

Medición de propiedades térmicas de sólidos mediante los efectos fotoacústico y fototérmico

G. León y L. Villaseñor

*Instituto de Física y Matemáticas, Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo
Apartado postal 2-82, 58040 Morelia, Michoacán, Mexico*

Recibido el 12 de mayo de 1998; aceptado el 8 de julio de 1998

Se describe el uso de una técnica fotoacústica y otra fototérmica en la medición de la difusividad térmica y del producto del calor específico por la densidad de materiales sólidos, respectivamente. Mediante materiales de propiedades térmicas conocidas mostramos que estas técnicas producen resultados satisfactorios. Estas mediciones se realizan en forma automatizada a través de una computadora personal. Con base en las mediciones de la difusividad térmica y del calor específico se pueden calcular la conductividad y la efusividad térmicas de las muestras. Estas técnicas son poco conocidas en la literatura a pesar de que proporcionan mediciones relativamente precisas con un mínimo de equipo experimental.

Descriptores: Difusividad térmica; calor específico; fotoacústica; fototérmica

We describe the use of a photoacoustic and a photothermal technique to measure thermal diffusivity and the product of density and specific heat capacity of solid materials, respectively. We show that these techniques produce satisfactory results on materials of known thermal properties. These measurements are automated on a personal computer. The values for thermal conductivity and thermal effusivity of the samples are derived from the measured values for thermal diffusivity and specific heat capacity. These techniques are scarcely known in the literature in spite of the fact that they provide relatively good accuracy with a minimum of experimental equipment.

Keywords: Thermal diffusivity; specific heat; photoacoustic; photothermal

PACS: 43.35.Ud; 65.40.+g

1. Introducción

En el presente trabajo describimos el uso de los efectos fotoacústico (FA) y fototérmico (FT) en la medición de la difusividad térmica y del calor específico de materiales sólidos a temperatura ambiente. La difusividad térmica (α) se mide mediante fotoacústica, mientras que el producto del calor específico por la densidad (ρc) se mide mediante una técnica fototérmica. Las ventajas de ambas técnicas con respecto a otras más tradicionales [1, 2] son las siguientes: a) son no-destructivas; b) requieren una muestra pequeña (lámina de 1 cm² de área y alrededor de 300 micras de espesor); c) se adaptan en forma natural a la medición diferenciada en planos particulares de las muestras en el caso de materiales no isotrópos, como por ejemplo, las maderas; d) las mediciones son precisas; e) se hacen en forma automatizada por computadora en un intervalo de tiempo de alrededor de 5 minutos por muestra; y d) el equipo experimental requerido es relativamente económico y sencillo.

La caracterización térmica de materiales sólidos juega un papel importante en el uso racional y optimizado de materiales con aplicaciones térmicas. El parámetro que mide la velocidad de difusión del calor en un material es la difusividad térmica, α , definida por la ecuación

$$\alpha \nabla^2 T(\vec{r}, t) = \frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial t}, \quad (1)$$

para el caso en que no hay ni fuentes ni sumideros de calor en un material isotrópico con una distribución de temperatura dada por $T(\vec{r}, t)$. La difusividad térmica es uno de los parámetros físicos del material más sensibles a su estructura y composición [1]. La difusividad térmica está relacionada con la conductividad térmica, k , con el calor específico a presión constante, c , y con la densidad, ρ , a través de la ecuación

$$\alpha = \frac{k}{\rho c}. \quad (2)$$

La efusividad térmica del material se define como

$$e = \sqrt{k \rho c}. \quad (3)$$

Este parámetro representa la impedancia térmica de la muestra ante intercambio de calor; es la cantidad relevante para determinar la rapidez de calentamiento o de enfriamiento de la superficie de la muestra.

La medición de la difusividad térmica se prefiere usualmente sobre la medición directa de la conductividad térmica debido a que esta última involucra flujos de calor que son difíciles de controlar [2]; por otro lado, la conductividad térmica se puede obtener de la Ec. (2), ya que la densidad y el calor específico se pueden medir o calcular en forma relativamente simple y precisa. Entre las muchas técnicas existentes para medir la difusividad térmica, aquellas que requieren sensores térmicos para monitorear cambios en la temperatura de

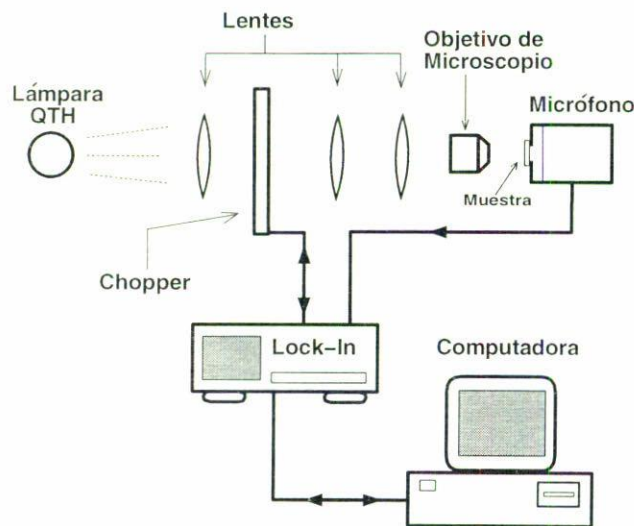


FIGURA 1. Arreglo experimental usado para las mediciones de difusividad térmica mediante fotoacústica.

