

UNIVERSIDAD DE SAN CARLOS DE GUATEMALA
Facultad de Ingeniería

TRANSMISION DE ENERGIA POR RADIACION



INGENIERO MECANICO

BIBLIOTECA CENTRAL-USAC
DEPOSITO LEGA'

PROHIBIDO EL PRESTAMO EXTERNO

Guatemala, marzo de 1971

UNIVERSIDAD DE SAN CARLOS DE GUATEMALA
Biblioteca Central
Sección de Tesis

DL
08
T(2)
C.5

*JUNTA DIRECTIVA DE LA
FACULTAD DE INGENIERIA DE LA
UNIVERSIDAD DE SAN CARLOS DE GUATEMALA*

Decano: Ing. Mauricio Castillo C.
Vocal Primero: Ing. Marco Antonio Cuevas
Vocal Segundo: Ing. Rodolfo Gonzáles Morasso
Vocal Tercero: Ing. Adolfo Behrens
Vocal Cuarto: Br. Gustavo Adolfo Sierra
Vocal Quinto: Br. Guido Cosenza
Secretario: Ing. Héctor Centeno B.

*TRIBUNAL QUE PRACTICO EL
EXAMEN GENERAL PRIVADO*

Decano.....Ing. Amando Vides T.
Director de la Escuela de
Ingeniería Mecánica-Industrial: . . . Ing. Francisco Billeb V.
Examinador:Ing. Carlos Francisco Marroquín S.
Examinador: Ing. Julio Obiols
Secretario:Ing. Héctor Centeno B.

Honorable Tribunal Examinador:

Cumpliendo con lo establecido por la ley de la Universidad de San Carlos de Guatemala, tengo el honor de someter a vuestra consideración mi trabajo de tesis, titulado;

TRANSMISION DE ENERGIA POR RADIACION

Tema que me fuera asignado por la Junta Directiva de la Facultad de Ingeniería.

DEDICO ESTE ACTO:

A MIS

A MIS PADRES

*J. Rafael Quirós del Toro
Luz Montenegro de Quirós*

A MIS HERMANOS

*Jorge Quirós
Blanca de Pineda
Carmen de Rodríguez
Marta Quirós*

DEDICO ESTA TESIS:

*A la Facultad de Ingeniería de la
Universidad de San Carlos de Guatemala*

A mis familiares y amigos

llamada *REFLECTIVIDAD* y se denota por τ , la razón de la Radiación absorbente a la Radiación incidente es la *ABSORTIVIDAD* α y la razón de la Radiación transmitida a la Radiación incidente es la *TRANSMISIVIDAD* λ , por consiguiente:

$$\alpha + \tau + \lambda = 1 \quad (3.1)$$

Los cuerpos sólidos y líquidos absorben prácticamente la Radiación de calor completa, penetrando al interior de la superficie en una pared muy delgada. Los conductores eléctricos necesitan una pared de la magnitud de $1/\lambda$ para esta absorción.

Los no conductores absorben con muy pocas excepciones las radiaciones en paredes aproximadamente de 0.05" de grueso. Los espesores de materiales usados para propósitos industriales son casi siempre más grandes, puede ser escrito para éstos:

$$\alpha + \tau = 1 \quad (3.2)$$

Las leyes que gobiernan la Radiación emitida por un cuerpo caliente son especialmente simples si la Radiación no es reflejada de su superficie ($\tau=0$, $\alpha=1$) y al cuerpo se llama negro, el nombre viene del caso que si una superficie la cual absorbe todos los rayos de luz, se manifiesta negra para el ojo. De manera que una pared blanca es cercanamente negra para la Radiación térmica. Superficies totalmente negras no existen en la naturaleza, un cierto porcentaje de Radiación incidente se refleja siempre, pero hay superficies que reflejan sólo una pequeña porción de la Radiación incidente. Una superficie que es cercanamente negra es la nieve con absortividad de 0.985 para Radiación térmica de un cuerpo cuya temperatura no es muy alta. Por

consiguiente las superficies no completamente negras existen en la naturaleza.

El concepto de cuerpo negro es muy útil porque leyes que rigen la Radiación son comparativamente simples y porque se puede probar que su superficie irradia más calor que una diferente; esto es el contenido de la Ley de Kirchhoff que se explica más adelante.

Factores de la Radiación térmica

En 1792, Prevost (Pág.46) lanzó la "Teoría de Intercambios" que dice que entre dos cuerpos hay un intercambio de energía debido al proceso recíproco de absorción y radiación.

Esto quiere decir que cuando dos cuerpos a temperatura distinta se encuentran encerrados en un espacio completamente aislados del medio exterior, el cuerpo más caliente emitirá energía hacia el primero, perdiendo más energía de la que gana, se enfría; al contrario sucede con el cuerpo más frío ya que éste si está ganando energía.

Este intercambio prosigue aun cuando los dos cuerpos vayan llegando a la misma temperatura; de la única manera cuando no puede haber intercambio es cuando los dos cuerpos se encuentran en el cero absoluto.

Se ha notado que el acabado superficial influye en la cantidad de Radiación emitida.

La cantidad de Radiación que absorbe un cuerpo depende de su temperatura, de la cantidad de superficie y del ángulo al cual inciden los rayos en su superficie.

Emisión de Radiación

A primera vista parecerá que la cantidad de energía radiante que emite un cuerpo depende de su volumen, ya que todas las partículas del cuerpo emiten energía.

Esto no sucede así porque la energía que emiten las partículas interiores es absorbida por las más superficiales, que no dejan que la energía escape al exterior solamente la Radiación que se ha originado en la superficie o a una distancia limitada bajo la superficie puede escapar del cuerpo. Pero según sea la transparencia del cuerpo, así será la distancia bajo la superficie desde la cual puede escapar energía al exterior, o penetrar a ella según el caso.

Transparencia es la capacidad con la que puede pasar la luz a través del cuerpo, pero en este caso debe entenderse como la facilidad con que pasa la Radiación a través del cuerpo.

Casi todos los sólidos son opacos o casi toda la Radiación térmica y por lo tanto la emisión o absorción de energía ocurre en la superficie o muy cerca de ella. Una excepción la constituye el vidrio, que aunque es sólido, es transparente a la Radiación térmica de corta longitud de onda, como la luz, pero es opaco a la Radiación con mayor longitud de onda proveniente de cuerpos a una temperatura inferior a la que se necesita para producir luz.

Ley de Kirchhoff

La Ley de Kirchhoff dice: "A una temperatura dada, el poder emisivo total para cualquier cuerpo es igual a su absorptividad multiplicada por el poder emisivo total de un cuerpo negro perfecto a esa temperatura".

Para probar esta ley es necesario imaginar un espacio hueco cuyas paredes tengan una temperatura uniforme. En este espacio se sitúa un cuerpo con superficies negras, el cuerpo deberá tener la misma temperatura que las paredes. Entonces los rayos de calor del cuerpo deben ser iguales a los rayos de las paredes y absorbidos por el cuerpo. Si las dos cantidades de calor no fueran iguales el cuerpo se enfriaría o calentaría.

Un sistema único de temperatura uniforme en el cual alcanza espontáneamente diferentes temperaturas, está vedado por la 2a. Ley de la Termodinámica, el calor el cual es radiado por unidad de tiempo de una unidad de superficie se llama poder emisivo. Esta denotado por la letra e si el cuerpo negro 1 irradia e_b , la cantidad de calor radiada de la superficie que encierra en incide en una superficie del cuerpo 1 es e_b .

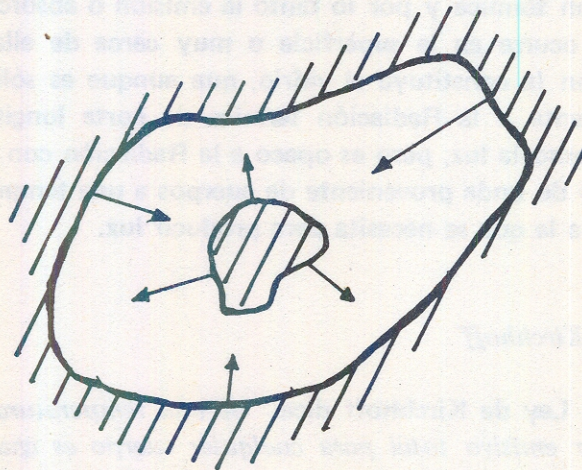


Figura 3.1

Ahora quitemos el cuerpo 1 y cambiémoslo por el cuerpo 2 de la misma forma y magnitud pero con una absorptividad (a) de las paredes del espacio hueco el mismo calor es e_b , como antes es radiado otra vez a una unidad de superficie del cuerpo 2, el cuerpo absorbe la cantidad a , es e_b . El poder emisivo e del cuerpo 2 debe tener la misma magnitud de acuerdo con la 2a. Ley de la Termodinámica:

$$e = a \times e_b \quad (3.3)$$

Esta es la expresión matemática de la Ley de Kirchhoff, en palabras podemos decir que la razón del poder emisivo es e_b , de un cuerpo negro al poder emisivo e de otro cuerpo a la misma temperatura igual a la absorptividad del segundo cuerpo. La razón del poder emisivo de cualquier cuerpo al poder emisivo de un cuerpo negro de igual temperatura se llama *EMISIVIDAD* ϵ la Ley de Kirchhoff debe también ser escrita en la forma:

$$\epsilon = a \quad (3.4)$$

Es por consiguiente necesario sólo conocer la emisividad o absorptividad de una superficie para cuerpos sólidos y líquidos, la reflectividad es también conocida de acuerdo a la ecuación (3.2)

$$a + r = 1$$

Para la mayoría de materiales de emisividad e depende de la temperatura, en este caso la ley de Kirchhoff sólo se cumple para una cierta temperatura. Por consiguiente se da la absorptividad sólo para la temperatura a la cual la emisividad fue medida. Otra limitación debe ser

hecha cuando la emisividad y absorptividad difieren para diferentes longitudes de onda, entonces la ecuación 3.4 se aplica sólo para Radiación MONOCROMÁTICA.

