

Lente térmica inducida por diodo láser como experiencia didáctica de laboratorio de física

L. Rodríguez*, J. Ramirez y A. Marcano O.

Instituto Venezolano de Investigaciones Científicas, Centro de Física,

Laboratorio de Óptica Cuántica

Apartado Postal 21827, Caracas 1020A

Fax: +58-212-504 1148

**e-mail: lrodrigu@pion.ivic.ve*

Recibido el 4 de noviembre de 2003; aceptado el 29 de marzo de 2004

Se propone un experimento sencillo y compacto para la observación y estudio del efecto de lente térmica inducido por un diodo láser de bajo costo y poca potencia (4 mW). Se demuestra su aplicabilidad con fines didácticos en laboratorios de física. Con el modelo aberrante para la lente térmica en la aproximación de Fresnel, se estudia la dependencia temporal, espacial y de corrimiento de fase para soluciones de yodo en etanol. Con el esquema experimental propuesto se logran medir coeficientes de absorción de hasta 10^{-5} cm^{-1} .

Descriptors: Efectos fotoérmicos; absorción; efectos fotoinducidos.

A simple and compact experiment is showed, for the observation and study of the Thermal Lens Effect induced by a laser diode of low cost and low power (4 mW). We study the temporal, space and shift of phase dependency using the Fresnel aberrant approximation for iodine-ethanol solutions. We show the applicability of the experiment in didactic Physics laboratories. With the proposed experimental scheme, it is possible to measure absorption's coefficient of 10^{-5} cm^{-1} .

Keywords: Photothermal effects; absorption; photoinduced effects.

PACS: 01.50.Pa; 42.55.Mv; 42.60.By

1. Introducción

El efecto de lente térmica (LT) se produce cuando parte de la energía de un haz de luz es absorbida por el medio donde se propaga. Esta absorción genera un incremento de la temperatura del medio, haciendo que su índice de refracción cambie en un factor (dn/dT) [1]. Si el perfil de intensidad del haz de luz es de tipo gaussiano, entonces la variación de temperatura radial a partir del eje de propagación del haz tiene una función de distribución similar [2]. Esto hace que en la muestra, la región más cercana al eje de propagación tenga una temperatura ligeramente mayor que la de los bordes, produciéndose un gradiente térmico que origina la LT. Cualquier frente de onda que se propague por el medio, sufrirá una distorsión en su perfil de intensidad debido al cambio de fase transversal. Esta distorsión es utilizada para determinar las propiedades térmicas y ópticas de la muestra con alta sensibilidad [3-5].

Gordon *et al.* en 1965 [1] fueron los primeros en reportar el efecto de LT. Desde entonces se han sugerido diferentes esquemas experimentales para su observación y modelos teóricos que lo explican [1,2,6,7,8]. En los primeros montajes, las muestras a ser analizadas se colocaban dentro del resonador de un tubo láser, detectándose los cambios en el perfil de intensidad del haz de salida [1]. Debido a su complejidad, los resultados experimentales no eran fáciles de reproducir. Posteriormente, Hu y Whinnery [2], presentaron un modelo extracavidad al enfocar el haz de salida del láser con una lente convergente proporcionando una mayor versatilidad al montaje experimental de LT. Modelos de dos haces de diferente longitud de onda y potencia han sido utilizados. El

haz de mayor potencia generalmente induce el efecto de LT y el otro se utiliza para diagnosticar la LT formada [7]. Este tipo de montaje ha demostrado tener una alta sensibilidad en la medición del coeficiente de absorción de muestras con propiedades ópticas similares al agua [8,9,10].

Para observar y estudiar el efecto de LT, por lo general se utilizan láseres de mediana potencia, bancos e instrumentos ópticos de dimensiones relativamente grandes, equipo electrónico para la detección y observación de la señal fototérmica y celdas para contener las soluciones entre otros. Estos materiales elevan la complejidad y el costo del montaje experimental, haciéndolo poco accesible como experiencia de laboratorio de física.

