es igual a la radiancia total de A_j , dada por $\epsilon_m \sigma T^4$, y la segunda está dada por la fracción de flujo total de energía incidente por unidad de área, H_j , que es reflejada por la superficie, y que es igual a $\rho_m H_j$. ϵ_m y ρ_m son, respectivamente, la emisividad total y la reflectividad total del material del que está hecha la cavidad; Estas fracciones, características del material, dependen en general de la temperatura. Entonces el flujo total de energía por unidad de área, que sale de A_j , está dado por:

$$F_j = \epsilon_m \sigma T^4 + \rho_m H_j . \quad \dots(32)$$

De donde:

$$H_j = \frac{F_j - \epsilon_m \sigma T^4}{\rho_m} . \quad \dots(33)$$

Igualando (33) con (31):

$$\int_{A_i} F_i \frac{dA_i}{4\pi a^2} = \frac{F_j - \epsilon_m \sigma T^4}{\rho_m} . \quad \dots(34)$$

En esta ecuación la integral no depende de la posición del elemento de área A_j , y el flujo incidente por unidad de área sobre A_j , H_j , es constante sobre la totalidad de la superficie interna de la cavidad, independientemente de la temperatura y de la distribución de la emisividad, de manera

que no importa si un segmento de la esfera se comporta como cuerpo negro, está a temperatura de cero absoluto, o NO EXISTE. Esta última observación se utilizará en la evaluación de que tan próximo es el comportamiento de un orificio de área curvada A_o , hecho en la pared de una cavidad esférica de radio a y emisividad interna ϵ_m , al de un cuerpo negro.

Sobre el área A_o del orificio, $\epsilon_m \sigma T^4$ y F_j son cero, mientras que para el resto de la superficie interna de la cavidad ($4\pi a^2 - A_o$), tanto $\epsilon_m \sigma T^4$ como F_j son constantes; por lo tanto en este caso se puede escribir la ecuación (34) como:

$$(4\pi a^2 - A_o) \int F \frac{dA_i}{4\pi a^2} = \frac{F - \epsilon_m \sigma T^4}{\rho_m} \quad \dots(35)*$$

Integrando:

$$F \frac{4\pi a^2 - A_o}{4\pi a^2} = \frac{F - \epsilon_m \sigma T^4}{\rho_m} \quad \dots(36)$$

Resolviendo para F:

$$F = \frac{\epsilon_m \sigma T^4}{1 - \rho_m \left[\frac{4\pi a^2 - A_o}{4\pi a^2} \right]} = \frac{\epsilon_m \sigma T^4}{1 - \rho_m \left[1 - \frac{A_o}{4\pi a^2} \right]} \quad \dots(37)$$

* En el interior de la cavidad, el flujo F es constante, por lo que $F_j = F_i = F$.

Si se define la "fracción fría", G , como:

$$G = \frac{A_0}{4\pi a^2} \quad \dots(38)$$

Se puede reescribir la ecuación (37) como:

$$F = \frac{\epsilon_m \sigma T^4}{1 - \rho_m (1 - G)} \quad \dots(39)$$

Si se observa a través del orificio con un detector que reciba radiación proveniente de una sola dirección del interior de la cavidad*, éste detectará solo una fracción βF del flujo por unidad de área, del total que incide sobre el orificio; si las paredes de la cavidad emitieran radiación como cuerpo negro, el detector recibiría una fracción $\beta \sigma T^4$ del flujo por unidad de área σT^4 que estaría siendo emitido. Por lo tanto, según la definición de emisividad, el orificio tendrá, de acuerdo a este detector, una emisividad efectiva, $\epsilon_{o(a.e.)}$, dada por:

$$\epsilon_{o(a.e.)} = \frac{\beta F}{\beta \sigma T^4} \quad \dots(40)$$

Donde la fracción β , es $\beta = \frac{A_0}{2\pi r_c^2}$, con r_c el radio de la cavidad.

* Este detector es conocido como "sonda de ángulo estrecho".

Sustituyendo (39) en (40), se obtiene:

$$\epsilon_{o(a.e.)} = \frac{\epsilon_m}{1 - \rho_m (1 - C)} \quad \dots(41)$$

Dado que se ha supuesto que las paredes de la cavidad están en equilibrio térmico con el campo radiante, se tiene:

$$\epsilon_m + \rho_m = 1 \quad \text{o bien} \quad 1 - \epsilon_m = \rho_m \quad \dots(42)$$

Sustituyendo (42) en (41) se obtiene:

$$\epsilon_{o(a.e.)} = \frac{1}{1 + C(1/\epsilon_m - 1)} \quad \dots(43)$$

Si se utiliza un detector que reciba el flujo total de radiación, H , que incide sobre el orificio, proveniente de un ángulo sólido de 2π esterradianes*, se detectará una emisividad efectiva, $\epsilon_{o(2\pi)}$, dada por:

$$\epsilon_{o(2\pi)} = \frac{H}{\sigma T^4} \quad \dots(44)$$

Utilizando (33) y (42) en (44), se obtiene:

$$\epsilon_{o(2\pi)} = \frac{(1 - C)}{1 + C(1/\epsilon_m - 1)} \quad \dots(45)$$

Se observa que para valores dados de C y ϵ_m :

$$\epsilon_{o(a.e.)} > \epsilon_{o(2\pi)}$$

* De todas las direcciones del interior de la cavidad.

Para explicar este comportamiento de las emisividades, al variar el tipo de observación, se toma un segmento cualquiera del área de la pared interna de la cavidad y se define la pérdida neta de flujo de energía por unidad de área, a través de una superficie imaginaria adyacente a dicho segmento, como:

$$q_{\text{net}} = F - H^{(44)} \quad \dots(46)$$

Al analizar los posibles valores para q_{net} , se tiene que:

Si $q_{\text{net}} = 0$, entonces $F = H$, o bien $\epsilon_m \sigma T^4 = \rho_m H = H$ y $\frac{H}{\sigma T^4} = \frac{\epsilon_m}{(1 - \rho_m)}$, como se supuso $\epsilon_m = 1 - \rho_m$, entonces $\frac{H}{\sigma T^4} = 1$, ó $H = \sigma T^4$, lo que implica que $\epsilon_m = 1$ y $\rho_m = 0$, que sólo se cumple para el caso en que el segmento de área se comporte como un cuerpo negro perfecto. Como la superficie es real, esta posibilidad queda descartada.

La única posibilidad es que q_{net} sea distinto de cero. Como en el interior de la cavidad, H se genera única y exclusivamente a partir de F , entonces $F > H$ para cualquier superficie real.

Dividiendo por σT^4 la desigualdad:

$$\frac{F}{\sigma T^4} > \frac{H}{\sigma T^4}$$

y por las ecuaciones (40) y (45):

$$\epsilon_{\text{(a. e.)}} > \epsilon_{\text{(2\pi)}}$$

que explica el comportamiento de (43) y (45).

3. DISEÑO Y CONSTRUCCION.

Como ya se mencionó con anterioridad, un "horno de cuerpo negro" se construye a partir de un orificio perforado en la pared de una cavidad radiante.

Existen hornos de diferentes geometrias, sin embargo, debido a la sencillez de construcción y a la facilidad para el cálculo de las ecuaciones que caracterizan la emisividad efectiva del orificio, los mas usados son los hornos esféricos, cúbicos y cilindricos.

En este trabajo se decidió construir un horno de cuerpo negro de geometría esférica, debido a que presenta las siguientes ventajas:

1.-La uniformidad en la temperatura de las paredes se logra facilmente.

2.-El "AREA TOTAL DE INTERCAMBIO DIRECTO"⁽⁴⁰⁾, es la misma para cualquier segmento de area de la cavidad que se esté observando; esto permite que el orificio pueda ser colocado en cualquier lugar de la misma.