Potencia emisiva - emisividad

La cantidad total de energía radiante de todas las longitudes de onda emitidas por un cuerpo por unidad de área y de tiempo, es la potencia emisiva total E q_n
 W/m^2

Ley de Kirchhoff:

$$\frac{E_1}{a_1} = \frac{E_2}{a_2} = E_b \quad (3.5)$$

a : Absorptividad

En el equilibrio térmico, la razón de la potencia emisiva total a la absorptividad para todos los cuerpos es la misma.

El uso de la razón de la potencia emisiva real a la potencia emisiva del cuerpo negro, bajo idénticas condiciones se llama emisividad ϵ . Puesto que es la referencia, la emisividad del cuerpo negro es la unidad. Las emisividades de los materiales comunes que cubren un gran rango se tabulan en la Tabla de Hottel (Heat Transfer) de Donald Kern. Las emisividades son influenciadas por el acabado o pulido de las superficies y aumentan con la temperatura. Las superficies muy pulidas y blancas tienen generalmente valores menores que las superficies negras rugosas.

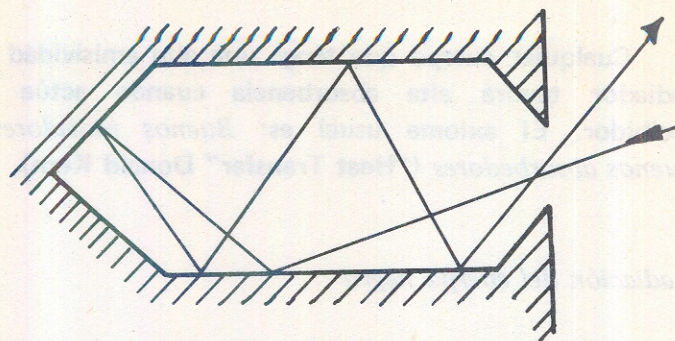
Cualquier cuerpo que tenga una alta emisividad como radiador tendrá alta absorbencia cuando actúe como receptor. El axioma usual es: *Buenos radiadores son buenos absorbedores* ("Heat Transfer" Donald Kern).

Radiación del cuerpo negro

Aunque reconocemos la misma naturaleza para las diferentes clases de Radiación, las leyes básicas están relacionadas con su origen térmico. En particular, estas leyes se refieren a la Radiación Térmica emitida por diversos cuerpos cuando se calientan a cierta temperatura.

Sabemos que esta Radiación abarca un amplio continuo de longitudes de onda. La experiencia común muestra que diversos cuerpos emiten y absorben más o menos, según lo oscuro o brillante que parezca ser la coloración de su superficie. Para eliminar este tipo de arbitrariedad mediante consideraciones teóricas, los físicos posteriores a Kirchhoff postularon un cuerpo negro como el radiador más efectivo y absorbente completo, o sea: $a = 1$ y $T = 0$.

No hay una sola substancia (por ejemplo negro de humo o grafito en polvo) que tenga esta propiedad ideal cuando se examina en un amplio intervalo espectral. Sin embargo, se ha hallado que las propiedades de Radiación de una abertura en una cavidad isotérmica de un material absorbente opaco, reproduce casi exactamente las propiedades de un cuerpo negro. El proceso que produce el efecto de cuerpo negro es el múltiple recorrido de los rayos emitidos por las paredes y reflejados en ellos de manera difusa antes de llegar a la abertura y escapar del exterior como lo muestra la siguiente figura:



Por este proceso ^{Figura 3.2} múltiple de emisión, absorción, reflexión y reemisión, la Radiación llega a estar en equilibrio térmico con las paredes de la cavidad.

La Radiación en el interior tiene la misma intensidad por doquiera, y va y viene en todas las direcciones posibles con igual intensidad; es homogénea e isotrópica.

La intensidad de esta Radiación del Cuerpo Negro es sólo función de la temperatura, cualquiera que sea el material de que esté hecha la cavidad. Así mismo se ha hallado que la Radiación del cuerpo negro que emerge de la abertura obedece la Ley de Lambert, esto es, su intensidad es mayor en la dirección de la normal al plano de la abertura y disminuye con el coseno del ángulo entre la normal y la dirección de observación. La radiación emitida por cuerpos reales rara vez se acerca a esta ley sencilla.

El poder total de emisión o emitancia radiante en el cuerpo negro es exactamente proporcional a la cuarta potencia de su temperatura absoluta (Ley de Stefan Boltzmann). Aquí la palabra total se refiere a todo el espectro de longitud de onda, desde $\lambda=0$ hasta infinito. La emitancia se define como la energía radiante emitida por segundos, por centímetros de área de superficie. Energías,

por segundo es potencia; de aquí que la substancia puede ser medida en unidades de Vatio $\cdot \text{cm}^2$, la temperatura T se mide en grados Kelvin, esto es una escala centígrada que parte del cero absoluto. Si deseamos observar cómo varía la energía radiante emitida por la dirección, definimos la Radiación como la energía eléctrica emitida por cm^2 , por ángulo sólido unidad (estereorradian).

Cuerpos emisores no negros

Hasta ahora hemos hablado de las leyes de Radiación de un cuerpo negro.

Los cuerpos reales (materiales) casi nunca cumplen estas leyes en un gran intervalo de longitudes de onda, aun cuando puedan acercarse al comportamiento del cuerpo negro en ciertas regiones espectrales. Por ejemplo, la pintura blanca que aparece perfectamente blanca en la región visible se vuelve de color gris $\epsilon = 0.5$ a 2μ aproximadamente y a longitud de onda de más de 3μ aparece casi negra ($\epsilon \approx 0.9$).

Detectores térmicos

No nos es difícil sentir la Radiación cuando nos colocamos frente a una hoguera o nos tendemos en la playa bajo el sol de medio día, pero las cosas son diferentes cuando un Astrónomo desea determinar la temperatura de la superficie lunar por medida de la emitencia radiante o cuando un Químico usa un espectrómetro de infrarrojo para determinar la intensidad de bandas de absorción causadas por vibraciones moleculares en los compuestos que estudia. En estas circunstancias, tratamos de una potencia de Radiación extraordinariamente pequeña y tenemos que usar instrumentos muy sensibles para detectar y medir la Radiación.

Los detectores térmicos fueron concebidos para registrar el efecto térmico de la Radiación. Cuando es absorbida la Ra-

diación que incide sobre un receptor, su temperatura se eleva. Entonces, puede observarse el incremento de temperatura por medida de alguna propiedad del material que depende de la temperatura.

Hoy se usan tres tipos de detectores térmicos: Celdas neu máticas, pares termoeléctricos o termopares y balómetros.

Detectores no térmicos

En los detectores no térmicos la Radiación es convertida indirectamente en señales eléctricas, en vez de serlo por la vía de algún proceso dependiente de la temperatura. Por la naturaleza de este proceso de conversión, detectores no térmicos se llaman también detectores cuánticos y foto detectores.

Cuerpos sólidos y líquidos

Todos los cuerpos, sólidos y líquidos reflejan una fracción de Radiación térmica incidente y por consiguiente, de acuerdo a la Ley de Kirtchhoff, irradian menos calor que el cuerpo negro. Con respecto a las propiedades de la relación térmica, hay una diferencia importante, entre buenos y malos conductores eléctricos. Los buenos conductores, reflejan la mayor parte de radiación incidente pero reflejan comparativamente poco calor.

Los malos conductores, absorben la mayor parte de Radiación incidente e irradian comparativamente mucho calor. Para ambos la absortividad y emisividad, cambian en su longitud de onda.

Una superficie cuya absortividad es constante para todas las longitudes de onda, se llama superficie gris. A continuación encontramos una tabla de emisividades normales para diferentes superficies a determinada temperatura.

EMISIVIDADES NORMALES ϵ_n PARA VARIAS
SUPERFICIES

Superficie	T, °F	ϵ_n
Oro pulido	266	0.018
Oro pulido	752	0.022
Plata	68	0.020
Cobre pulido	68	0.030
Cobre sin pulir	68	0.070
Aluminio pulido	338	0.039
Niquel pulido	212	0.045
Cromo pulido	302	0.058
Hierro fundido	212	0.800
Zinc	68	0.230
Plomo	68	0.280
Bismuto	176	0.340
Arcilla quemada	158	0.910
Laca blanca	212	0.925
Esmalte	68	0.920
Ladrillo	68	0.930
Porcelana	68	0.920
Vidrio	194	0.940
Hielo, Agua	32	0.966
Papel	203	0.920
Madera	158	0.935
Brea	68	0.930

Ecuación de Planck y Stefan - Boltzmann

Desde hacía mucho tiempo se estaba buscando una ecuación que expresase las curvas de la figura 2.1, es decir, que se había tratado de hallar una ecuación que ligara los valores de E_λ y λ .