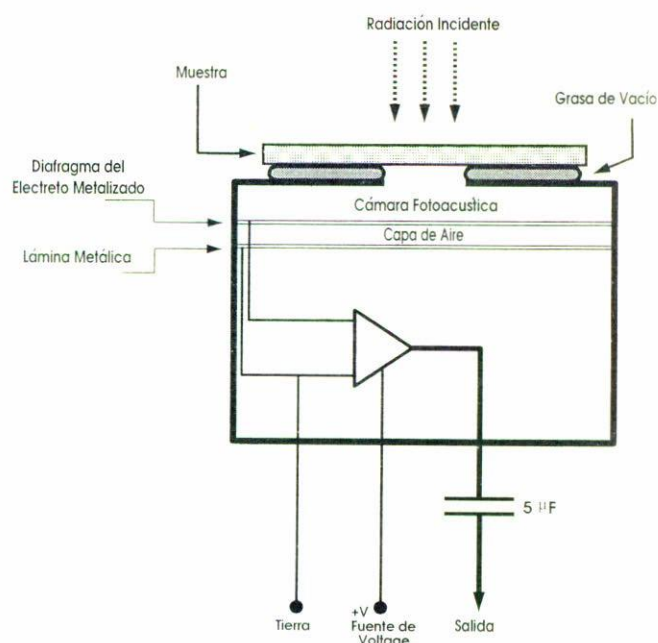


FIGURA 2. Diagrama esquemático del micrófono de electroreto usado para las mediciones de difusividad térmica.

la muestra están plagadas de errores sistemáticos. Esto debe a que los sensores pueden distorsionar los flujos de calor en formas difíciles de modelar. Como se discute más adelante, el efecto fotoacústico proporciona la base para una técnica que carece de estas inconveniencias y que tiene la ventaja adicional de requerir relativamente poco equipo.

El efecto fotoacústico fue descubierto por Alexander Graham Bell en 1880 [3]. Posteriormente se observó que una señal acústica se produce también cuando se ilumina con luz intermitente un gas encerrado en una celda [4]. Sin embargo, fue hasta la década de los setentas que se hicieron los primeros modelos teóricos del efecto [5, 6] para usarlo en la medición de la difusividad térmica de sólidos y líquidos, así como en el estudio del espectro de absorción de muestras sólidas [7-9]. Este efecto FA ocurre cuando radiación periódicamente interrumpida incide y es absorbida por una muestra. Las variaciones de temperatura de la superficie de la muestra dan lugar a variaciones en la presión de una delgada capa de aire en contacto con la superficie. Las fluctuaciones en la presión del aire a su vez se detectan como ondas acústicas mediante un micrófono sensible acoplado a la celda FA. En nuestro caso usamos luz como radiación incidente; en consecuencia la intensidad de la señal acústica depende del coeficiente de absorción óptico de la muestra, de la eficiencia de conversión de luz a calor en su superficie y de su difusividad térmica al propagarse el calor a través de ésta. La espectroscopía fotoacústica permite obtener espectros similares a los de absorción óptica de cualquier tipo de muestra, ya sea en forma cristalina, polvo, amorfa, gel, etc, con la ventaja de que la luz dispersada, la cual presenta serios problemas cuando se usan técnicas espectroscópicas convencionales, no presenta dificultades adicionales ya que sólo la luz absorbida produce sonido [9]. Las técnicas FAs y FTs han sido utilizadas extensamente en la caracterización térmica de una gran variedad de materiales [8].

En el presente trabajo damos una descripción detallada del uso de una variante reciente de la técnica estándar de FA conocida como Celda Fotoacústica Abierta; en este caso la muestra se monta directamente sobre el orificio de un micrófono de electroreto comercial; de este modo, la cámara del propio micrófono se usa como cámara FA. Esta variante simplifica la implementación de mediciones FAs y mejora la razón de señal a ruido [10]. También describimos el uso de la técnica de iluminación continua de la muestra en vacío para realizar la medición de ρc . Hemos corroborado que los valores medidos para materiales de difusividad térmica y calor específico conocidos concuerdan con los valores reportados en la literatura; asimismo, hemos utilizado estas técnicas para medir propiedades térmicas de cerámicas [11], porcelanas y maderas a temperatura ambiente.