3.-El cálculo de las ecuaciones que proporcionan la emisividad efectiva de orificio (para observaciones en ángulo estrecho y en ángulo sólido de 2π esterradianes) se simplifica gracias a la geometría misma.

$$\epsilon_{0(2\pi)} = \frac{1 - (r_0/D_c)^2}{1 + (r_0/D_c)^2 (1/\epsilon_m - 1)} \quad \dots(45a)$$

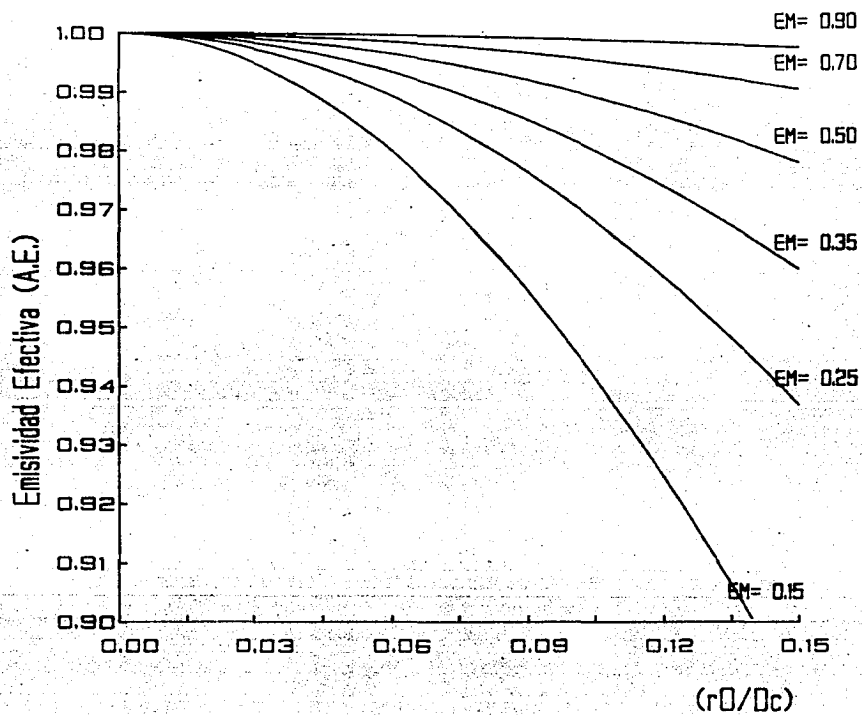
Al graficar (43a) y (45a) contra (r_0/D_c) , para diferentes valores de ϵ_m , entre 0.15 y 0.90, se obtienen las gráficas 3.1 y 3.2, respectivamente.

En ambas se observa que cuando (r_0/D_c) se aproxima a cero, ϵ_0 se aproxima a uno; lo que indica que cuanto mas pequeña es el área del orificio comparada con el área interna de la cavidad, mas se aproxima su comportamiento al de un cuerpo negro perfecto, independientemente de la emisividad del material con el cual se construya la cavidad.

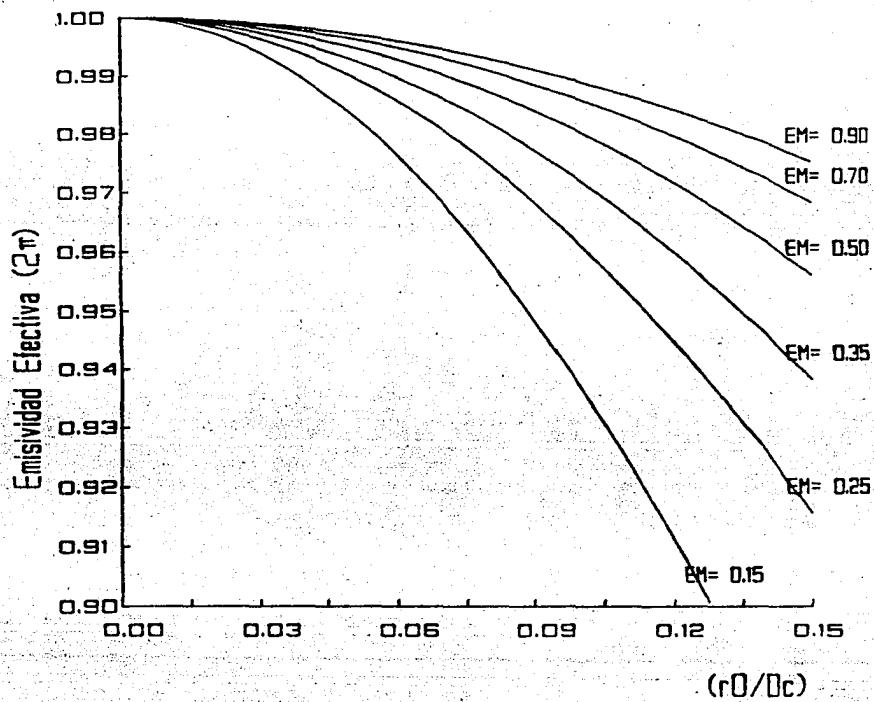
Basándose en experiencias anteriores de otros investigadores⁽⁴²⁾, se optó por construir un horno a base de un material con alto contenido de Al_2O_3 (cemento refractario Green Cast, con 94% de Al_2O_3) el cual tiene una emisividad de entre 0.25 y 0.52⁽⁴³⁾, para temperaturas entre 1200 y 500°C, respectivamente.

Si se supone que la cavidad esférica se encuentra a una temperatura de 1200°C, entonces la emisividad ϵ_m de las paredes será de 0.25. Utilizando la gráfica se observa que si se quiere un valor mínimo de 0.97 para $\epsilon_{0(2\pi)}$, se debe tener un valor de 0.087 como máximo para (r_0/D_c) .

Dado que el tamaño del orificio está determinado por el tamaño de las sondas a calibrar, cuyo radio máximo es de 2.54 cm (1"), entonces, de acuerdo con el valor máximo permitido



Gráfica 3.1. Emissividad efectiva de ángulo estrecho VS r_0/D_c , para una cavidad esférica.



Gráfica 3.2. Emisividad efectiva de 2π VS r_0/D_c , para una cavidad esférica.

para (r_0/Dc) , el valor mínimo requerido para el radio de la cavidad es de 29 cm, para que el orificio aparezca al menos en un 97% negro.

La cavidad esférica construida en este trabajo, tiene un diámetro interior de 30 cm, es de una sola pieza con un espesor de 2.5 cm. El orificio tiene un radio de 2.54 cm (1") y está rodeado por una boquilla cilíndrica de 7.5 cm de longitud y 2.5 cm de espesor, como se muestra en la figura 3.1.

3.2 Construcción de la Cavidad.

Para elevar la temperatura de la cavidad se utilizó una resistencia, cuya magnitud fue calculada tomando en cuenta experiencias anteriores de otros investigadores, el material disponible en el mercado nacional y la capacidad del suministro de energía con que se cuenta. Las mencionadas experiencias, muestran que para el intervalo de temperaturas de operación del horno (500 a 1200°C), es recomendable utilizar alambre KANTHAL (aleación de cobre y níquel); en el mercado nacional se encontró Kanthal tipo A-1, el cual contiene un 80% de cromo y un 20% de níquel, por lo que fue éste el material con el que se construyó la resistencia.

El sistema de suministro de energía consiste de un autotransformador variable (VARIAC), conectado a la línea de alimentación de 220 volts, que puede suministrar una