Se experimentó en el campo de la mecánica estadística y de la termodinámica clásica y se encontraron relaciones que no se ajustaban muy bien a las curvas.

En el año 1900, Planck con el planteamiento de la teoría cuántica encontró una relación con la cual coinciden los experimentos prácticos. La ecuación de Planck es:

$$(3.6) \quad E_\lambda = \frac{1.16 \times 10^8 \lambda^{-5}}{e^{23740/\lambda T}} \quad \text{BTU/Hr/Pie}^2 \mu$$

en donde:

E_λ = Poder emisivo monocromático de un cuerpo negro en BTU/Hr-Pie²- μ

λ = Longitud de onda, en μ .

T = Temperatura absoluta del cuerpo negro.

e = Base logaritmos Neperianos.

Si se multiplica la parte derecha de la ecuación

$$E = \sum_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} E_\lambda d\lambda$$

y se integra entre:

$$E = \int_0^{\infty} \frac{1.16 \times 10^8 \lambda^{-5}}{e^{23740/\lambda T}} d\lambda$$

para facilidad de cálculo se hacen las siguientes sustituciones:

$$A = 1.16 \times 10^8, \quad B = 25740/T,$$

$$y = B/\lambda$$

Luego: $\lambda = B/y \quad y \quad d\lambda = -(B/y^2) dy$

Sustituyendo: $\mathcal{E} = -\int_0^{\infty} \frac{A}{B^4} y^3 (e^y - 1)^{-1} dy$

$$\mathcal{E} = \frac{A}{B^4} \int_0^{\infty} y^3 (e^y - 1)^{-1} dy$$

Si se expande el término que está entre paréntesis:

$$\mathcal{E} = \frac{A}{B^4} \int_0^{\infty} y^3 (e^{-y} + e^{-2y} + e^{-3y} + \dots) dy$$

De una tabla de integrales:

$$\int_0^{\infty} y^n e^{-ay} dy = \frac{n!}{a^{n+1}}$$

Luego se puede integrar cada término:

$$\mathcal{E} = \frac{A}{B^4} \left(\frac{3!}{1^4} + \frac{3!}{2^4} + \frac{3!}{3^4} + \dots \right)$$

$$\mathcal{E} = \frac{A}{B^4} \times 6 \left(\frac{1}{1^4} + \frac{1}{2^4} + \frac{1}{3^4} + \dots \right)$$

Se desprecian con todos los términos que están a la derecha de $1/4$ ya que son muy pequeños, y si luego se sustituyen (A) y (B) por sus valores:

$$E_B = \frac{6,45 \times 1,16 \times T^4}{(25740)^4}$$

$$E_B = 0,173 \times 10^{-9} T^4 \quad (3.7)$$

Esta relación entre E_B y T , que se conoce como Ley de Stefan Boltzmann y expresa que el poder emisor total de un cuerpo negro es directamente proporcional a la cuarta potencia de su temperatura absoluta.

Al emplear la ecuación 3.7 se pueden encontrar las áreas bajo las curvas de la figura 2.1 para cada temperatura dada.

La Ley de Stefan - Boltzmann se puede deducir desde el punto de vista termodinámico (Ref. 6 - Pág. 141 - 151) de la siguiente manera:

En la figura 3.3 sea ds un elemento de área de una superficie radiante, con centro en D_s se describe un hemisferio en cuya superficie está un elemento o superficie cualquiera, ds , la línea ON es \perp al plano de ds ; la línea OF hace un ángulo ϕ con ON .

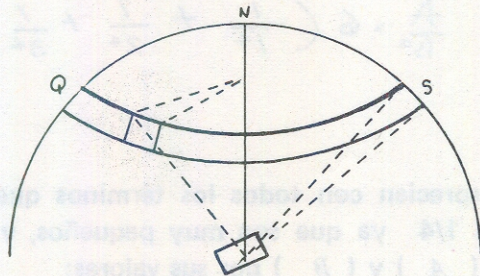


Figura 3.3.

Hemisferio de Energía Radiante

Al radio de la esfera se le llamará: p .
 La razón en la cual incide energía radiante sobre: dB es dQ/dT . Se ve que la razón es proporcional al área dB , al área proyectada de ds al ser vista desde el punto P y a la razón $1/p^2$, entonces:

$$dQ/dT \approx ds \cos \phi dB/p^2$$

Pero dB/p^2 es el elemento de ángulo, sólido, $d\omega$

Introduciendo una CTE de proporcionalidad en la relación anterior:

$$dQ/dT = i^e ds \cos \phi d\omega \quad (3.8)$$

despejando: i^e

$$i^e = \frac{dQ/dT}{d\omega ds \cos \phi}$$

Al coeficiente i^e se le llama "INTENSIDAD DE RADIACION", desde ds en la dirección OP. Si i^e es la misma en todas direcciones, hay una relación muy simple que liga a i^e con F , el poder emisor total; se encuentra así: en la figura 3.3, se ha tomado un anillo superficial del hemisferio, el ancho del anillo será $p d\phi$ y su circunferencia es $2\pi p \sin \phi$ entonces el área del anillo es:

$2\pi(p \sin \phi)(p d\phi)$
 La relación dQ/dT sobre el anillo se encuentra de la misma manera que la ecuación 3.9:

$$\begin{aligned} dQ/dt &= i \, ds \cos \theta \frac{2\pi r \sin \theta \, d\theta}{r^2} \\ &= 2\pi i \, ds \cos \theta \sin \theta \, d\theta \end{aligned}$$

Integrando la siguiente relación: $\theta = 0$ $\theta = \pi/2$

$$\begin{aligned} \frac{dQ/dt}{ds} &= 2\pi i \int_0^{\pi/2} \cos \theta \sin \theta \, d\theta \\ &= \pi i \sin^2 \theta \Big|_0^{\pi/2} \end{aligned}$$

Pero se ve que dQ/dt es equivalente a E . Luego:

$$E = \pi i$$

Se encontrará la relación de "DENSIDAD DE RADIACION" (que es la energía radiante por unidad de volumen, y que se representará por ψ) en función de E .

En la figura 3.3 se supone que el hemisferio tiene un radio R infinito y por lo tanto todos los rayos emitidos de cada punto de ds y que caen en dB se puede considerar que son paralelos; la energía radiante que se emite en el período de un segundo desde ds hacia dB estará encerrado en un cilindro imaginario cuya longitud es Cr o sea la velocidad de la luz (se supone que hay vacío), la sección transversal de este cilindro es $ds \times \cos \theta$ y por lo tanto el volumen es: $dV = Cr \, ds \, \cos \theta$

La cantidad $\frac{dQ}{dt}$ será, según ecuación: 3.8

$$dE = i \, dS \cos \theta = dB/\rho^2$$

Si se divide dE entre dV , se obtendrá la densidad de energía en todo el cilindro

$$d\psi = i \frac{dB}{r^2}$$

ya que se supone que i es uniforme y que

$$\int dB = 2\pi\rho^2$$

o sea, la mitad del área de la esfera:

$$\psi = \int d\psi = \frac{i}{c r \rho^2} \int dB = \frac{2\pi i}{c r}$$

pero se sabe que: $i = E$

$$\text{luego, } \psi = \frac{2E}{c r} \quad (3.11)$$

Toda Radiación ejerce presión sobre la superficie a la que está incidiendo a cualquier ángulo θ ; esta presión está expresada por la relación:

$$p = w \cos^2 \theta$$

En donde w es la densidad media de energía. La misma presión se ejercerá al ser emitido un rayo de ángulo θ o al incidir un rayo reflejado; la presión total será entonces:

$$2w \cos^2 \theta$$

La Radiación que cae sobre una superficie y que también se aleja de ella con la misma intensidad en todas direcciones tal como sucede en un recinto isotérmico es equivalente (la distribución de radiación) a un gran número de rayos de ondas planas, teniendo todas la misma intensidad y con la misma dirección de propagación.

Si existe un número N de rayos, cada uno con densidad de energía w , entonces la densidad de energía total será:

$$p = Nw \quad (3.12)$$

y la presión sobre la superficie:

$$p = \sum w \cos^2 \theta = w \sum \cos^2 \theta \quad (3.13)$$

Se encontrará el valor de la suma indicada. Para ello se supone que el punto 0 en la figura 3.3 es un punto sobre una superficie plana, desde el punto 0 se trazan líneas imaginarias que representarán todas las direcciones de los rayos que se acercan a la superficie o se alejan de ella; el radio del hemisferio se supondrá unitario.

Del hemisferio se toma un elemento de área dS que tendrá una circunferencia $2r \sin \theta$ y el ancho es $d\theta$ y por lo tanto el área dS es $2r \sin \theta d\theta$ del área de todo hemisferio es 2π . Los rayos que cortan el hemisferio estarán uniformemente distribuidos en su superficie; sea dN el

número de líneas que atraviesan el anillo, entonces se puede establecer la siguiente relación:

$$dN/N = \frac{2N \cos^2 \theta d\theta}{2} = \cos^2 \theta d\theta$$

$$dN = N \cos^2 \theta d\theta$$

El valor de $\cos^2 \theta$ es el mismo para todos los rayos que caen en él; luego, en esa región, el valor de $\cos^2 \theta$ será $\cos^2 \theta dN$ sustituyendo el valor de dN en la 3.14 se tiene,

$$N \cos^2 \theta \cos^2 \theta d\theta$$

entonces

$$\begin{aligned} \int \cos^2 \theta d\theta &= \int \cos^2 \theta dN \\ &= N \int_0^{\pi/2} \cos^2 \theta \cos^2 \theta d\theta \\ &= \frac{1}{3} N \end{aligned}$$

Se tomó el límite $\pi/2$ pues todas las direcciones alrededor de la línea ON ya se incluyeron en el anillo. Para la presión de la: 3.13

$$P = \frac{1}{3} w N$$

y de la: 3.12

$$P = \frac{1}{3} \psi \quad (3.15)$$

Boltzmann, para deducir la relación de variación de la intensidad total de Radiación de un cuerpo negro con la temperatura aplicó las Leyes del ciclo Carnot, a un motor en el cual la sustancia de trabajo era la Radiación.