2. Procedimiento experimental

2.1. Descripción del método para medir la difusividad térmica mediante fotoacústica

La Fig. 1 muestra el arreglo experimental que usamos para hacer las mediciones de la difusividad térmica. La muestra se prepara en forma de una lámina delgada de alrededor de 300 micras de espesor y 1 cm² de área. Posteriormente se monta directamente sobre un micrófono de electroreto (Radio Shack, no. de catálogo 270-092B) de amplio rango de respuesta como el ilustrado en la Fig. 2. La muestra se ilumina con luz blanca proveniente de una lámpara de cuarzo-tungsteno-halógeno (QTH) de 250 W modulada en el rango de 8 a 60 Hz mediante un modulador de luz (Stanford Research Systems, modelo SR540). El sistema de enfoque de la

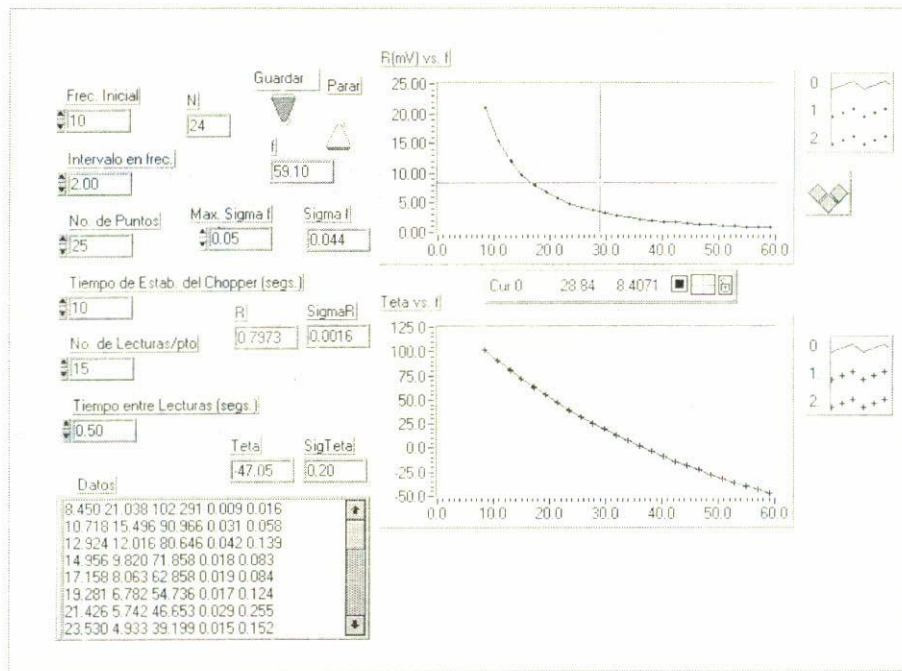


FIGURA 3. Diagrama frontal del programa de adquisición de datos para las mediciones de la difusividad térmica.

luz de la lámpara consiste en tres lentes biconvexas (de 5 cm de diámetro y 8 cm de distancia focal) y un objetivo de microscopio (10x de 17.1 mm de distancia focal). La primera lente se coloca entre la lámpara y el modulador de modo que la luz se enfoca en un haz de aproximadamente 1.5 cm de diámetro sobre el plano de la rejilla giratoria del modulador. Una vez que la luz pasa la rejilla del modulador, se enfoca sobre la muestra mediante dos lentes biconvexas y un objetivo de microscopio como se muestra en la Fig. 1; el haz que finalmente incide sobre la muestra debe ser de alrededor de 1.5 mm de diámetro. El micrófono va montado en un posicionador X-Y de modo que el haz incidente sobre la muestra queda centrado con respecto al orificio del micrófono, esto se logra moviendo el micrófono en el plano X-Y, perpendicular al haz incidente, hasta que se maximiza la señal producida por el micrófono para una frecuencia de modulación fija.

Una lámina de aluminio de 14 micras de espesor se pega a la muestra, mediante grasa térmica, para hacerla ópticamente opaca y asegurar que toda la conversión de luz a calor se produce en la superficie frontal de la muestra. La amplitud y la fase de la señal FA se miden mediante un amplificador tipo *lock-in* (Stanford Research Systems, modelo SR850) conectado a una computadora personal (PC 486) mediante un puerto GPIB (National Instruments, modelo AT-GPIB). El programa de adquisición de datos se elaboró usando métodos de instrumentación virtual a través de un paquete de programación gráfica (LabView v3.1.1 de National Instruments). La Fig. 3 muestra el diagrama frontal del dicho programa. En este instrumento virtual el usuario puede seleccionar los parámetros de la corrida de datos en forma interactiva y simple.