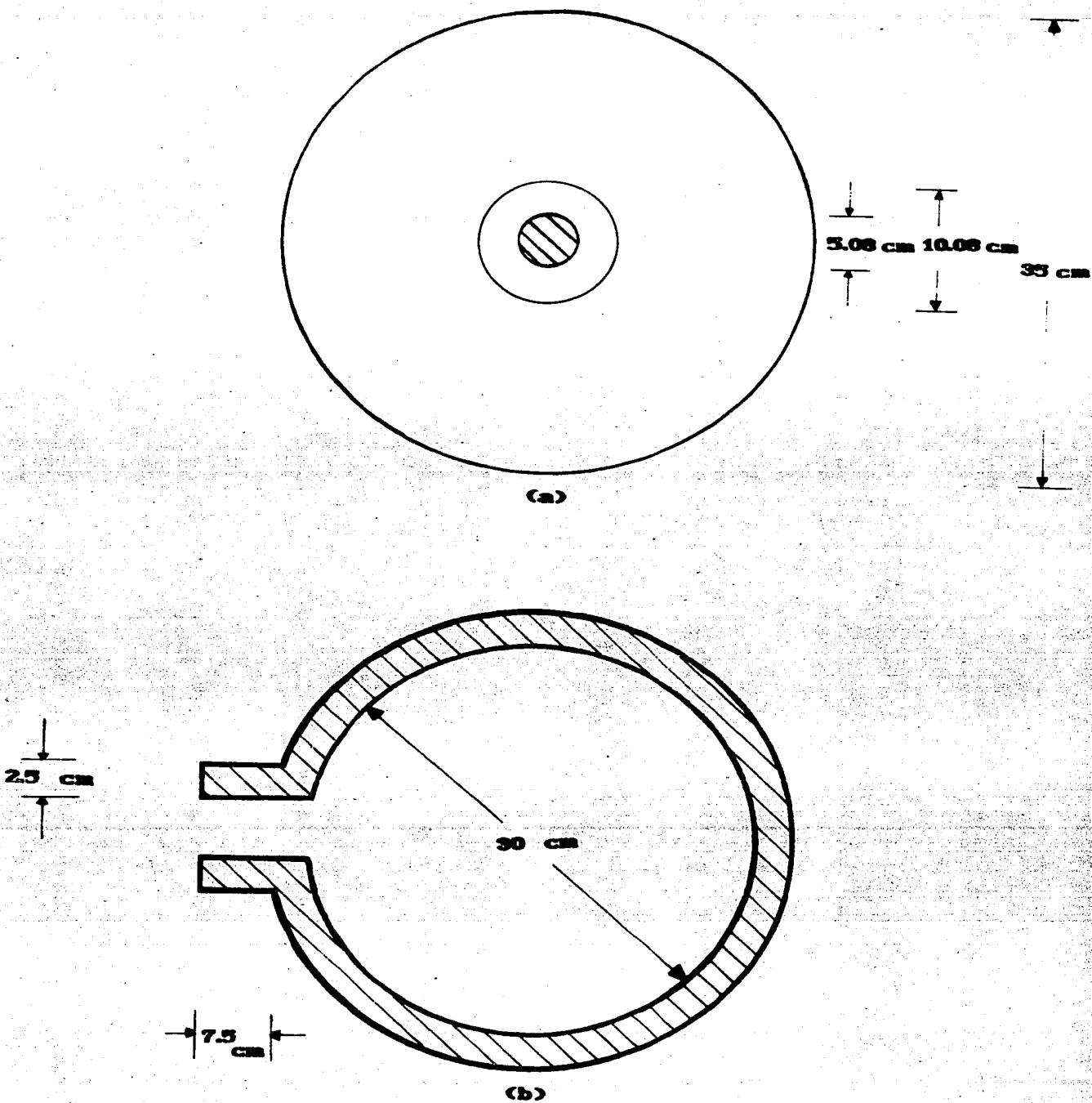


Figura 3.1. (a) vista frontal de la cavidad esférica.

(b) corte transversal de la cavidad esférica.

potencia a carga continua de 3KW con un voltaje máximo de 270 volts. Para dicha potencia, el fabricante de Kanthal A-1, recomienda el uso de alambre calibre 14; el cual tiene un diámetro de 1.628 mm y una resistencia lineal de $0.6970 \Omega \text{ m}^{-1}$.

Para que la potencia sea la especificada, al voltaje máximo de operación, la resistencia debe ser:

$$R = \frac{V^2}{P} = 24 \Omega$$

con P la potencia del sistema de suministro de energía, y V el voltaje de alimentación. Para obtener el valor requerido para la resistencia se utilizó un tramo de 34 m de longitud de Kanthal A-1, el cual fue enrollado en espiras de 0.5 cm de diámetro interno, obteniéndose así, una resistencia de 4.80 m de longitud. Dicha resistencia se colocó directamente sobre un surco, cavado en forma de espiral sobre la superficie externa de la esfera, de forma tal que las espiras quedaron separadas aproximadamente 8 cm una de otra, cubriendo así uniformemente la superficie exterior de la esfera, tal como se muestra en la figura 3.2.

Una vez colocada la resistencia, se procedió a fijarla dentro del surco, cubriendo la esfera con una capa de cemento apisonable HYBOND-M, de un grosor aproximado de 1.5 cm, teniendo cuidado que el cemento no penetrara en el cuerpo de la resistencia. Los extremos de la misma se conectaron al sistema de suministro de energía por medio de cable de cobre con recubrimiento de asbesto.

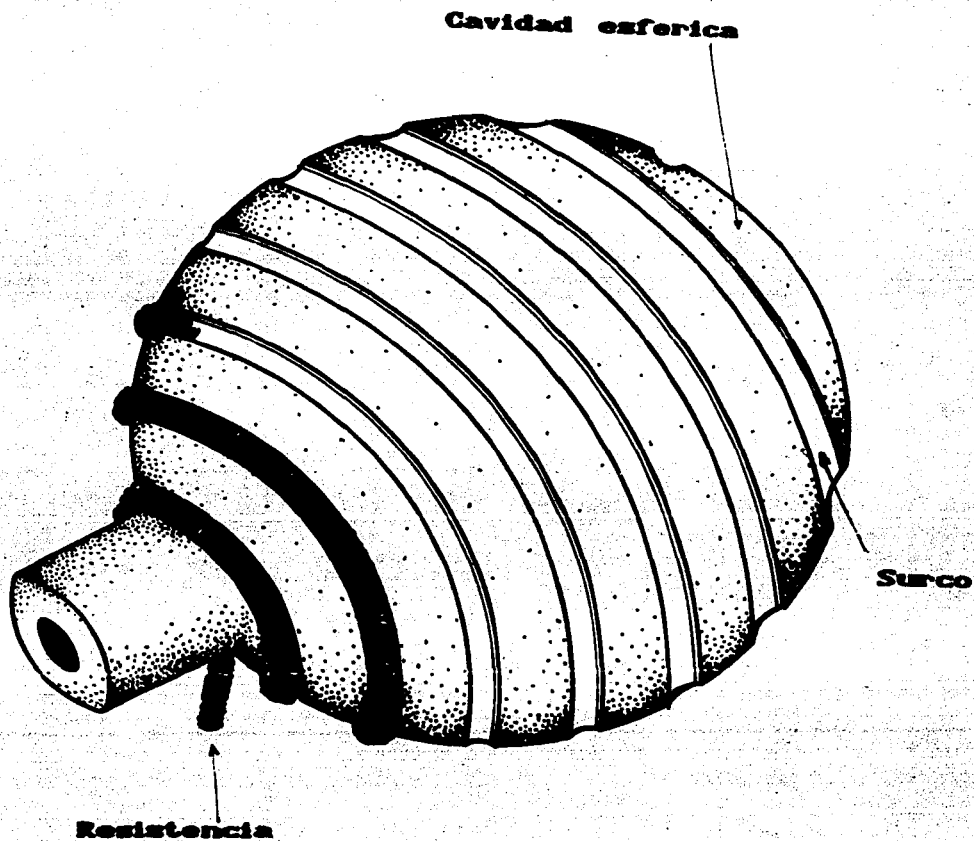


Figura 3.2. Resistencia colocada en el surco cavado en la superficie externa de la cavidad esférica.

La esfera fue montada sobre una base construida de ladrillos refractarios, dentro de un contenedor metálico de forma cúbica con aristas de 70 cm de longitud y paredes internas de asbesto.

Los cables alimentadores de la resistencia fueron llevados hacia el exterior del contenedor a través de un par de orificios aislados, en la parte posterior del mismo, como se muestra en la figura 3.3.

El espacio entre la cavidad esférica y el contenedor metálico fue relleno con vermiculita como material aislante.

Un termopar tipo "K" de punta desnuda se colocó en el interior de la cavidad esférica a través de un orificio en la parte superior de la misma, con la finalidad de monitorear de manera continua la temperatura en el interior. La señal del termopar se llevó hasta un indicador digital de temperatura (DORIC) compensado por temperatura ambiente.

En la figura 3.4, se muestra un diagrama del horno de cuerpo negro conectado al sistema de monitoreo de temperatura y al sistema de suministro de energía.