El motor ideal de Carnot consiste de un cilindro con paredes impermeables al calor, lo mismo que el émbolo, que además está libre de fricción, la base es también impermeable, por que sí puede fluir el calor a través de ella, por medio de una pequeña abertura que puede ser cerrada por una compuerta hecha del mismo material reflejante. Dentro del cilindro vacío.

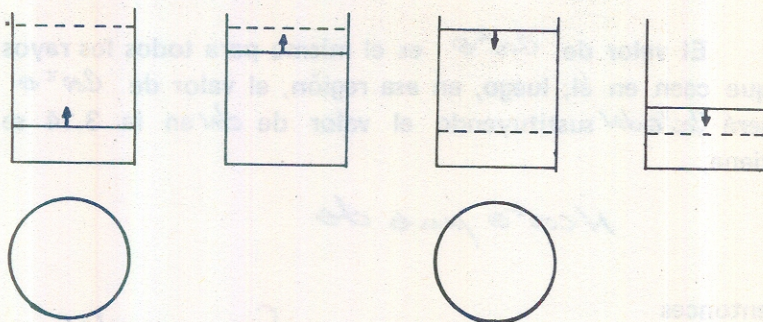


Fig. 3.4 MOTOR DE CARNOT

El cilindro se coloca con la abertura \odot descubierta frente a una isotérmica B_1 , la cual se mantiene a una temperatura T_1 , entonces la Radiación pasará de la cavidad hacia el cilindro hasta que halla la misma densidad ψ de Radiación.

Considerando el siguiente ciclo: \textcircled{A} En la posición A la presión debida a la Radiación es $P = \frac{1}{3}\psi$, el volumen es V^1 , se sube el cilindro (despacio hasta la posición B). El volumen será V^2 , pero ψ , será la misma ya que entró de \odot proveniente de B .

Por dos razones:

- 1) La Radiación ejerce trabajo W_e sobre el émbolo. Si T_1 permanece constante así también ψ_1 y P_1 .

$$W_e = P_1 (V_2 - V_1) = \frac{1}{3} \psi_1 (V_2 - V_1)$$

- 2) El volumen del cilindro ha aumentado $(V_2 - V_1)$ por lo que se necesita otra cantidad adicional de flujo de energía $(V_2 - V_1)$; luego sumando las dos cantidades anteriores, se tiene el flujo total de Radiación H_1 :

$$H_1 = \frac{4}{3} \psi (V_2 - V_1)$$

Este proceso isotérmico se representa por la línea AB en el diagrama: P - V de la siguiente figura:

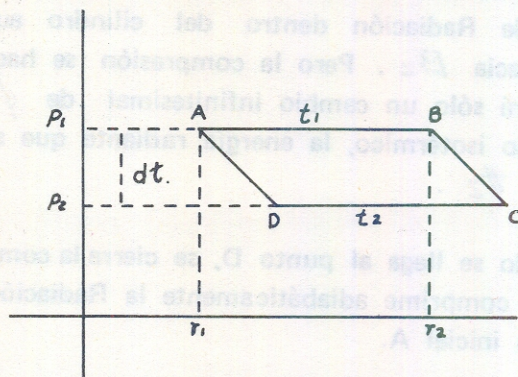


Diagrama P-V.

La energía H_1 equivale al calor que se supe al cilindro, tal como ocurre en un ciclo ordinario de Carnot para así mantener la temperatura CTE, a B, se le debe suministrar una cantidad de calor H_1 desde el exterior para

que su temperatura se mantenga CTE.

(B) Se cierra la compuerta de O y luego la Radiación supe el trabajo externo para hacer llegar el émbolo hasta la posición C, debido a este trabajo y al incremento de volumen, la densidad de energía radiada disminuye de ψ_1 , a otro valor ψ_2 , en este proceso adiabático, la presión baja.

El proceso es BD en la figura 3.4 si el desplazamiento del émbolo fue muy pequeño al incremento de temperatura será dT y el cambio de ψ es $d\psi$ si $P = \frac{1}{3} \psi$, entonces $dP = \frac{1}{3} d\psi$.

(C) Se coloca una segunda cavidad B_2 a temperatura T_2 frente al orificio O y se abre la compuerta, se mueve el émbolo hasta D. Debido a la compresión, la densidad de Radiación dentro del cilindro aumentará y pasará hacia B_2 . Pero la compresión se hace despacio y habrá sólo un cambio infinitesimal de ψ . En este proceso isotérmico, la energía radiante que sale del cilindro es ψ_2 .

Cuando se llega al punto D, se cierra la compuerta en O y se comprime adiabáticamente la Radiación hasta la posición inicial A.

El trabajo externo que se ha efectuado durante este ciclo está representado por el área A B C D, de la figura 3.4.

Si se supone que el cambio de presión ha sido muy

EMISIVIDADES NORMALES ϵ_n PARA VARIAS
SUPERFICIES

Superficie	T, °F	ϵ_n
Oro pulido	266	0.018
Oro pulido	752	0.022
Plata	68	0.020
Cobre pulido	68	0.030
Cobre sin pulir	68	0.070
Aluminio pulido	338	0.039
Niquel pulido	212	0.045
Cromo pulido	302	0.058
Hierro fundido	212	0.800
Zinc	68	0.230
Plomo	68	0.280
Bismuto	176	0.340
Arcilla quemada	158	0.910
Laca blanca	212	0.925
Esmalte	68	0.920
Ladrillo	68	0.930
Porcelana	68	0.920
Vidrio	194	0.940
Hielo, Agua	32	0.966
Papel	203	0.920
Madera	158	0.935
Brea	68	0.930

Ecuación de Planck y Stefan - Boltzmann

Desde hacía mucho tiempo se estaba buscando una ecuación que expresase las curvas de la figura 2.1, es decir, que se había tratado de hallar una ecuación que ligara los valores de E_λ y λ .

Se experimentó en el campo de la mecánica estadística y de la termodinámica clásica y se encontraron relaciones que no se ajustaban muy bien a las curvas.

En el año 1900, Planck con el planteamiento de la teoría cuántica encontró una relación con la cual coinciden los experimentos prácticos. La ecuación de Planck es:

$$(3.6) \quad E_\lambda = \frac{1.16 \times 10^9 \lambda^{-5}}{e^{\frac{23740}{\lambda T}} - 1} \text{ BTU/Hr/Pie}^2\mu$$

en donde:

E_λ = Poder emisivo monocromático de un cuerpo negro en BTU/Hr-Pie²- μ

λ = Longitud de onda, en μ .

T = Temperatura absoluta del cuerpo negro.

e = Base logaritmos Neperianos.

Si se multiplica la parte derecha de la ecuación

$$E = \sum_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} E_\lambda d\lambda$$

y se integra entre:

$$E = \int_0^{\infty} \frac{1.16 \times 10^9 \lambda^{-5}}{e^{\frac{23740}{\lambda T}} - 1} d\lambda$$

para facilidad de cálculo se hacen las siguientes sustituciones: $A = 1.16 \times 10^8$, $B = 25740/T$,

$$y = B/\lambda$$

Luego: $\lambda = B/y$ y $d\lambda = -(B/y^2) dy$

Sustituyendo: $\mathcal{E} = -\int_0^{\infty} \frac{A}{B^4} y^3 (e^y - 1)^{-1} dy$

$$\mathcal{E} = \frac{A}{B^4} \int_0^{\infty} y^3 (e^y - 1)^{-1} dy$$

Si se expande el término que está entre paréntesis:

$$\mathcal{E} = \frac{A}{B^4} \int_0^{\infty} y^3 (e^{-y} + e^{-2y} + e^{-3y} + \dots) dy$$

De una tabla de integrales:

$$\int_0^{\infty} y^n e^{-Ay} dy = \frac{n!}{A^{n+1}}$$

Luego se puede integrar cada término:

$$\mathcal{E} = \frac{A}{B^4} \left(\frac{3!}{1^4} + \frac{3!}{2^4} + \frac{3!}{3^4} + \dots \right)$$

$$\mathcal{E} = \frac{A}{B^4} \times 6 \left(\frac{1}{1^4} + \frac{1}{2^4} + \frac{1}{3^4} + \dots \right)$$

Se desprecian con todos los términos que están a la derecha de $1/4$ ya que son muy pequeños, y si luego se sustituyen (A) y (B) por sus valores:

$$E_b = \frac{6,45 \times 1,16 \times T^4}{(25740)^4}$$

$$E_b = 0,173 \times 10^{-9} T^4 \quad (3.7)$$

Esta relación entre E_b y T , que se conoce como Ley de Stefan Boltzmann y expresa que el poder emisivo total de un cuerpo negro es directamente proporcional a la cuarta potencia de su temperatura absoluta.

Al emplear la ecuación 3.7 se pueden encontrar las áreas bajo las curvas de la figura 2.1 para cada temperatura dada.