2.1.1. Calibración del micrófono

En general, la respuesta de los micrófonos no es plana en todo el intervalo de frecuencias; especialmente a bajas frecuencias la respuesta normalmente se deteriora con respecto a frecuencias más altas. En nuestro caso esto no representa ningún problema siempre y cuando hagamos la corrección adecuada para tomar en cuenta esta respuesta. Una manera de hacer esto es obtener la función de respuesta del micrófono mediante la misma técnica de fotoacústica. En el caso de una muestra opaca térmicamente fina (es decir, que el tiempo de difusión del calor de una cara a la otra de la muestra es mucho menor que el período de modulación de la luz incidente), el modelo de Rosencwaig y Gersho [5] predice que la amplitud de la señal fotoacústica varía como función de la frecuencia de modulación, f , de acuerdo con la fórmula

$$S = \frac{A}{f^{3/2}}, \quad (4)$$

donde S es la amplitud detectada en el *lock-in* y A es una constante [10].

Usando una lámina de cobre de 100 micras de espesor podemos estar seguros de que se está en el régimen térmicamente fino para el intervalo de frecuencias de 8–200 Hz. Esto se debe a que para el cobre la difusividad térmica, α , es $1.15 \text{ cm}^2/\text{s}$; por lo tanto, la frecuencia de corte que separa al régimen térmicamente fino del térmicamente grueso es $f_c = \alpha/(\pi l^2) = 3660 \text{ Hz}$; esta frecuencia es mucho mayor que el intervalo de frecuencias 8–200 Hz en que realizamos las mediciones de calibración del micrófono.

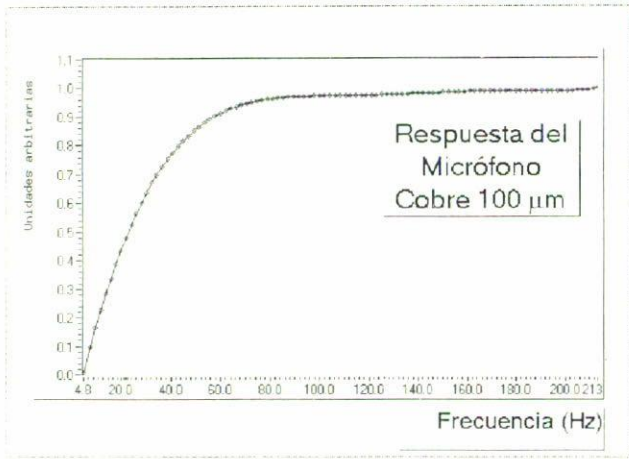


FIGURA 4. Función de respuesta del micrófono de electroreto obtenida mediante una muestra de cobre de 100 micras de espesor.

Definimos la función de respuesta del micrófono, $\chi(f)$, como

$$S_{exp} = \chi(f)S_{modelo} = \chi(f)\frac{A}{f^{3/2}} \quad (5)$$

En la Fig. 4 mostramos la función $\chi(f)$ obtenida para nuestro micrófono. El inverso de esta función se usa como factor multiplicativo en todos los datos experimentales de la amplitud de las señales fotoacústicas para que la comparación con los modelos tenga sentido.

2.2. Descripción del método para medir ρc

La Fig. 5 muestra el arreglo experimental que usamos para medir el producto de la densidad por el calor específico de las muestras de aproximadamente 300 micras de espesor y 1 cm² de área. Primeramente se rocía la muestra de pintura negra por ambos lados para hacer que su coeficiente de emisividad sea aproximadamente igual a uno. El grosor de cada capa de pintura negra es de aproximadamente 15 micras; dicho grosor se controla mediante el tiempo de rociado ya que, para materiales no porosos, el tiempo de rociado es directamente proporcional al grosor resultante. La medición del grosor de las muestras usadas se efectuó mediante un medidor de grosor con resolución de una micra (Mitutoyo, modelo 2110F). La muestra se coloca dentro de la cámara de vacío y se ilumina su superficie frontal con luz de una lampara de QTH. La temperatura de la cara posterior de la muestra se monitoréa con un termopar tipo T conectado a un monitor de termopares (Stanford Research Systems, modelo SR630) mientras la temperatura se incrementa a su valor de equilibrio, alrededor de 5 grados centígrados arriba de la temperatura ambiente. Posteriormente se interrumpe la iluminación y la temperatura se monitoréa a medida que desciende a su nuevo valor de equilibrio [12]. El monitor de termopares se conecta a una PC a través del puerto serie y todo el proceso se controla mediante un programa de adquisición de datos escrito en LabView.