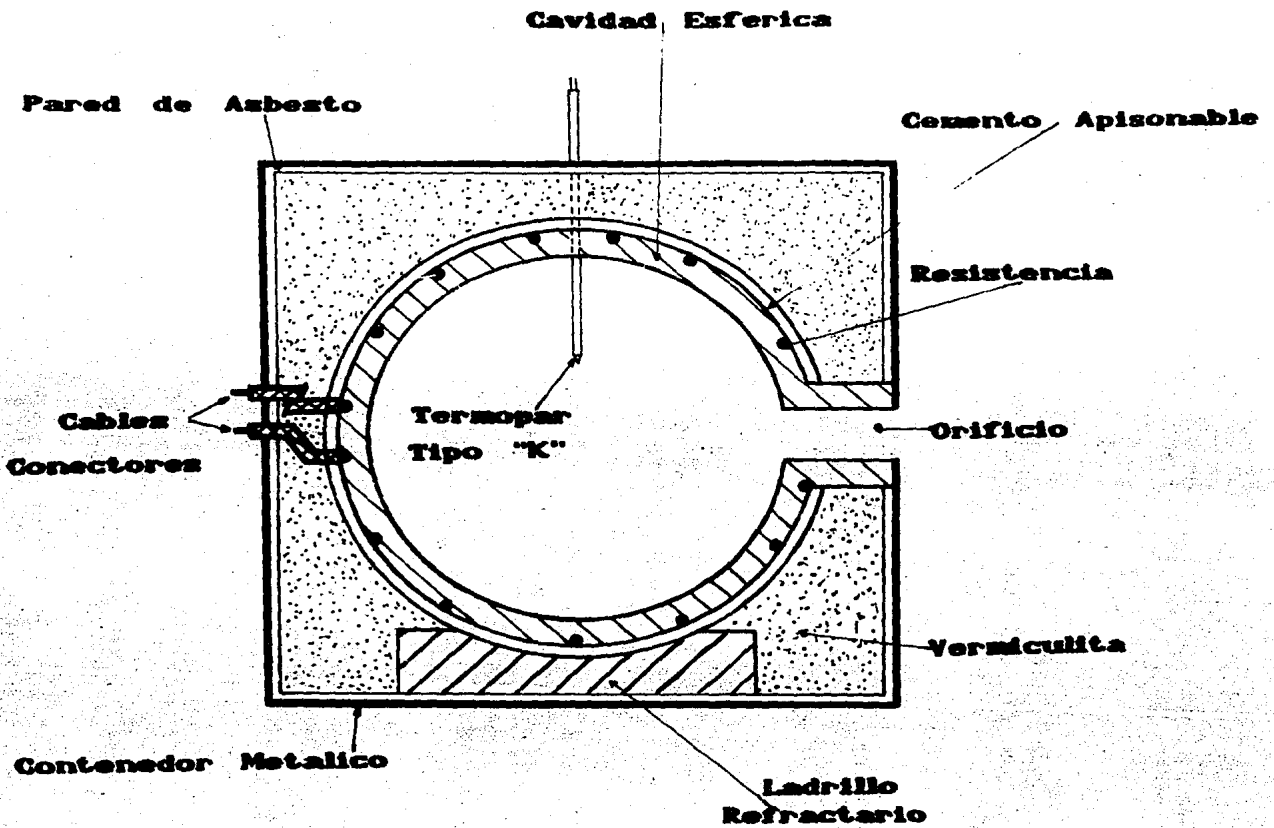


Figura 3.3. Corte transversal del horno esférico de cuerpo negro.

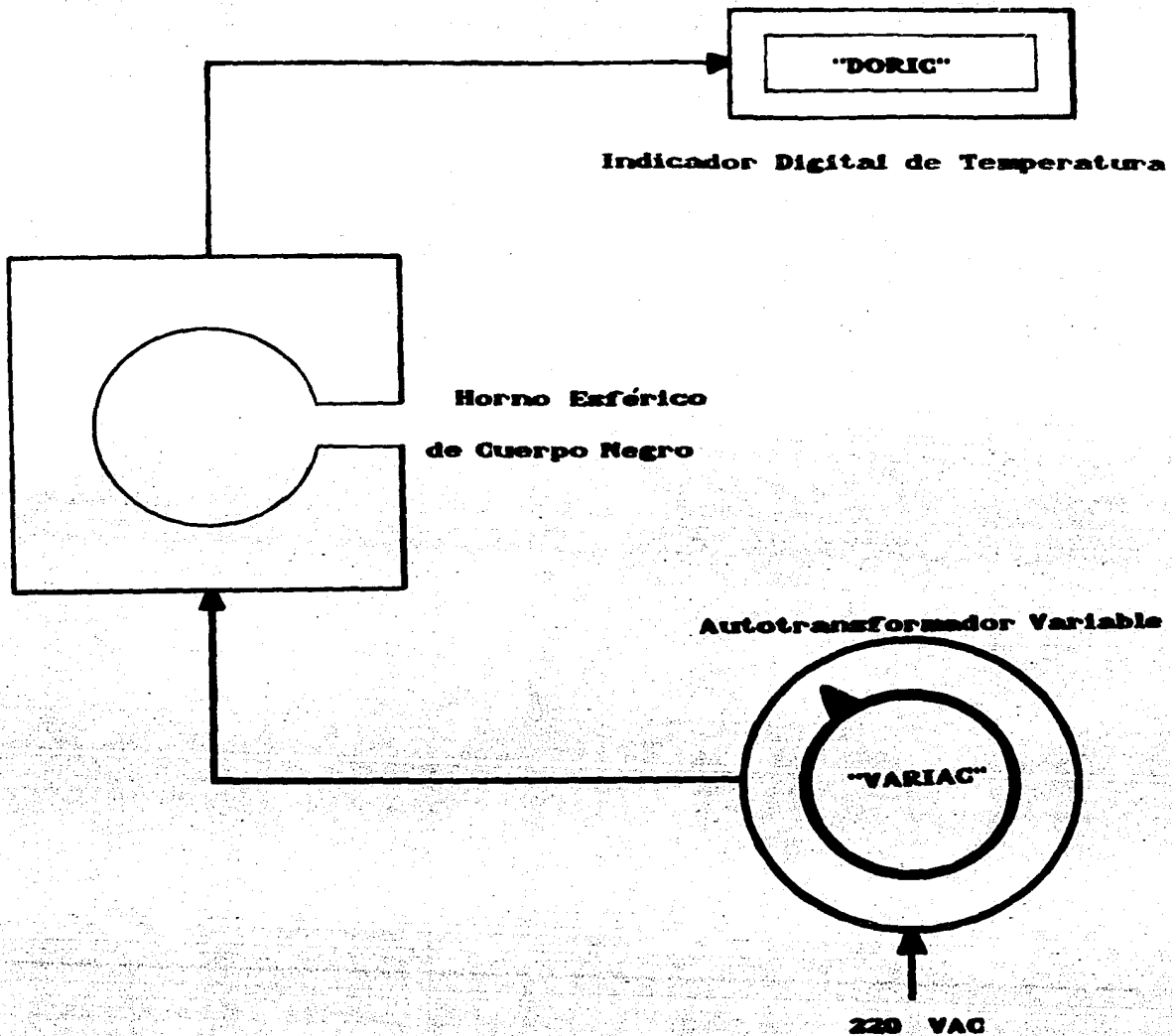


Figura 3.4. Sistema de monitoreo de temperatura y suministro de energía eléctrica para el horno esférico de cuerpo negro.

4. DESARROLLO EXPERIMENTAL Y RESULTADOS.

La construcción del horno esférico de cuerpo negro, que aquí se reporta, obedece a la necesidad de contar con una fuente patrón de radiación térmica, necesaria en la calibración de sondas de medición de flujos de calor.

En el capítulo anterior se llevó a cabo un análisis del comportamiento de la emisividad efectiva de un orificio en la pared de una cavidad radiante de geometría esférica, en el cual se muestra que ésta es función de la emisividad ϵ_m del material de construcción de la cavidad esférica, de las dimensiones de la misma, así como de las dimensiones del orificio. Esta dependencia se expresa en las ecuaciones (43a) y (45a) que corresponden a la emisividad efectiva del orificio, al observar con una sonda de ángulo estrecho y con un radiómetro 2π , respectivamente.

La teoría de radiación térmica establece que el flujo de calor en el interior de una cavidad radiante (cuerpo negro perfecto) a temperatura T , está dado por σT^4 (ecuación 4). En realidad, el solo hecho de perforar un orificio en la pared de una cavidad radiante hace que ésta deje de ser un cuerpo negro perfecto. Sin embargo, para efectos prácticos, un orificio en la pared de un horno de geometría esférica, con las dimensiones reportadas en el capítulo 3, emite un flujo de calor radiante que no difiere significativamente de σT^4 . La

magnitud del error establecido por una emisividad $\epsilon_0 < 1$ es muy pequeña (aproximadamente del 3 % para el intervalo $500^\circ\text{C} < T < 1200^\circ\text{C}$) y es posible estimar el valor correcto del flujo de calor a través del orificio de acuerdo a:

$$W_0 = \epsilon_0 \sigma T^4. \quad (48)$$

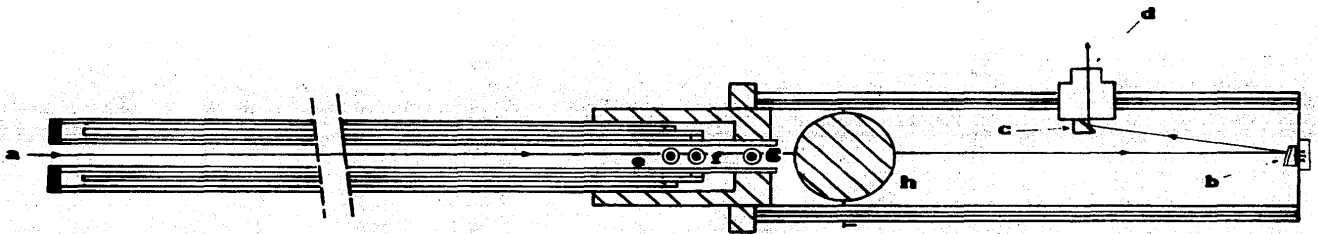
Donde ϵ_0 debe ser calculada según el tipo de sonda utilizada para la medición del flujo de calor; es importante hacer notar que, dado que ϵ_m es función de las características del material y de la temperatura de la cavidad, también lo es ϵ_0 .

4.1 Sondos de Medicion de Flujos de Calor.

Como parte experimental de este trabajo se realizó la calibración de una sonda de ángulo estrecho y de una sonda elipsoidal 2π (ambas utilizadas en mediciones de flujos de calor radiante), en el horno cuya construcción se reporta en el capítulo anterior.