La Ley de Stefan - Boltzmann se puede deducir desde el punto de vista termodinámico (Ref. 6 - Pág. 141 - 151) de la siguiente manera:

En la figura 3.3 sea ds un elemento de área de una superficie radiante, con centro en D_s se describe un hemisferio en cuya superficie está un elemento o superficie cualquiera, ds , la línea ON es \perp al plano de ds ; la línea OF hace un ángulo ϕ con ON .

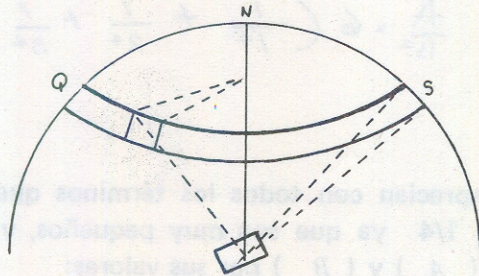


Figura 3.3.

Hemisferio de Energía Radiante

Al radio de la esfera se le llamará: ρ .
 La razón en la cual incide energía radiante sobre: dA es dQ/dt . Se ve que la razón es proporcional al área dA , al área proyectada de dS al ser vista desde el punto P y a la razón $1/\rho^2$, entonces:

$$dQ/dt \approx dS \cos \phi \, dA/\rho^2$$

Pero dA/ρ^2 es el elemento de ángulo, sólido, $d\omega$

Introduciendo una CTE de proporcionalidad en la relación anterior:

$$dQ/dt = i \, dS \cos \phi \, d\omega \quad (3.8)$$

despejando: i

$$i = \frac{dQ/dt}{d\omega \, dS \, \cos \phi}$$

Al coeficiente i se le llama "INTENSIDAD DE RADIACION", desde dS en la dirección OP. Si i es la misma en todas direcciones, hay una relación muy simple que liga a i con E , el poder emisor total; se encuentra así: en la figura 3.3, se ha tomado un anillo superficial del hemisferio, el ancho del anillo será $\rho \, d\phi$ y su circunferencia es $2\pi \rho \sin \phi$ entonces el área del anillo es:

$$2\pi (\rho \sin \phi) (\rho \, d\phi)$$

La relación dQ/dt sobre el anillo se encuentra de la misma manera que la ecuación 3.9:

$$\begin{aligned} dQ/dt &= i \, ds \cos \theta \frac{2\pi r \sin \theta \, d\theta}{r^2} \\ &= 2\pi i \, ds \cos \theta \sin \theta \, d\theta \end{aligned}$$

Integrando la siguiente relación: $\theta = 0$ $\theta = \pi/2$

$$\begin{aligned} \frac{dQ/dt}{ds} &= 2\pi i \int_0^{\pi/2} \cos \theta \sin \theta \, d\theta \\ &= \pi i \left[\sin^2 \theta \right]_0^{\pi/2} \end{aligned}$$

Pero se ve que dQ/dt es equivalente a E . Luego:

$$E = \pi i$$

Se encontrará la relación de "DENSIDAD DE RADIACION" (que es la energía radiante por unidad de volumen, y que se representará por ψ) en función de E .

En la figura 3.3 se supone que el hemisferio tiene un radio r infinito y por lo tanto todos los rayos emitidos de cada punto de ds y que caen en dB se puede considerar que son paralelos; la energía radiante que se emite en el período de un segundo desde ds hacia dB estará encerrado en un cilindro imaginario cuya longitud es Cr o sea la velocidad de la luz (se supone que hay vacío), la sección transversal de este cilindro es $ds \times \cos \theta$ y por lo tanto el volumen es: $dV = Cr \, ds \cos \theta$

La cantidad $\frac{dQ}{dt}$ será, según ecuación: 3.8

$$dE = i \, ds \cos \theta \quad d\Omega / \rho^2$$

Si se divide ds entre dV , se obtendrá la densidad de energía en todo el cilindro

$$d\psi = i \frac{d\Omega}{c_r^2}$$

ya que se supone que i° es uniforme y que

$$\int d\Omega = 2\pi \rho^2$$

o sea, la mitad del área de la esfera:

$$\psi = \int d\psi = \frac{i^\circ}{c_r \rho^2} \int d\Omega = \frac{2\pi i^\circ}{c_r}$$

pero se sabe que: $i^\circ = E$

$$\text{luego, } \psi = \frac{2E}{c_r} \quad (3.11)$$

Toda Radiación ejerce presión sobre la superficie a la que está incidiendo a cualquier ángulo θ ; esta presión está expresada por la relación:

$$p = w \cos^2 \theta$$

En donde w es la densidad media de energía. La misma presión se ejercerá al ser emitido un rayo de ángulo θ o al incidir un rayo reflejado; la presión total será entonces:

$$2w \cos^2 \theta$$

La Radiación que cae sobre una superficie y que también se aleja de ella con la misma intensidad en todas direcciones tal como sucede en un recinto isotérmico es equivalente (la distribución de radiación) a un gran número de rayos de ondas planas, teniendo todas la misma intensidad y con la misma dirección de propagación.

Si existe un número N de rayos, cada uno con densidad de energía w , entonces la densidad de energía total será:

$$p = Nw \quad (3.12)$$

y la presión sobre la superficie:

$$p = \sum w \cos^2 \theta = w \sum \cos^2 \theta \quad (3.13)$$

Se encontrará el valor de la suma indicada. Para ello se supone que el punto 0 en la figura 3.3 es un punto sobre una superficie plana, desde el punto 0 se trazan líneas imaginarias que representarán todas las direcciones de los rayos que se acercan a la superficie o se alejan de ella; el radio del hemisferio se supondrá unitario.

Del hemisferio se toma un elemento de área dS que tendrá una circunferencia $2r \sin \theta$ y el ancho es $d\theta$ y por lo tanto el área dS es $2r^2 \sin \theta d\theta$ del área de todo hemisferio es $2\pi r^2$. Los rayos que cortan el hemisferio estarán uniformemente distribuidos en su superficie; sea dN el

número de líneas que atraviesan el anillo, entonces se puede establecer la siguiente relación:

$$dN/N = \frac{2N \cos^2 \theta d\theta}{2} = \cos^2 \theta d\theta$$

$$dN = N \cos^2 \theta d\theta$$

El valor de $\cos^2 \theta$ es el mismo para todos los rayos que caen en él; luego, en esa región, el valor de $\cos^2 \theta$ será $\cos^2 \theta dN$ sustituyendo el valor de dN en la 3.14 se tiene,

$$N \cos^2 \theta \cos^2 \theta d\theta$$

entonces

$$\begin{aligned} \int \cos^2 \theta d\theta &= \int \cos^2 \theta dN \\ &= N \int_0^{\pi/2} \cos^2 \theta \cos^2 \theta d\theta \\ &= \frac{1}{3} N \end{aligned}$$

Se tomó el límite $\pi/2$ pues todas las direcciones alrededor de la línea ON ya se incluyeron en el anillo. Para la presión de la: 3.13

$$P = \frac{1}{3} \omega N$$

y de la: 3.12

$$P = \frac{1}{3} \psi \quad (3.15)$$

Boltzmann, para deducir la relación de variación de la intensidad total de Radiación de un cuerpo negro con la temperatura aplicó las Leyes del ciclo Carnot, a un motor en el cual la sustancia de trabajo era la Radiación.

El motor ideal de Carnot consiste de un cilindro con paredes impermeables al calor, lo mismo que el émbolo, que además está libre de fricción, la base es también impermeable, por que sí puede fluir el calor a través de ella, por medio de una pequeña abertura que puede ser cerrada por una compuerta hecha del mismo material reflejante. Dentro del cilindro vacío.

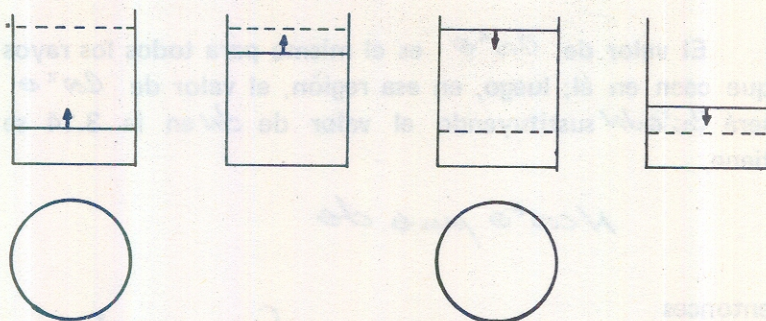


Fig. 3.4 MOTOR DE CARNOT

El cilindro se coloca con la abertura \odot descubierta frente a una isotérmica B_1 , la cual se mantiene a una temperatura T_1 , entonces la Radiación pasará de la cavidad hacia el cilindro hasta que halla la misma densidad ψ de Radiación.

Considerando el siguiente ciclo: \textcircled{A} En la posición A la presión debida a la Radiación es $P = \frac{1}{3}\psi$, el volumen es V_1 , se sube el cilindro (espacio hasta la posición B). El volumen será V_2 , pero ψ , será la misma ya que entró de \odot proveniente de B_1 .