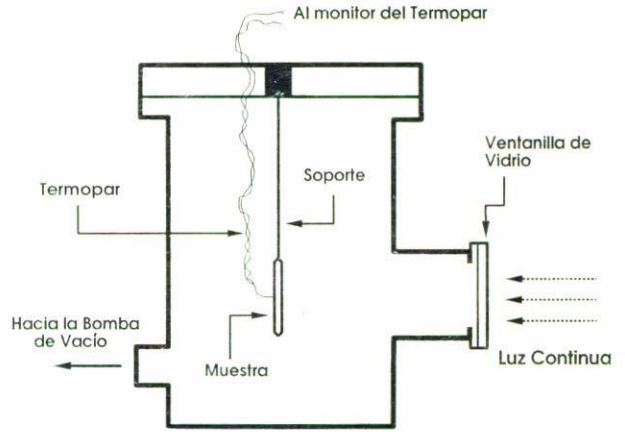


FIGURA 5. Arreglo experimental usado en la medición de ρc .

3. Discusión y resultados

3.1. Medición de la difusividad térmica

Para entender los resultados usamos el modelo de difusión térmica de Rosencwaig y Gersho [5] aplicado a una muestra opaca de espesor l y difusividad térmica α . Para la configuración de celda FA abierta que usamos, ilustrada en las Figs. 1 y 2, este modelo predice que en el caso de una muestra térmicamente gruesa el voltaje de la señal FA, S , producida por el micrófono varía con la frecuencia de modulación, f , como

$$S = \frac{A}{f} e^{-a\sqrt{f}}, \quad (6)$$

donde $a = (\pi l^2 / \alpha)^{1/2}$. El mismo modelo predice que el ángulo de fase, θ , entre esta señal y la modulación de la luz varía con f como

$$\theta = \theta_o - a f^{1/2}, \quad (7)$$

donde θ_o es una constante. Esto implica que la medición de α puede hacerse mediante un ajuste de los datos del voltaje del micrófono a la Ec. (6) o, alternativamente, mediante un ajuste de los datos del ángulo de fase a la Ec. (7). La condición que debe satisfacerse para que la muestra sea térmicamente gruesa es que el período de modulación de la luz incidente sea mucho menor que el tiempo típico de dispersión del calor de una cara de la muestra a la otra. Esta condición se expresa como

$$\frac{1}{f} \ll \frac{\pi l^2}{\alpha}, \quad (8)$$

o bien que $f \gg f_c$ donde f es la frecuencia de modulación y la frecuencia de corte, f_c , se define como $f_c = \alpha / (\pi l^2)$. Las muestras se preparan hasta obtener láminas de aproximadamente 200 a 300 micras de grosor y áreas de 1 cm².

La Fig. 6 muestra los datos típicos para $\ln(fS)$ contra la raíz cuadrada de la frecuencia para el caso de una muestra de

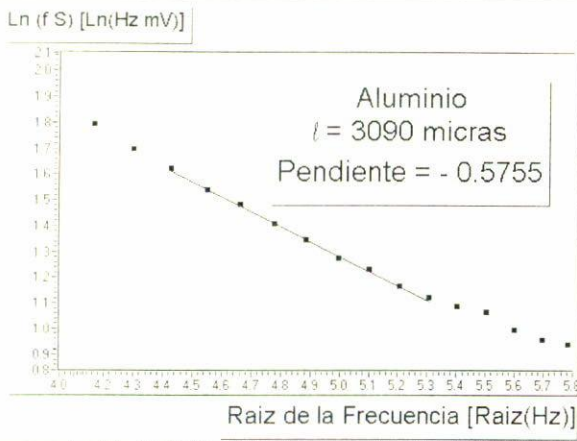


FIGURA 6. Ejemplo típico de datos para la obtención de la difusividad térmica mediante fotoacústica. En este caso se trata de una muestra de *aluminio* de 3090 μm de espesor. La línea sólida es un ajuste a la Ec. (6). El resultado del ajuste da $\alpha = 0.906 \pm 0.02 \text{ cm}^2/\text{s}$.

aluminio de 3090 ± 40 micras de espesor. La línea sólida es un ajuste lineal que se hace en forma interactiva mediante el método de mínima χ^2 a la Ec. (6) a través de un programa de ajuste escrito también en LabView. En este caso, el resultado del ajuste es $\alpha = 0.906 \pm 0.022 \text{ cm}^2/\text{s}$. El error reportado se obtiene de componer en cuadraturas el error del ajuste y el error propagado debido a la incertidumbre de 40 micras en el grosor; ambos errores contribuyen en forma similar, es decir, con un 70% del error total. El ajuste se hizo en este caso en el rango de 19–28 Hz, obteniéndose un valor de $\chi^2/gdl = 0.995$, con el número de grados de libertad, gdl , igual a 7. El valor de $\chi^2/gdl = 0.995$ indica que el ajuste de $\ln(fS)$ a un modelo lineal en $f^{1/2}$ es bueno. El valor medido para α del aluminio coincide bastante bien con el valor reportado en la literatura [1] de $\alpha = 0.91 \text{ cm}^2/\text{s}$. En este caso la muestra era de por sí opaca, sin embargo, usando el método de poner una lámina de aluminio de 14 micras adherida a la muestra con grasa óptica, como se describió en la Sec. 2.1, y repitiendo la medición se obtiene el mismo resultado. De este modo corroboramos que la técnica funciona bien en ambos casos: en el caso en que la muestra es intrínsecamente opaca y en el caso en que se hace opaca a través de la lámina de aluminio. La Tabla I muestra una comparación entre valores medidos con esta técnica y valores reportados en la literatura [1] para la difusividad térmica a temperatura ambiente de algunos materiales usados como referencia.