Un esquema del primer instrumento se muestra en la figura 4.1. Este está formado fundamentalmente por: la parte frontal o de inserción, y la parte posterior que contiene la óptica y el elemento sensor.

La sección frontal está formada por tres tubos concéntricos entre los cuales circula el agua de enfriamiento, lo que permite introducir el instrumento al hogar de hornos y calderas para efectuar mediciones de flujo de calor radiante unidireccionalmente. La parte posterior la forman dos



Escala 1:6

- | | |
|-----------------------------|----------------------------------|
| a. Orificio de entrada | e. Entrada agua de refrigeracion |
| b. Espejo parabolico | f. Salida agua de refrigeracion |
| c. Arreglo termopila-espejo | g. Entrada purga de aire |
| d. Ocular | h. Diafragma |

Figura 4.1. Diagrama de una sonda de ángulo estrecho.

tubos concéntricos entre los que circula el agua de enfriamiento, con el propósito de mantener el elemento sensor a una temperatura estable. En el interior de los tubos se encuentra la parte óptica y de detección. Un espejo parabólico fuera de eje se utiliza para colectar la radiación térmica incidente sobre el orificio frontal del instrumento y que pasa a través del tubo interno de la parte frontal de la sonda. La radiación así colectada se enfoca sobre una termopila (elemento sensor) colocada en el foco del espejo (fuera de la trayectoria óptica de la radiación incidente). Un espejo plano de área elipsoidal con un orificio en el centro, se coloca en un plano diagonal enfrente de la termopila para interceptar parte de la radiación incidente sobre ésta. Los rayos así desviados se envían hacia un ocular, que permite la observación de una imagen parcial de la radiación detectada por el instrumento, la cual es utilizada en la alineación y enfoque del mismo.

El hecho de que este instrumento tenga un amplio intervalo de respuesta, pues tanto el espejo como la termopila responden a longitudes de onda desde 0.3μ hasta 3μ aproximadamente (lo que cubre prácticamente todo el espectro de la radiación térmica), y el que no existan filtros ópticos, hace que esta sonda sea llamada también "RADIOMETRO TOTAL DE ANGULO ESTRECHO".

La sonda elipsoidal 2π se utiliza para medir el flujo de calor radiante que proviene de un ángulo sólido de 2π

esterradianes, incidente sobre un punto de una superficie receptora de calor.

La figura 4.2 muestra un esquema del radiómetro elipsoidal 2π , que consta de una cavidad elipsoidal pulida al espejo y cubierta con una capa de oro. La cavidad tiene un pequeño orificio en uno de sus extremos y un elemento detector de radiación en el otro (ambos sobre el eje mayor de la elipse). El hecho de que la superficie interna de la cavidad sea altamente reflejante, hace que la radiación que pasa por el orificio incida sobre el elemento detector. Este se encuentra montado sobre un cilindro metálico (enfriado por agua en el otro extremo) que actúa como transmisor del flujo de calor que incide sobre el detector. En ambos extremos de esta barra se encuentran colocados dos alambres de constantano, para formar un termopar diferencial, que permite la medición del flujo de calor que atraviesa la barra o cilindro metálico. Los alambres de constantano pasan por el interior del cuerpo de la sonda, el cual está formado por tres tubos concéntricos de acero inoxidable, entre los cuales circula el agua de enfriamiento. Esta refrigeración permite la utilización de la sonda en medios ambientes a altas temperaturas. La parte posterior de la sonda está formada por un tubo protector que contiene la entrada y salida del agua de enfriamiento, así como la conexión a la señal de salida proporcionada por los alambres de constantano. El voltaje de salida del termopar diferencial es función de la radiación que

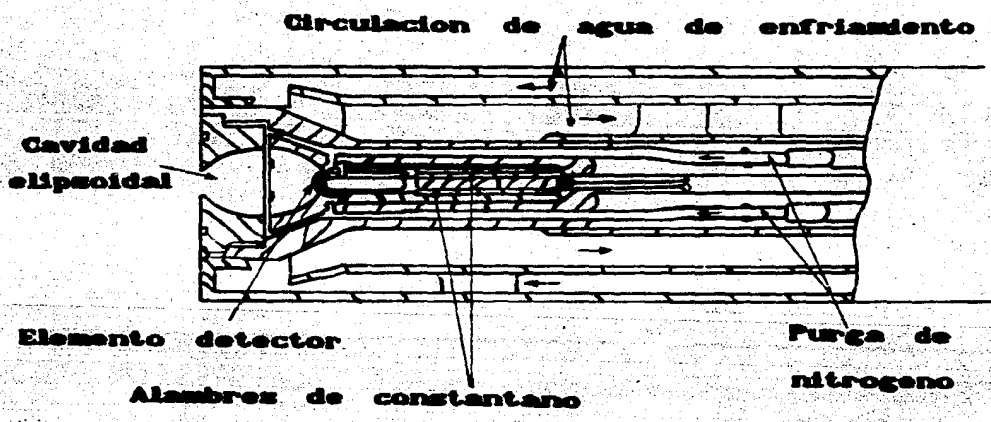
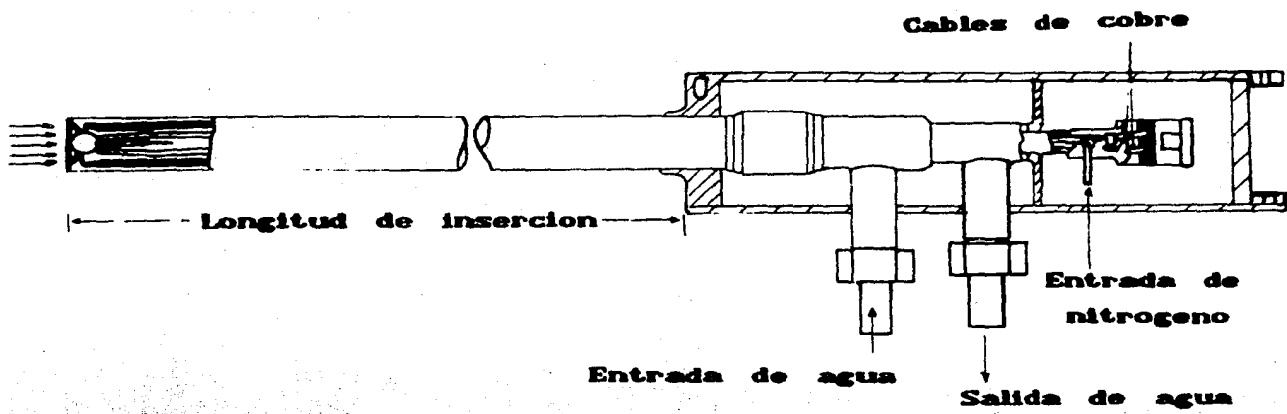


Figura 4.2. Esquema del radiómetro elipsoidal 2π .
 (a) vista lateral. (b) detalle de la parte frontal.

penetra en la cavidad elipsoidal. Es importante hacer notar que esta última es purgada continuamente con nitrógeno a fin de evitar flujos convectivos de calor en su interior.

Para diferentes temperaturas del horno de cuerpo negro, se llevaron a cabo mediciones de flujo de calor radiante emitido por el orificio en la pared de éste. Las mediciones se realizaron utilizando las dos sondas ya descritas y en todos los casos, ambas fueron colocadas en el orificio del horno al raz de la pared interna de la cavidad esférica. La lectura de los voltajes producidos por las sondas se llevó a cabo utilizando un multimetro digital "Keithley", que permite realizar lecturas con una exactitud de hasta 0.001 mV.

4.2 Determinación de Temperaturas

Un monitoreo continuo de la temperatura en el interior del horno esférico de cuerpo negro se llevó a cabo utilizando un termopar tipo "K" de punta desnuda, calibre 8, el cual se colocó en el interior de la cavidad a través de un orificio en la parte superior de la misma. La lectura de la señal generada por el termopar se realizó por medio de un indicador digital de temperatura "DORIC", compensado por temperatura ambiente. Para referir la temperatura del horno esférico de cuerpo negro a estándares internacionales, se hicieron mediciones de la misma con un pirómetro óptico de radiación total "LAND", de calibración certificada contra estándares del "National Bureau of Standards" de los Estados Unidos.

La figura 4.3 muestra un diagrama de este instrumento, el cual está formado por una celda fotovoltaica de silicio sobre la que se hace incidir la radiación colectada por una lente fabricada a base de vidrio Crown, con apertura de 35 mm. El sistema óptico está diseñado para una distancia de enfoque de 43.7 cm. y este instrumento permite medir temperaturas desde los 600°C hasta los 1200°C. A fin de mantener constante la sensibilidad de la celda, dentro del intervalo de operación de la misma, ésta se encuentra conectada a una resistencia sensible a la temperatura (termistor). La lectura de la señal producida por este pirómetro, al igual que en el caso de las sondas, se llevó a cabo utilizando un multímetro digital "Keithley", con una exactitud de 0.001 mV.