Por dos razones:

- 1) La Radiación ejerce trabajo W_e sobre el émbolo. Si T_1 permanece constante así también ψ_1 y P_1 .

$$W_e = P_1 (V_2 - V_1) = \frac{1}{3} \psi_1 (V_2 - V_1)$$

- 2) El volumen del cilindro ha aumentado $(V_2 - V_1)$ por lo que se necesita otra cantidad adicional de flujo de energía $(V_2 - V_1)$; luego sumando las dos cantidades anteriores, se tiene el flujo total de Radiación H_1 :

$$H_1 = \frac{4}{3} \psi_1 (V_2 - V_1)$$

Este proceso isotérmico se representa por la línea AB en el diagrama: P - V de la siguiente figura:

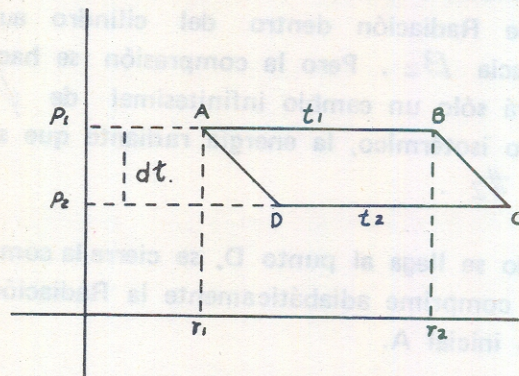


Diagrama P-V.

La energía H_1 equivale al calor que se supe al cilindro, tal como ocurre en un ciclo ordinario de Carnot para así mantener la temperatura CTE, a B_1 se le debe suministrar una cantidad de calor H_1 , desde el exterior para

que su temperatura se mantenga CTE.

(B) Se cierra la compuerta de O y luego la Radiación supe el trabajo externo para hacer llegar el émbolo hasta la posición C, debido a este trabajo y al incremento de volumen, la densidad de energía radiada disminuye de ψ_1 , a otro valor ψ_2 , en este proceso adiabático, la presión baja.

El proceso es BD en la figura 3.4 si el desplazamiento del émbolo fue muy pequeño al incremento de temperatura será dT y el cambio de ψ es $d\psi$ si $P = \frac{1}{3}\psi$, entonces $dP = \frac{1}{3}d\psi$.

(C) Se coloca una segunda cavidad B_2 a temperatura T_2 frente al orificio O y se abre la compuerta, se mueve el émbolo hasta D. Debido a la compresión, la densidad de Radiación dentro del cilindro aumentará y pasará hacia B_2 . Pero la compresión se hace despacio y habrá sólo un cambio infinitesimal de ψ . En este proceso isotérmico, la energía radiante que sale del cilindro es $\#_2$.

Cuando se llega al punto D, se cierra la compuerta en O y se comprime adiabáticamente la Radiación hasta la posición inicial A.

El trabajo externo que se ha efectuado durante este ciclo está representado por el área A B C D, de la figura 3.4.

Si se supone que el cambio de presión ha sido muy

pequeño, el área será: $(V_2 - V_1)dP$. El trabajo externo neto será: dw .

Entonces: $dw = (V_2 - V_1)dP$

pero, $dP = \frac{1}{3} d\psi$

Luego: $dw = \frac{1}{3} (V_2 - V_1)d\psi$

Por la regla usual de un ciclo de Carnot:

$$\frac{dw}{H_1} = \frac{T_2 - T_1}{T_1} = \frac{dT}{T_1}$$

$$\frac{dT}{T_1} = \frac{\frac{1}{3}(V_2 - V_1)d\psi}{\frac{1}{3}(V_2 - V_1)\psi}$$

en general:

$$\frac{d\psi}{\psi} = \frac{dT}{T}$$

integrando resulta:

$$\ln \psi = \ln T + CTE$$

$$\psi = AT^4$$

(3.16)

en donde A es una CTE.

La ecuación 3.16 dice que la densidad de energía radiante dentro de una cavidad isotérmica es proporcional a

la densidad de energía dentro de una cavidad a la misma temperatura, luego se deduce que el poder emisivo total de un cuerpo negro es proporcional a la cuarta potencia de su temperatura absoluta:

$$E = \sigma T^4 \quad (3.17)$$

CAPITULO IV

ABSORCION, REFLEXION Y TRANSMISION DE
RADIACION

Cuando la Radiación choca contra la superficie de un cuerpo es parcialmente absorbida, parcialmente reflejada y, si el cuerpo es transparente, parcialmente transmitida. La relación entre la energía absorbida y la reflejada, de acuerdo con la ley de conservación de la energía, enunciada en el Capítulo III.

$$a + r = 1 \quad (4.1)$$

donde:

a = Absortividad, esto es la fracción absorbida

r = Reflectividad, esto es, la fracción reflejada

La siguiente figura nos ilustra la Radiación en un cuerpo opaco.

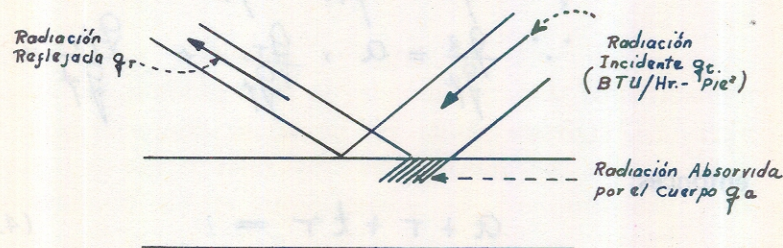


Fig. 4.1. Distribución de la Radiación en un cuerpo opaco

de la figura anterior:

$$q_a + q_r = q_t \quad (4.2)$$

$$\therefore \frac{q_a}{q_t} = a, \quad \frac{q_r}{q_t} = r$$

En la ecuación 4.1 se ve que la absorptividad puede variarse si se varía el valor de r ; la cantidad r puede variarse según las características de la superficie; pero en un cuerpo transparente, la Radiación absorbida depende no sólo de lo que refleja el cuerpo sino también de lo que transmite; ver figura siguiente:

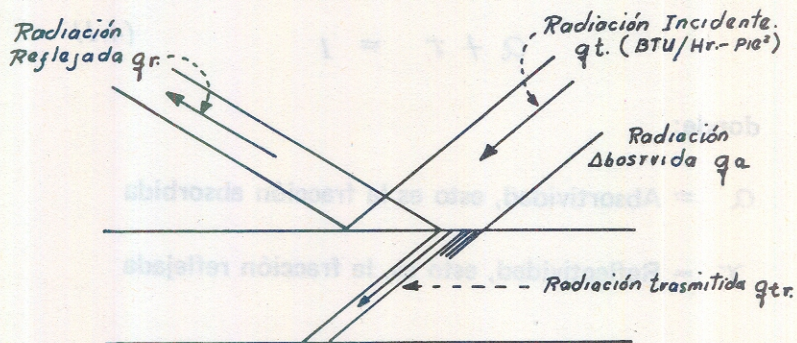


Fig. 4.2. Distribución de la Radiación en un cuerpo transparente

de la figura anterior:

$$q_a + q_r + q_{tr} = q_t$$

$$\therefore \frac{q_a}{q_t} = a, \quad \frac{q_r}{q_t} = r, \quad \frac{q_{tr}}{q_t} = t_r$$

entonces:

$$a + r + t_r = 1 \quad (4.4)$$

Se comprueba nuevamente la Ley de Conservación de la Energía,

Donde:

τ : Transmisividad, esto es, la fracción de la Radiación incidente transmitida a través del cuerpo.

Las magnitudes relativas de α , τ , y τ , no sólo dependen de la temperatura, las características de la superficie, las propiedades geométricas del cuerpo y el material, sino también varían con la longitud de onda. Generalmente los sólidos y los líquidos son gases opacos en la mayor parte de las aplicaciones de Ingeniería y τ es igual a 0, en cambio, los gases reflejan muy poco γ , en consecuencia puede despreciarse a τ en una mayoría de problemas.

La reflexión de la Radiación desde una superficie puede ser difusa o regular. En la reflexión regular el ángulo de incidencia de un rayo de Radiación es igual al ángulo de reflexión de la luz desde la superficie de un espejo. La reflexión regular aproximada se da solamente en superficies altamente pulimentadas, mientras que la mayor parte de los materiales usados en la Ingeniería son "ásperos" y la reflexión de una luz incidente de rayos es casi isotrópica o difusa, ésta está distribuída uniformemente en todas direcciones.

Un reflector ideal es un cuerpo cuya superficie refleja toda la energía radiante que incide sobre él.

Las superficies bien pulidas son una buena aproximación a un reflector ideal. Un "absorbedor ideal",

absorbe toda la energía radiante que incide sobre su superficie y por lo tanto su absorptividad es la unidad. Solamente la energía radiante absorbida puede contribuir a aumentar la energía interna de una substancia y ya que la razón de la cual se emite energía radiante depende de la temperatura del emisor, un buen absorbedor es también buen emisor, por lo tanto se define "Radiador Ideal", como un cuerpo que absorbe toda la energía radiante que incide en su superficie.

Evaluación de propiedades efectivas mediante datos espectrales

Si son conocidas las distribuciones espectrales de la reflectividad, la absorptividad o la emisividad de la superficie de un cuerpo, la emisividad, absorptividad o reflectividad efectivas de esa superficie pueden ser calculadas con exactitud, pero los valores de las dos últimas propiedades pueden depender apreciablemente no sólo de la temperatura del receptor, sino también de la naturaleza de las fuentes de Radiación. La influencia de la fuente de Radiación sobre el valor efectivo de la absorptividad puede apreciarse comparando la absorptividad de un paracaídas hecho de dacrón de 100 # de resistencia a la tensión, cuando es irradiado por un cuerpo negro a 350 °F, con su absorptividad bajo Radiación solar. Cuando la fuente de Radiación es un cuerpo negro a 350 F, el paracaídas absorberá 70 por ciento de la Radiación incidente, transmitirá 17 por ciento y reflejará 8 por ciento. Si, por otra parte incide la Radiación solar sobre el mismo paracaídas, sólo 5 por ciento de la Radiación incidente es absorbida, 60 por ciento es transmitida y 35 por ciento es reflejada, de acuerdo con mediciones hechas por la Universidad de Minnesota. Está claro que esos tremendos cambios en las propiedades de la

Radiación, si son adecuadamente evaluados, afectan los valores calculados de las temperaturas de equilibrio de los paracaídas o de cualquier otro cuerpo en el espacio.