3.2. Medición de ρc

Al iluminar una de las caras de la muestra plana, como se muestra en la Fig. 5, con un flujo constante de luz se establece momentáneamente un desequilibrio entre la temperatura de la cara anterior (iluminada) y la posterior (monitoreada) de la muestra. En el caso en que el grosor de la muestra (incluyendo las dos capas de pintura negra), l , es mucho menor

TABLA I. Comparación entre valores reportados en la literatura y valores medidos usando las técnicas descritas para la difusividad térmica (α) y el calor específico a presión constante (ρc) de algunos materiales de referencia. Todos los valores corresponden a temperatura ambiente.

Material	Difusividad Térmica		Calor Específico	
	Literatura	Medida	Literatura	Medido
	$(\times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s})$		$(\times 10^6 \text{ Jm}^{-3}\text{K}^{-1})$	
Aluminio	0.91	0.906 ± 0.022	2.48	2.43 ± 0.09
Cobre	1.15	1.13 ± 0.03	3.44	3.37 ± 0.10
Latón	–	–	1.61	1.57 ± 0.05
Acero 304	0.04	0.042 ± 0.001	–	–

que su dimensión transversal se puede describir este fenómeno mediante una ecuación unidimensional. En este caso, la condición de conservación de la energía se escribe como

$$J_0 - \sigma T_1^4 - \sigma T_2^4 = \frac{d}{dt} \int_0^l \rho c T(x, t) dx, \quad (9)$$

donde J_0 es el flujo incidente de luz sobre la cara anterior, σ es la constante de Stefan-Boltzmann, T_1 es la temperatura de la cara anterior, T_2 es la temperatura de la cara posterior, l es el grosor de la muestra una vez que se ha rociado con pintura negra por ambas caras, ρ es su densidad y c su calor específico a presión constante. En esta ecuación se usa explícitamente el hecho de que las muestras se rocían con una delgada capa de pintura negra que tiene un coeficiente de emisión aproximadamente igual a uno. El hecho de que la pintura usada efectivamente tiene absorción total en la región de interés del espectro de la lámpara fue previamente corroborado haciendo mediciones con materiales de constante ρc conocida como latón y cobre, de la forma que se explica más adelante. Definimos

$$\Delta T_1(t) = T_{1,\text{max}} - T_1(t) \quad (10)$$

y

$$\Delta T_2(t) = T_{2,\text{max}} - T_2(t), \quad (11)$$

donde $T_{1,\text{max}}$ y $T_{2,\text{max}}$ son las temperaturas máximas que alcanzan la cara anterior y posterior de la muestra, respectivamente, para tiempos largos al establecerse el equilibrio. Sustituyendo las Ecs. (10) y (11) en la Ec. (9) y linealizando la ecuación resultante en términos de $\Delta T_i/T_i$, para $i = 1$ y 2 obtenemos

$$J_0 - \sigma T_{1,\text{max}}^4 - \sigma T_{2,\text{max}}^4 + 4\sigma T_{1,\text{max}}^3 \Delta T_1(t) + 4\sigma T_{2,\text{max}}^3 \Delta T_2(t) = \frac{d}{dt} \int_0^l \rho c T(x, t) dx. \quad (12)$$

La suma de los tres primeros términos de esta ecuación es igual a cero, esto es debido a que a tiempos largos el flujo de

radiación incidente y el flujo de radiación emitida se cancelan. La integral del lado derecho se puede escribir como

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \int_0^l \rho c T(x, t) dx &\simeq \frac{\rho c l}{2} \frac{d}{dt} [T_1(t) + T_2(t)] \\ &= -\frac{\rho c l}{2} \frac{d}{dt} [\Delta T_1(t) + \Delta T_2(t)] \end{aligned} \quad (13)$$

usando el hecho de que ρc es independiente de la posición y es prácticamente independiente de la temperatura en el intervalo de unos cuantos grados centígrados arriba de la temperatura ambiente. También es un hecho el que para los valores de l y de J_0 que usamos en el laboratorio se cumple que

$$l \frac{dT(x, t)}{dx} \ll T_1(t) \simeq T_2(t). \quad (14)$$

De esta última condición se desprende que $\Delta T_1(t) \simeq \Delta T_2(t)$, por lo que la Ec. (9) se puede escribir como

$$8\sigma T_{2,\max}^3 \Delta T_2(t) = -\rho c l \frac{d\Delta T_2(t)}{dt}. \quad (15)$$