Como un método alternativo en la determinación de la temperatura en el interior del horno, se utilizó un pirómetro óptico de hilo desvanecido "IRCON". La figura 4.4 muestra un diagrama de dicho instrumento, el cual consta esencialmente de un filamento colocado en el foco de dos sistemas ópticos; uno frontal (objetivo enfocable) que actúa como colector de la radiación proveniente del blanco y uno posterior que permite observar una imagen del filamento sobrepuesta a una imagen del blanco. El principio de operación de este instrumento utiliza el hecho de que al calentar un objeto lo suficiente, éste se vuelve incandescente. Al apuntar el pirómetro óptico hacia un blanco incandescente, se hace pasar una corriente eléctrica a través del filamento causando que éste se vuelva

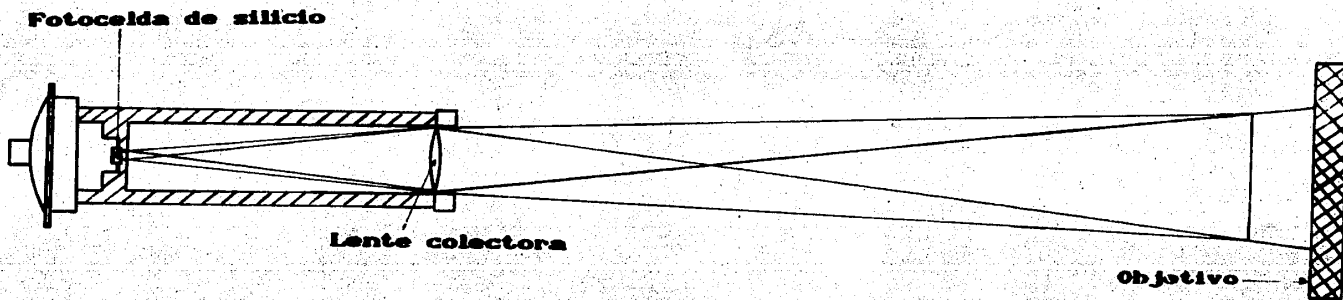


Figura 4.3. Diagrama del pirómetro óptico de radiación total "LAND".

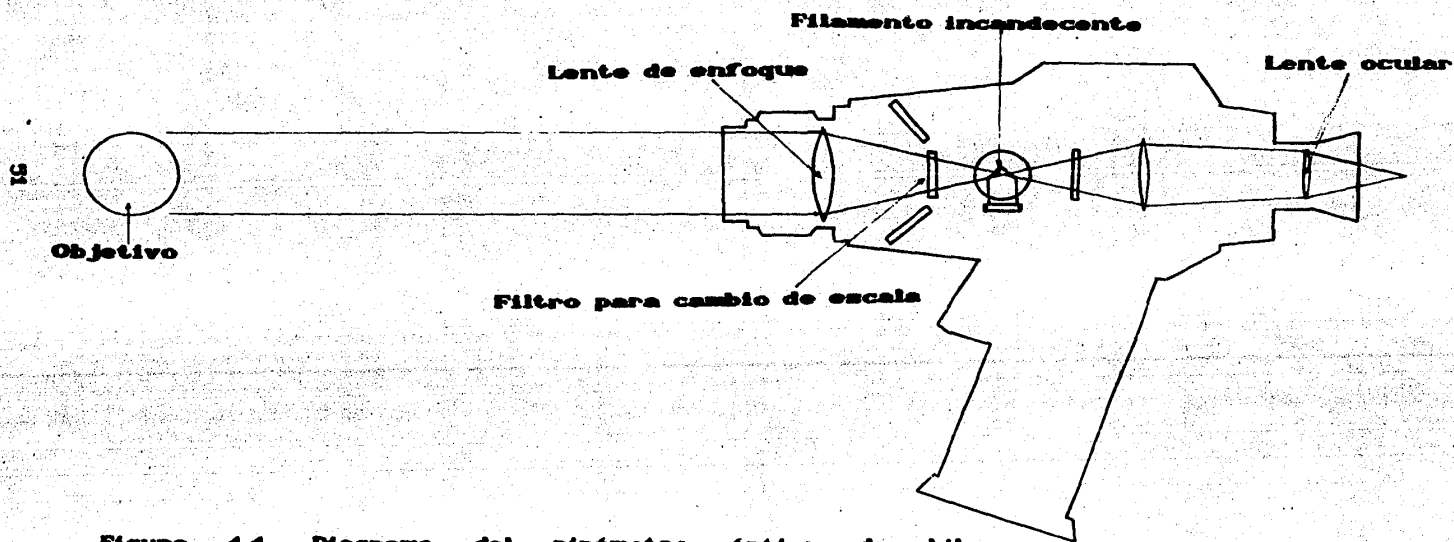


Figura 4.4. Diagrama del pirómetro óptico de hilo desvanecido "IRCON".

incandescente. La intensidad de la radiación así emitida, se puede variar ajustando la corriente eléctrica a través del filamento. Esto se logra activando un gatillo en el soporte del pirómetro y girando una perilla. En el momento en que la intensidad de la radiación emitida por el filamento sea igual a la intensidad de la radiación emitida por el blanco enfocado, la imagen del primero se desvanecerá con la imagen del segundo (se dice entonces que ambos se encuentran a la misma temperatura). La lectura de la temperatura del blanco se obtiene de la posición final de la perilla de control de corriente eléctrica. Este aparato cuenta con tres escalas de temperaturas, lo cual permite realizar mediciones entre 700°C y 3500°C .

4.3 Resultados.

Los resultados obtenidos en las mediciones de flujo de calor radiante, llevadas a cabo con el radiómetro elipsoidal 2π y con el radiómetro total de ángulo estrecho, se listan en las tablas 4.1 y 4.2 respectivamente. En ellas se muestra la respuesta en milivolts de cada una de las sondas y los correspondientes valores del flujo de calor radiante por unidad de área, emitido por el orificio del horno a diferentes temperaturas. El flujo de calor radiante se calculó a partir la ecuación (48). Para ésto se utilizaron los valores de temperatura del horno obtenidos con el pirómetro óptico de radiación total "LAND", así como los valores correspondientes para la emisividad del material de construcción de la cavidad

Respuesta de la sonda (mV)*	T _L (°C)**	T _{H.D.} (°C)***	ϵ_m	ϵ_o	Flujo de calor radiante (Watt-Cm ⁻²)
0.334	533.4	---	0.50	0.986	2.37
0.461	594.0	---	0.46	0.985	3.16
0.536	630.0	---	0.45	0.984	3.71
0.598	654.8	---	0.43	0.984	4.14
0.741	707.8	710	0.41	0.983	5.16
0.818	734.5	740	0.40	0.982	5.74
0.995	787.7	800	0.38	0.981	7.05
1.222	841.8	850	0.35	0.980	8.59
1.344	866.7	870	0.35	0.980	9.38
1.512	903.4	910	0.34	0.979	10.64
1.735	944.3	950	0.33	0.979	12.19
1.972	983.4	990	0.30	0.977	13.80
2.072	1011.1	1020	0.28	0.975	15.04
2.282	1044.2	1050	0.27	0.975	16.64

Tabla 4.1. Valores experimentales de calibración del radiómetro elipsoidal 2π.

* La lectura tiene una incertidumbre de ± 0.001 milivolts.

** La lectura tiene una incertidumbre de $\pm 3^\circ\text{C}$ hasta 1000°C y de $\pm 5^\circ\text{C}$ para temperaturas mayores.

*** La lectura tiene una incertidumbre de $\pm 5^\circ\text{C}$.

Respuesta de la sonda (mV)	T _L (°C)	T _{H.D.} (°C)	ϵ_m	ϵ_o	Flujo de calor radiante (Watt-Cm ⁻²)
0.024	105.5	---	0.78	0.998	0.12
0.083	205.3	---	0.72	0.997	0.30
0.192	302.7	---	0.65	0.996	0.62
0.395	402.8	---	0.58	0.995	1.18
0.713	509.3	---	0.52	0.993	2.11
1.116	595.5	---	0.46	0.992	3.20
1.381	630.3	---	0.45	0.991	3.74
1.482	656.1	---	0.43	0.990	4.19
1.822	707.9	710	0.41	0.989	5.20
2.022	735.3	740	0.40	0.989	5.80
2.452	787.9	790	0.38	0.988	7.10
2.996	841.2	850	0.35	0.987	8.63
3.311	866.7	870	0.35	0.987	9.45
3.733	903.4	905	0.34	0.986	10.72
4.469	945.1	950	0.33	0.985	12.31
4.984	982.8	985	0.30	0.983	13.88
5.490	1010.0	1010	0.28	0.982	15.10
5.900	1043.3	1045	0.27	0.981	16.71

Tabla 4.2. Valores experimentales de calibración del radiómetro total de ángulo estrecho. Las incertidumbres en las lecturas son las mismas que se reportan en la tabla anterior.

para dichas temperaturas, los cuales son reportados por Cabannes . En estas tablas se incluye también una columna listando los valores de temperatura de la cavidad obtenidos con el pirómetro óptico "LAND", (T_L), una columna incluyendo las temperaturas de la misma, medidas con el pirómetro óptico de hilo desvanecido, ($T_{H.D.}$), así como una columna listando los valores de la emisividad del material de construcción de la cavidad para las correspondientes temperaturas, (ϵ_m), y una columna más, donde se muestran los valores de la emisividad efectiva del orificio del horno, (ϵ_o), calculados de acuerdo a las ecuaciones (43a) y (45a).