Las definiciones básicas de la emisividad total hemisférica e_T y de la absorptividad a_T de una superficie a temperatura t son:

$$e_T = \frac{\int_0^\infty e_{\lambda T} \times E_{\lambda T} d\lambda}{\int_0^\infty E_{\lambda T} d\lambda}$$

$$a_T = \frac{\int_0^\infty a_{\lambda T} \times G_{\lambda T} d\lambda}{\int_0^\infty G_{\lambda T} \times d\lambda}$$

donde:

$e_{\lambda T}$ = Emisividad hemisférica monocromática.

$E_{\lambda T}$ = Potencia emisora monocromática del cuerpo negro.

$a_{\lambda T}$ = Absorptividad monocromática.

$G_{\lambda T}$ = Radiación incidente monocromática, o irradiación desde una fuente

La Ley de Kirchhoff, de la ecuación 3.4 enunciada en su forma más general, restringiéndola a una longitud dada de onda λ , es:

$$e_{\lambda T} = a_{\lambda T}$$

Si combinamos las ecuaciones anteriores podemos observar que son muy importantes para la correcta aplicación de las propiedades de la Radiación de varias fuentes al diseño térmico.

La emisividad hemisférica total de un cuerpo es igual a la absorptividad total hemisférica, esto es: $e_T = a_T$

Si (A) la superficie del cuerpo es gris, lo que significa que la emisividad y la absorptividad no cambian con la longitud de onda, o (B) la Radiación incidente, $G_{\lambda T}$ proviene de un cuerpo negro o gris, a la temperatura del receptor; esto es $T = T_1$, de manera que $G_{\lambda T}$ es proporcional a $E_{\lambda T}$; esta condición corresponde al equilibrio térmico.

*CAPITULO V**RADIACION SOLAR : CELESTE Y TERRESTRE*

El problema del cambio de calor radiante entre un cuerpo en el espacio y sus alrededores es de importancia en el cálculo de calefacción y aire acondicionado de edificios, aviones, tanques de almacenamiento, etc. La solución exacta de tales problemas no es fija por la posición del sol y las temperaturas de los alrededores no son fijas pues varían con el tiempo. Una solución aproximada sobre un corto período de tiempo puede ser obtenida tratándolo como un problema estable y aplicando las leyes de cambio de calor radiante.

El caso general, la superficie de un cuerpo en el espacio cambiará la energía radiante con el sol, atmosfera terrestre y la tierra.

La Radiación solar que incide sobre las capas superiores de la atmósfera terrestre varía de 0.32 a 1.97 G_0 , donde G_0 es la CTe solar, esto es la velocidad de la cual es irradiada una área unitaria colocada a los rayos del sol en las capas externas de la atmosfera terrestre cuando el sol está a distancia solar media. El valor medio de G_0 es de:

$$2.0 \text{ Cal/min/cm}^2 = 442 \text{ BTU/hr/Pie}^2$$

Para la región central del territorio de Guatemala tenemos:

RADIACION

(1) RADIACION MEDIA: (Cal/Cm² x Min)

Ene.	Feb.	Mar.	Abr.	May.	Jun.	Jul.	Ago.	Sep.	Oct.	Nov.	Dic.	Me- dia
0.45	0.54	0.56	0.36	0.37	0.35	0.32	0.36	0.45	0.33	0.40	0.37	0.40

RADIACION MAXIMA: (Cal/Cm² x Min)

1.53	1.70	1.42	1.70	1.65	1.63	1.85	1.97	1.90	1.71	1.70	1.70	1.97
------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------

INSOLACION

VALORES TOTALES: (No. total de horas de sol)

Ene.	Feb.	Mar.	Abr.	May.	Jun.	Jul.	Ago.	Sep.	Oct.	Nov.	Dic.	Prom.
245.4	225.9	244.9	209.2	192.8	146.3	184.3	195.9	145.6	171.6	208.7	237.1	2407.6

VALORES MEDIOS (Diarios) (Horas de sol)

8.1	8.1	8.1	7.2	6.3	5.2	6.2	6.5	5.1	5.5	7.0	7.8	Prom. 6.8
-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	--------------

INSOLACION TEORICA PARA EL TERRITORIO DE
GUATEMALA (horas de sol)

11.3	11.5	11.9	12.3	12.7	12.9	13.0	12.8	12.4	12.0	11.3	11.6	12.1
------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------

(1) Datos proporcionados por: Observatorio Nacional, Ministerio de Agricultura, Guatemala, C.A.

Los valores de insolación e intensidad solar son elevados para diciembre, enero, febrero y marzo, pues es la época en que la nebulosidad es muy baja y la disparidad de la atmósfera es perfecta.

La energía total recibida por la superficie puede ser expresada como:

$$Q = Q_{su} + Q_{sk} + Q_e - Q_s \text{ BTU/Hr.}$$

donde:

Q_{su} = Porción de energía recibida por la superficie directamente del sol.

Q_{sk} = Parte de la energía recibida por la superficie de la atmósfera terrestre.

Q_e = Parte de la energía recibida por la superficie de la tierra.

Q_s = Energía total emitida de la superficie.

La parte de energía del sol que es absorbida por la superficie es:

$$Q_{su} = \sigma \times \epsilon_{su} \times t_r \times A \times F_A \times T_{su}^4 \text{ BTU/Hr.}$$

donde:

ϵ_{su} = Absortividad de la superficie para Radiación solar.

t_r = Transmisividad de la atmosfera de la tierra.

A = Area

F_A = Factor de configuración (para superficies

planas: $F_A = \left(\frac{r}{R} \right)^2 \times \cos \phi$

Donde: r = Radio del sol; R = Distancia del sol a la superficie y ϕ = Angulo de los rayos del sol y la normal a la superficie).

T_{su} - Temperatura absoluta del sol (Aproximadamente: 10,000 F a)

El valor t_r , la transmitividad de la atmósfera de la tierra, está afectado por la altitud de la superficie recibiendo energía solar, la latitud, época del año, hora del día, y el tipo de condiciones atmosféricas. Si no existiera atmósfera entre la superficie y el sol, la Radiación solar cayendo en una superficie normal a los rayos del sol será aproximadamente $420 \text{ BTU /Hr /Pie}^2 = 1.09 \text{ Cal /min /cm}^2$. Por lo tanto una superficie plana normal a los rayos del sol localizados en el espacio fuera de la atmósfera de la tierra recibiría Radiación solar en este caso.

El factor de configuración F_a está afectado por los mismos factores con excepción de las condiciones atmosféricas.

Esto será cierto aproximadamente para cualquier superficie a altitudes mayores de 50,000 pies.

Como los rayos del sol pasan a través de la atmósfera de la tierra, parte de la energía será absorbida por el polvo, vapor de agua y dióxido de carbono.

En resumen, parte de la energía será reflejada difusamente, así se dispersa, y como consecuencia sólo una fracción de la energía total caerá sobre la superficie normal a los rayos del sol fuera de la atmósfera de la tierra, alcanzaría la misma superficie si estuviera localizado dentro de ella.

Como una consecuencia de estas consideraciones, es conveniente reescribir la ecuación anterior en términos de los valores de la Radiación solar total incidiendo sobre una superficie normal a los rayos del sol, los cuales han sido determinados por medición, así:

$$Q_{su} = \epsilon_{su} \times H_{su} \times A \times \cos \phi \text{ BTU/Hr./pie}^2$$

donde:

ϕ = Angulo entre los rayos del sol y la normal a la superficie.

H_{su} — Es la radiación solar total que incidiría sobre la superficie si fuera normal a los rayos del sol. Estos valores como medidas están expresados en términos del ángulo formado por el sol y la línea normal a la superficie de la tierra (línea vertical).

La parte de energía recibida del cielo que es absorbida por la superficie, puede ser expresada como:

$$Q_{sk} = \sigma \times \epsilon_{sk} \times T_{sk}^4 \text{ BTU/Hr./Pie}^2$$

donde:

T_{sk} = Es la temperatura absoluta de la atmosfera terrestre
 ϵ_{sk} = , la absortividad de la superficie para la Radiación del cielo.

Para la Radiación nocturna el valor de ϵ_{sk} , puede ser asumido igual al valor de ϵ , la emisividad de la superficie que se da en las tablas de HOTTEL. Para tiempo de día, el valor T_{sk} , está dependiendo no sólo de la temperatura de la atmosfera y su transmitividad a la

Radiación del espacio exterior, sino también de la posición del sol relativo a la superficie.

Esto es cierto porque mucha Radiación celeste en el día es Radiación solar reflejada. Por esta razón es mucho más conveniente expresar la Radiación celeste de día como una fracción de la Radiación solar.