La solución de esta ecuación que satisface las condiciones de frontera $\Delta T_2(0) = T_{2,\max} - T_{2,0}$ y $\Delta T_2(\infty) = 0$, donde $T_{2,0}$ es la temperatura ambiente, es

$$\Delta T_2(t) = (T_{2,\max} - T_{2,0}) e^{-t/\tau_i}. \quad (16)$$

Sustituyendo la definición de $\Delta T_2(t)$ dada por la Ec. (11) obtenemos

$$T_2(t) = T_{2,0} + (T_{2,\max} - T_{2,0})(1 - e^{-t/\tau_i}) \quad (17)$$

para la subida de la temperatura a partir del momento en que se inicia la iluminación. En esta ecuación el tiempo medio de relajación para la subida está dado por $\tau_i = l\rho c / (8\sigma T_{2,\max}^3)$.

Igualmente, la ecuación para el descenso de la temperatura cuando se interrumpe la iluminación es

$$8\sigma T_{2,0}^3 \Delta T_2(t) = -\rho c l \frac{d\Delta T_2(t)}{dt}. \quad (18)$$

Sustituyendo la Ec. (11) y usando las condiciones de frontera $\Delta T_2(0) = 0$ y $\Delta T_2(\infty) = T_{2,\max} - T_{2,0}$ obtenemos la solución

$$T_2(t) = T_{2,0} + (T_{2,\max} - T_{2,0}) e^{-t/\tau_d} \quad (19)$$

para la bajada de temperatura a partir del momento en que se interrumpe la iluminación de la muestra. En este caso el tiempo medio de relajación para la bajada está dado por $\tau_d = l\rho c / (8\sigma T_{2,0}^3)$.

De estas ecuaciones se puede obtener el valor de ρc a partir de mediciones de τ_i y de τ_d , como se muestra en la Fig. 7 para una muestra de cerámica de zirconia parcialmente estabilizada con cal [11]. Las líneas sólidas representan ajustes a

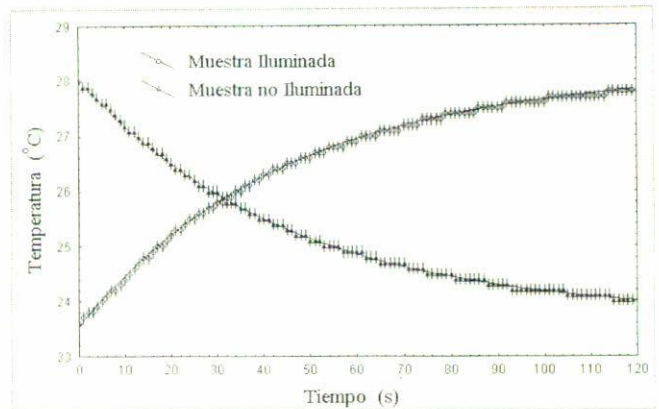


FIGURA 7. Ejemplo típico de datos para la obtención de ρc mediante la técnica de iluminación continua de la muestra en vacío. En este caso se trata de una muestra de cerámica de zirconia parcialmente estabilizada con cal. Las líneas sólidas representan ajustes a los datos de la Ec. (17) para el incremento y a la Ec. (19) para el decremento de la temperatura, respectivamente.

los datos de acuerdo con la Ec. (17) para el incremento y la Ec. (19) para el decremento de la temperatura, respectivamente. En este caso el grosor de la muestra, incluyendo las dos capas de pintura negra de alrededor de 15 micras cada una, es de 315 micras y el valor medido para ρc es de $1.74 \pm 0.07 \times 10^6 \text{ J/(m}^3\text{K)}$. Con el objeto de corroborar la validez de esta técnica, realizamos mediciones con ella de materiales con valores de ρc conocidos (cobre y latón) obteniendo resultados satisfactorios. Igualmente verificamos que la pintura negra con que se rocían las muestras tiene efectivamente un coeficiente de emisión aproximadamente igual a uno. En efecto, la aplicación de esta técnica a un material de emisividad arbitraria, a , se obtiene mediante la sustitución de σ por $a\sigma$ en las fórmulas anteriores, de modo que la emisividad de la pintura negra usada se determina directamente como el cociente del valor medido para ρc , mediante las Ecs. (17) y (19), entre el valor reportado en la literatura. En nuestro caso, hicimos esta medición usando cobre y latón obteniendo en ambos casos $a = 0.99 \pm 0.04$. Otro aspecto a considerar es el grado en que esta pintura afecta la medición. En el caso en que las dos capas de pintura tengan el mismo grosor y dentro del contexto de las aproximaciones usadas en las Ecs. (9) a (19), el factor $\rho c l$ del lado derecho de la Ec. (13) se debe sustituir por $(\rho c)_m l_m + 2(\rho c)_p l_p$, donde los subíndices m y p se refieren a la muestra y a la pintura, respectivamente. Es decir que lo que se mide con esta técnica es el calor específico efectivo de la tricapa, $(\rho c)_{ef}$, relacionado con los calores específicos de la muestra y de la pintura a través de la ecuación