En la práctica es normal que se tome el valor de la emisividad del orificio de un horno de cuerpo negro como la unidad, ya que el valor real de la misma no difiere significativamente de éste último (en el caso del horno esférico aquí reportado, el valor más bajo difiere en menos del 3% de la unidad). Sin embargo, utilizando las ecuaciones (43a) y (45a), se puede cuantificar la diferencia entre el valor real de la emisividad del orificio y la unidad, siendo posible conocer el valor real del flujo de calor emitido por el orificio, lo que permite realizar una calibración aún más confiable de las sondas utilizadas.

En las figuras 4.5 y 4.6, se muestran las curvas de calibración del radiómetro elipsoidal 2π y del radiómetro total de ángulo estrecho, obtenidas al graficar la respuesta de la sonda contra el flujo de calor radiante emitido por el

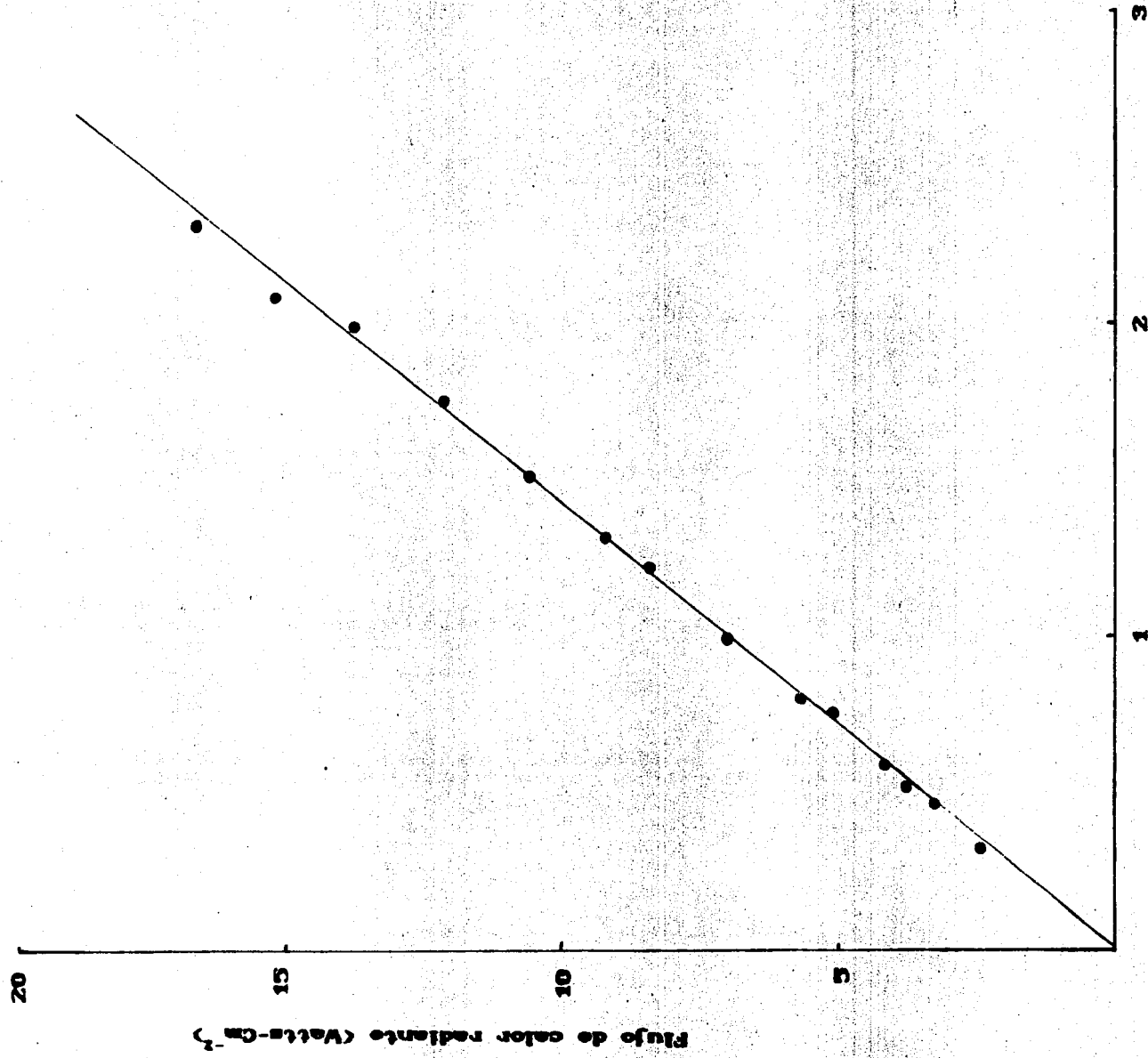


Figura 4.5. Curva de calibración obtenida para el radiómetro elipsoidal 2π.

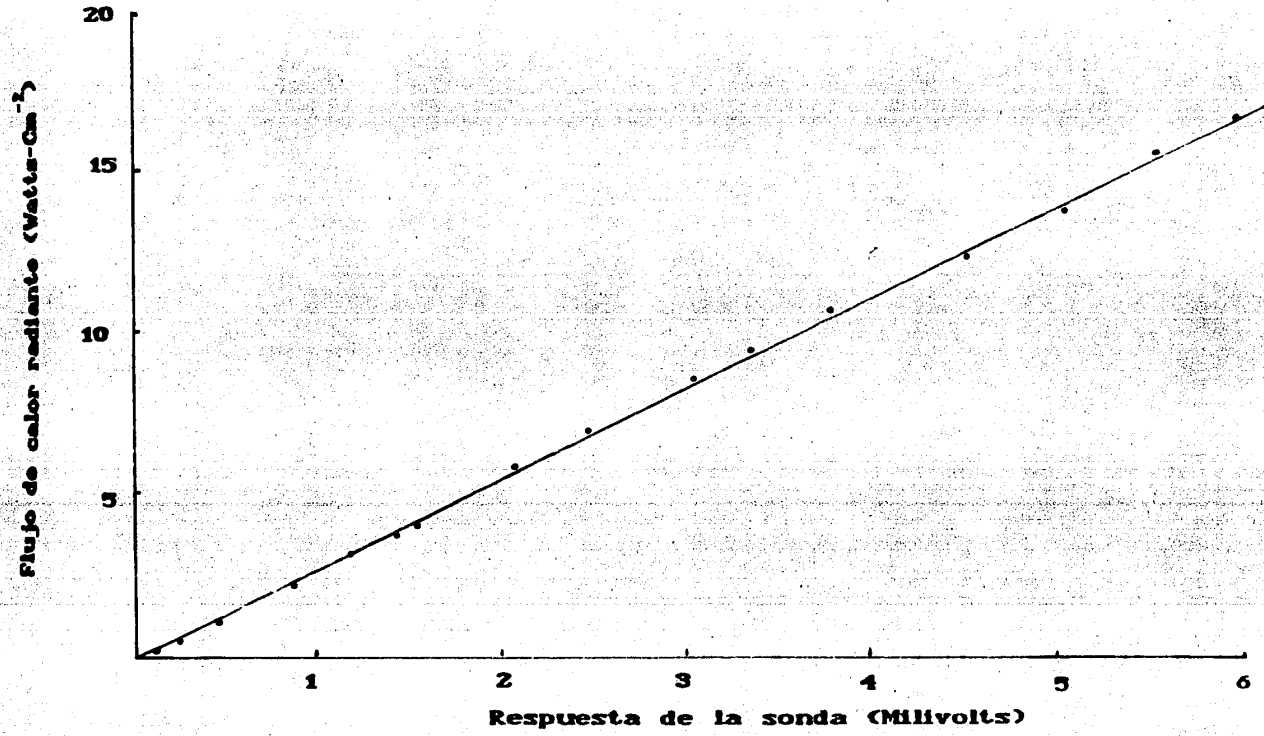


Figura 4.6. Curva de calibración obtenida para el radiómetro total de ángulo estrecho.

orificio del horno, y en las cuales los valores de este último se han calculado, como ya se mencionó, utilizando la corrección en la emisividad efectiva del mismo, dada por las ecuaciones (43a) y (43a).