CAPITULO VI

RADIACION DE GASES

Si se hace pasar Radiación emitida por el cuerpo negro a través de una masa gaseosa que contiene por ejemplo anhídrido carbónico, se verifica una absorción en cortas regiones del espectro infrarrojo. Inversamente si se calienta el gas, éste radia en los mismos intervalos de longitudes de onda.

El espectro infrarrojo de los gases tiene su origen en los cambios cuánticos simultáneos, en los niveles energéticos de rotación y vibración interatómica de las moléculas y para las temperaturas alcanzadas en los hornos industriales, sólo tiene importancia para el caso de gases heterosolares. De los gases que entran en juego en las instalaciones de transferencia de calor, el óxido de carbono, los hidrocarburos, el vapor de agua, anhídrido carbónico, anhídrido sulfuroso, amoníaco, cloruro de hidrógeno, y los alcoholes, son los que, por tener bandas de emisión de suficiente magnitud merecen atención. Los gases son moléculas simétricas como el hidrógeno, oxígeno, nitrógeno, etc., no muestran bandas de absorción para los intervalos de longitudes de onda de importancia en la transmisión calorífica radiante a las temperaturas que se manejan industrialmente.

Radiación de flamas

Las flamas pueden ser divididas en dos clases generales: flamas no luminosas y luminosas. Las flamas no

luminosas son normalmente invisibles en el hogar o, si son visibles, aparecen como flamas azuladas obtenidas donde la combustión es muy rápida. Los gases con alto contenido en metano normalmente arden sin luminosidad si hay un alto grado de ventilación. Las flamas luminosas se forman por partículas de sólidos incandescentes tales como: hollín o carbón en polvo suspendidos en la flama.

Las flamas no luminosas como las de gases son radiaciones selectivas, v.g., emiten radiaciones solamente en ciertas bandas del espectro y no en todas las longitudes de onda. Por consiguiente, las fórmulas para flamas no luminosas son las mismas que se usan para los gases.

La Radiación luminosa sigue muy cercanamente la Ley de Stefan Boltzmann para la Radiación que se aplica para sólidos.

Una flama luminosa es diferente de una sólida, en que es parcialmente transparente, y por consiguiente, la Radiación de ésta depende de la concentración de las partículas en la flama así como también de la cuarta potencia de la temperatura absoluta.

De la tabla de emisividad para el dióxido de carbón y el vapor de agua la Radiación de los gases de la combustión después que se ha completado ésta puede ser calculada, por ejemplo, la transferencia de calor por Radiación con el de convección de la superficie de los tubos de agua de los calentadores. La Radiación de flamas es cercanamente considerada más grande que la Radiación del dióxido de carbono y las moléculas de agua presentes.

El amarillo vivo de una flama viene de los hidrocarburos, los cuales son evaporados del combustible y dividido en la flama.

Por consiguiente se forman moléculas que se incrementan en un porcentaje de carbón y de allí sucede que las partículas de carbón brillan en la flama y dan un color amarillento.

Estas partículas también emiten radiación térmica considerable. Todos los combustibles bituminosos como, la madera, lignito y todas las gasolinas quemadas en esta forma son flamas luminosas. Sólo la antracita, coke y algunos gases (hidrógeno, gas de altos hornos) tienen flamas no luminosas. El leve brillo azulado que dan estas flamas y que es llamado químico luminoso se alcanza por las reacciones químicas con los gases componentes.

No se relaciona con ningún valor de radiación térmica, como ha sido probado con anterioridad.

La emisión de una flama luminosa depende del número de partículas de carbón, y este número varía grandemente con las condiciones bajo las cuales ocurre la combustión. Es influenciada por consiguiente por la mezcla de aire y gases de combustible y por la temperatura de ambos componente. Como primera aproximación la flama debe ser considerada como cuerpo negro y por supuesto o como no es completamente cierto, debe ser corregido por un factor empírico P menor que 1. Esto da para el calor Q que fluye por unidad de tiempo a la ecuación de la pared del horno:

$$Q = P_i \times E_w \times G \times A (T_f^4 - T_w^4)$$

donde:

E_w = Emisividad (igual a la absortividad) de las paredes del horno.

T_f = Temperatura absoluta de la flama

T_w = Temperatura absoluta de la pared
 A = Area pared

También puede ser calculada la entalpía contenida del gas y su peso por unidad de tiempo:

$$\dot{Q} = W (\dot{i}_{th} - \dot{i}_t)$$

El factor empírico de P depende parcialmente del combustible y del tamaño del horno, e \dot{i} las entalpías.

Radiación desde nubes de partículas

El estudio de la Radiación emitida desde las llamas de carbón o petróleo pulverizados, desde las partículas de polvo existentes en las mismas, o desde las flamas que se hacen luminosas por la descomposición térmica de los hidrocarburos dando hollín, implica el cálculo de la Radiación emitida desde nubes de partículas. Las llamas de carbón pulverizado contienen partículas de tamaño máximo de 0.25 m.m. con un tamaño aproximado de 0.025 m.m. y una composición que va desde altos porcentajes en carbono a casi puras cenizas.

Las materias en suspensión en las flamas luminosas de gas tienen su origen en la descomposición térmica de los hidrocarburos debido a una mezcla incompleta con el aire, antes de ser calentados y están formados por carbono e hidrocarburos muy pesados. Las flamas de los aceites residuales pesados (destilación de petróleo) contienen además de la luminosidad del hollín debido a la ruptura de los hidrocarburos gaseosos que llevan partículas sólidas producidas por la coquización de los productos bituminosos

pesados, presentes en cada gotita. Estas partículas tienen un tamaño comparable con el original de las gotas; las cuales en los hornos industriales usuales, tienen un diámetro medio entre 200 y 50 μ o aún menor. Las partículas de carbón pulverizado de los quemadores y las de coke en las llamas de petróleo son de tamaño suficientemente grande para ser opacas prácticamente a la Radiación incidente sobre ellas; mientras que las partículas de hollín de una flama luminosa son tan pequeñas que dan lugar a interacciones con la Radiación térmica como los cuerpos semi-transparentes o difusos.

Por tanto los dos tipos de luminosidad siguen leyes ópticas diferentes.

pasos, presentas en cada gota. Estas partículas tienen un tamaño comparable con el original de las gotas; las cuales en los hornos industriales usuales, tienen un diámetro medio entre 200 y 500 micras. Las partículas de carbono pulverizado de los quemadores y las de coque en las laminas de petróleo son de tamaño relativamente grande para ser opacas prácticamente a la radiación incidente sobre ellas; mientras que las partículas de hollín de una llama luminosa son tan pequeñas que casi logran interacciones con la radiación térmica como los cuerpos semi-transparentes o difusos.

Por tanto los dos tipos de luminosidad siguen leyes ópticas diferentes.

CONSIDERACIONES FINALES

- En el importante campo que abarca la energía en sus distintas formas, nos atrae la atención conocer más sobre los fenómenos que experimentamos a diario y concierne a los estudiantes de Ingeniería investigar sobre dichos fenómenos.

- Para mayor facilidad de cálculo en los problemas de transmisión de energía radiante o establecimiento de un equipo institucional, se recomienda hacer uso de gráficos, fórmulas, tablas de tipo experimental, etc.

- Para que en el transcurso de la carrera se despierte en el estudiante el interés de investigar y experimentar por cuenta propia, es necesario establecer programas de comunicación entre estudiantes de Ingeniería e Ingenieros Mecánicos y Técnicos en Maquinaria Industrial, ya sea por medio de visitas a plantas establecidas que serán su futuro campo de acción o conferencias en nuestros laboratorios. Estas son altamente informativas y se manifiesta el cambio de ideas y opiniones desde distintos puntos de vista.

- Además de las clases teóricas se hace necesaria la adquisición de equipo de laboratorio de parte de la Facultad de Ingeniería para que el estudiante tenga un mínimo de horas experimentales. Como el fin de esta última medida es puramente académico, también es importante que la Universidad haga arreglos con

empresas ad hoc para que los futuros profesionales puedan realizar un mínimo de prácticas en propia planta, lo que le daría mayor madurez profesional al momento de su investidura.

BIBLIOGRAFIA

1. Eckert E.R.G. "Introduction to the Transfer of Heat and Mass", McGraw Hill Book Co.
Ed. 1950
2. Caverly Don, "Primer of Electronics and Radiant Energy", McGraw Hill Book Co.
Ed. 1952.
3. Kreith Frank, "Transmisión de calor por radiación", Scranton International Text Book Co.
1965.
4. Brown y Marco, "Introduction to Heat Transfer", McGraw Hill Book Co.
1951.
5. Schack Alfred, "Industrial Heat Transfer", John Wiley & Sons.
1933.
6. Simón Ivan, "Radiación infrarroja", Editorial Reverté Mexicana.
1968 (Van nostrand momentum books)
7. The Babcock and Wilcox Co., "Steam, its Generation and Use",
37a. Ed.
8. Mc Adams William H., "Transmisión de calor", McGraw Hill Book Co.
1933
9. Richtmyer & Kennard "Introduction to Modern Physics", McGraw Hill Book Co.

10. Kern Donald, "Procesos de transferencia de calor",
Cecsa.
1950.

11. Kent William, "Mechanical Engineers Handbook",
2a. Edición Wiley Hand Book Series

José Rafael Quiroa Montepeque

Vo.Bo.

**Ing. Julio Obiols
Asesor**

Vo.Bo.

**Ing. Francisco Billeb V.
Director Escuela Ingeniería
Mecánica Industrial**

Imprímase:

**Ing. Mauricio Castillo C.
Decano**