$$(\rho c)_{ef}(l_m + 2l_p) = (\rho c)_m l_m + 2(\rho c)_p l_p. \quad (20)$$

De aquí obtenemos que el error que se comete al desprestigiar el efecto de la pintura es

$$\frac{(\rho c)_m - (\rho c)_{ef}}{(\rho c)_{ef}} = 2 \frac{l_p}{l_m} \left[1 - \frac{(\rho c)_p}{(\rho c)_{ef}} \right]. \quad (21)$$

Como ya mencionamos en la Sec 2.2, cada capa de pintura es de alrededor de 15 micras, en consecuencia, para una muestra de alrededor de 300 micras y suponiendo que la pintura usada es tal que $(\rho c)_p \simeq 0.5(\rho c)_{ef}$, el error en que se incurre de acuerdo con la Ec. (21) es de alrededor del 5%. Es posible reducir este error aún más escogiendo la pintura negra de modo que $(\rho c)_p \simeq (\rho c)_m \simeq (\rho c)_{ef}$.

Es importante mencionar que esta técnica debe usarse con mucho cuidado en el caso de materiales porosos que pueden absorber la pintura negra que se aplica sobre su superficie y, por consiguiente, introducir errores sistemáticos. La Tabla I muestra una comparación entre valores medidos con esta técnica y valores reportados en la literatura [1] para el producto de calor específico por densidad de algunos materiales usados como referencia.

Los valores de la conductividad térmica, k , y de la efusividad térmica, e , se pueden calcular mediante los resultados de las mediciones de la difusividad térmica y del calor específico a través de las Ecs. (2) y (3).

4. Conclusiones

En este artículo hemos descrito el uso del efecto fotoacústico en la medición de la difusividad térmica y de un efecto fototérmico en la medición del calor específico de materiales

sólidos. Hemos aplicado estas técnicas a materiales de valores de difusividad térmica y de calor específico conocidos corroborando su validez. A partir de estas mediciones se pueden calcular los valores para la conductividad térmica usando la Ec. (2) y para la efusividad térmica usando la Ec. (3). Las técnicas descritas, aunque poco conocidas actualmente en los laboratorios tanto de enseñanza como de investigación, pueden considerarse como alternativas viables para realizar mediciones de difusividad térmica y calor específico de sólidos a temperatura ambiente debido a la sencillez de su implementación, al relativamente poco equipo experimental que requieren, a la precisión relativamente buena que proporcionan, a su operación automatizada y al breve tiempo que requieren para la obtención de resultados.

Agradecimientos

Uno de nosotros, L. Villaseñor, agradece a los Dres. Juan José Alvarado, Mario Rodríguez y Sergio Tomás, del Departamento de Física del CINVESTAV-IPN, varias discusiones útiles sobre este tema; agradecemos también la ayuda proporcionada por C. Pacheco en algunas mediciones. Este trabajo se llevó a cabo gracias al apoyo de la Coordinación de la Investigación Científica de la Universidad Michoacana.

1. A. Bejan, *Heat Transfer*, (John Wiley & Sons, New York, 1993).
2. *Compendium of Thermophysical Property Measurement Methods I: Survey of Measurement Techniques*, edited by K.D. Maglic, A. Cezairliyan, and V.E. Peletsky, (Plenum Press, New York, 1984).
3. A.G. Bell, *Am. J. Sci.* **20** (1880) 305.
4. W.C. Rontgen, *Philos. Mag.* **11** (1881) 308.
5. A. Rosencwaig and A. Gersho, *J. Appl. Phys.* **47** (1976) 64.
6. A. Rosencwaig, *Photoacoustics and Photoacoustic Spectroscopy*, (John Wiley & Sons, New York, 1980).
7. A. Mandelis editor, *Photoacoustic and thermal wave phenomena in semiconductors*, (North-Holland, New York, London, 1987).
8. D. Bicanic (editor), *Photoacoustic and Thermal Wave Phenomena III*, (Springer-Verlag, Berlin and Heidelberg, 1992).
9. H. Vargas and L.C.M. Miranda, *Phys. Rep.* **161** (1988) 43.
10. M.V. Marquezini *et al.*, *Meas. Sci. Technol.* **2** (1991) 396.
11. M.E. Contreras, *et al. J. Am. Ceram. Soc.* **80** (1997) 245.
12. I. Hatta, *Rev. Sci. Instrum.* **50** (1979) 292.