4.4 Analisis de Resultados.

La curva presentada en la figura 4.5 muestra la relación existente entre la respuesta del radiómetro elipsoidal 2π , en milivolts, y el flujo de calor radiante producido por el horno esférico de cuerpo negro, en watts-cm⁻².

Como se observa, la curva es una línea recta, lo que pone de manifiesto el carácter lineal de la relación entre las mencionadas variables.

Al aplicar el método de linearización por mínimos cuadrados a los puntos de la curva mostrada en la figura 4.5, se obtiene la siguiente ecuación:

$$W = [(7.211) fem_{2\pi} - 0.145] \text{ watts-cm}^{-2} \quad \dots(49)$$

que es la ecuación para la curva de calibración del radiómetro elipsoidal 2π . En ella, $fem_{2\pi}$ representa la lectura del instrumento.

En la literatura correspondiente⁽⁴²⁾ se reporta que la curva de calibración de un instrumento de este tipo es de la forma:

$$W = K (fem_{2\pi})^2$$

donde K es una constante de calibración que depende del instrumento, y a es un número positivo mayor que 1.

En este caso, la respuesta lineal del radiómetro elipsoidal 2π puede ser una consecuencia de la utilización de un tipo especial de pintura para recubrir el elemento detector de dicho instrumento. Este tipo de pintura seguramente afectó la absorptividad del mismo. Sin embargo, la curva mostrada en la figura 4.5 es válida como curva de calibración del radiómetro elipsoidal 2π .

De manera análoga, se observa en la figura 4.6 que la respuesta del radiómetro total de ángulo estrecho varía en proporción directa a los cambios en el flujo de calor radiante emitido por el horno. Aplicando el método de mínimos cuadrados a los puntos de esta curva se obtiene la siguiente ecuación:

$$W = [(2.788) \text{ fem}_{\text{a.e.}} + 0.092] \text{ watts-cm}^{-2} \quad \dots(50)$$

donde $\text{fem}_{\text{a.e.}}$ es la respuesta del instrumento en milivolts.

Las ecuaciones (49) y (50) permiten predecir los flujos de calor radiante detectados por el radiómetro elipsoidal 2π y por el radiómetro total de ángulo estrecho, respectivamente, a temperaturas de hasta 1400°C sin temor a incurrir en errores apreciables.

Es pertinente aclarar que aunque la temperatura máxima de operación del horno esférico de cuerpo negro es de 1200°C , no

fue posible realizar mediciones de flujo de calor radiante más allá de 1050 °C, debido a que se presentaron fallas en el aislamiento térmico de los cables conectores del sistema calefactor, en la zona cercana a la cavidad esférica, lo que provocó que éstos se fundieran en una ocasión. Otra razón para no elevar más la temperatura del horno, fue que al acercarse a su temperatura máxima de operación, la resistencia calefactora puede ser destruida por una variación brusca en el voltaje, ya que de esta forma la temperatura límite de operación de la misma puede ser superada fácilmente. Dado que la fuente de voltaje con que se contó no permitía regular de manera confiable el voltaje alimentado a la resistencia, se decidió no correr el riesgo de provocar la falla antes descrita en el sistema calefactor.

5. CONCLUSIONES.

El desarrollo y construcción de hornos de cuerpo negro, por parte de algunos grupos de investigación de distintos países, ha generado diversa literatura al respecto. Sin embargo, la información que en ella se proporciona es, en general, poco detallada y aunque puede servir como una orientación, no es lo bastante amplia para dar un conocimiento claro de los problemas prácticos que se presentan en la construcción de una fuente patrón de radiación térmica de este tipo.

Dentro de estos problemas, el primero que se plantea es el de la selección del material adecuado para la construcción de la cavidad. Los materiales más recomendables son cementos de tipo refractario (resistentes a altas temperaturas) con alto contenido de óxidos metálicos (SiO_2 , BeO , Al_2O_3 , mullita, sillimanita). Este tipo de materiales tienen un coeficiente de expansión térmica muy pequeño, por lo que la razón de áreas (parámetro G) se mantiene prácticamente constante en el intervalo de temperaturas de operación del horno, todos ellos se encuentran disponibles en el mercado nacional y su manejo es sencillo, además de tener, en algunos casos, una emisividad de hasta 0.90. Esta última característica es de gran importancia ya que permite incrementar el valor de la emisividad efectiva del orificio del horno.

Durante la elevación de la temperatura de la cavidad ésta

se encuentra sometida a esfuerzos mecánicos producidos por el calentamiento; es por ello conveniente que dicha cavidad sea construida de una sola pieza. Además, de esta forma se evita la utilización de pegamentos o cementos que podrían alterar la uniformidad de la superficie interna de la cavidad así como su emisividad.

La elección del material con que se construye la resistencia calefactora determina la temperatura máxima de operación del horno. Si se desea aumentar dicha temperatura es necesario sustituir la resistencia de KANTHAL A-1 por una construida a base de un material con mayor temperatura máxima de trabajo, como por ejemplo, el platino.

Dado que el horno opera a altas temperaturas, es importante contar con un aislamiento térmico eficiente con el fin de disminuir las fugas de calor de la cavidad hacia sus alrededores, evitando así un gasto inútil de energía eléctrica. En este caso el aislante utilizado, la vermiculita, cumple satisfactoriamente con estos requerimientos.

El aislamiento térmico no sólo es importante para economizar energía eléctrica, sino también para prevenir fallas por sobrecalentamiento en piezas que se encuentran en el interior del contenedor, como son cables y conectores del sistema de alimentación de la resistencia. Para evitar este tipo de fallas es recomendable que tanto los cables como los conectores sean construidos a base de un material con una temperatura de fusión más alta que la temperatura máxima de

operación del horno y sean colocados en puntos donde no estén en contacto con la cavidad; además deben ser aislados con varias capas de asbesto u otro material resistente a las altas temperaturas.

Otra causa importante de fallas durante la operación del horno, es el aumento súbito en el voltaje de alimentación de la resistencia, lo que provoca cambios bruscos de temperatura causando la ruptura de la misma.

Este tipo de fallas puede ser evitado si se cuenta con una fuente regulable de energía (con alimentación a prueba de fallas de corriente eléctrica), es decir, una cuyo voltaje de salida no varíe de manera significativa cuando ocurran cambios en el voltaje de entrada.

Con el objetivo de reducir la carga de trabajo que debe soportar el sistema calefactor de la cavidad, y alargar de esta forma su vida útil, se propone la sustitución del mismo por un par de resistencias en paralelo, en lugar de una sola, como en el horno aquí reportado.

Finalmente, es importante mencionar que el flujo de calor radiante generado por el horno, es uniforme y puede ser controlado variando la temperatura de la cavidad. La exactitud en el valor de dicho flujo queda determinada, prácticamente, por la exactitud en la determinación de la temperatura de la cavidad, la cual está referida a estándares internacionales del NBS de los Estados Unidos por medio de un pirómetro de calibración certificada. Esto permite que los flujos de calor

radiante producidos por el horno esférico de cuerpo negro (reportados en el capítulo 4) queden también referidos a dichos estándares internacionales.

Referencias

- (1). RADIATION HEAT TRANSFER. Sparrow, E.M. Cess, R.D.
Brooks/Cole Publishing Co. Cap.1 pag.3. 1970.
- (2). Ibid; cap.1 pag.8.
- (3). Ibid; cap.1 pag.5.
- (4). Ibid; cap 1 pag.6.
- (5). HEAT TRANSFER. Chapman, Alan J.
Macmillan Publishing Co. Cap.11 pag.426. 1974.
- (6). FUNDAMENTOS DE TERMOTRANSFERENCIA. Mijeev, M.A.
Editorial Mir. Cap.5 pag.182. 1977.
- (7). HEAT TRANSFER. Chapman, Alan J.
Macmillan Publishing Co. Cap.11 pag.426. 1974.
- (8). Ibid; cap.11 pag.432.
- (9). RADIATIVE TRANSFER. Hottel, H.C. Sarofim, A.F.
McGraw-Hill Book Co. Cap.1 pag.4. 1967.
- (10). Ibid; cap.2 pag.23.
- (11). Ibid; cap.3 pag.80.
- (12). MESUREMENTS IN FLAMES. Chedaille, J. Braud, Y.
Edward Arnold Book Co. Cap.3 pag.86. 1972.
- (13). PROPRIETES OPTIQUES A HAUTE TEMPERATURE. Cabannes, F.
I.F.R.F. Cap.18 pag.156. 1975.