Una alternativa compacta y sencilla para el estudio del efecto de LT ha sido reportada por Kim *et al.* [11], los cuales utilizan un esquema de un haz proporcionado por un diodo láser de 5 mW. Este láser, modulado electrónicamente, induce el efecto de LT en una muestra de 1 cm de longitud, de una solución de ácido azul 25 en butanol. Midiendo la señal de LT para diferentes concentraciones de esta solución, obtuvieron una curva analítica lineal de la señal de LT en función de la concentración. Para verificar sus resultados experimentales utilizaron el modelo parabólico desarrollado por Hu y Whinnery [2,3]. En esta aproximación la señal de LT se define como

$$S = -2.303 \frac{\varepsilon l P}{\lambda \kappa} \left(\frac{dn}{dT} \right) C, \quad (1)$$

donde P y λ son la potencia y longitud de onda del láser; κ , (dn/dT) , l , ε y C son la conductividad térmica, el gradiente

térmico del índice de refracción, la longitud, el coeficiente de extinción molar y la concentración de la muestra, respectivamente. Sin embargo, esta aproximación no toma en cuenta las características aberrantes de la LT, las cuales resultan ser muy importantes para estimar correctamente los valores de la absorción de la muestra [7].

En este trabajo se propone un método experimental de un solo haz simple, didáctico y de bajo costo para la observación y el estudio del efecto de LT inducido con un apuntador de diodo láser de baja potencia en el visible. Se emplea el modelo teórico aberrante, desarrollado a partir de la aproximación de Fresnel por Marcano *et al.* [8,9] para estudiar la dependencia temporal y espacial de la señal de LT, en una muestra de solución de yodo en etanol de 1 mm de longitud. Se obtiene una curva analítica para diferentes concentraciones de esta solución, verificándose el límite de detección y de sensibilidad del método propuesto.

2. Teoría

En la Fig. 1 se presenta el esquema simplificado de este experimento a un solo haz. El modelo teórico supone que el haz de excitación es de onda continua y tiene perfil de intensidad gaussiano. Su longitud de onda es representada por λ_e , la posición del radio del haz w_{e0} es a_e . El parámetro de Rayleigh está dado por z_e . Un diafragma de radio r_0 y un fotodiodo colocados a una distancia L de la muestra, permiten detectar los débiles cambios del perfil de intensidad del láser producidos por la LT.

Partiendo de la ecuación de difusión no homogénea se obtiene una expresión de la variación radial de la temperatura del medio, debido a la absorción de parte de la energía del haz de excitación. Luego, se determina el campo eléctrico del haz distorsionado por la variación de fase que produce la LT en su frente de onda. Utilizando la teoría de difracción de Fresnel se calcula la transmitancia a través del diafragma en el plano de detección como función de esta diferencia de fase. Finalmente se obtiene la expresión de la señal de LT en el campo lejano, donde el radio del haz es mucho mayor que el radio del diafragma.

Marcano *et al.* [8,9], realizaron un cálculo de la señal de LT para un experimento de dos haces, que puede fácilmente aplicarse para el caso de un solo haz. Generalizando este cálculo para el caso de un haz la señal de LT se puede escribir como

$$S(z, t) = \theta \arctan \left\{ \frac{\left(2 \frac{v(z)2t}{t_c(z)} \right)}{\left(v(z)^2 + 3^2 + \frac{(3+v(z)^2)2t}{t_c(z)} \right)} \right\}, \quad (2)$$

donde

$$\theta = \left(\frac{dn}{dT} \right) \frac{P_e \alpha l}{\kappa \lambda_e} \quad (3)$$

es un factor de fase ligado: al coeficiente α de absorción, a κ la conductividad térmica, a l la longitud efectiva y a (dn/dT) el gradiente térmico de la muestra a P_e y λ_e , la potencia y longitud de onda del haz del láser, respectivamente. La función $v(z)$ viene dada por

$$v(z) = \frac{(z - a_e)}{z_e} + \frac{(1 + (z - a_e)^2 / z_e^2) z_e}{L - z}. \quad (4)$$

El tiempo característico $t_c(z)$ representa el tiempo de formación de la LT, viene dado por

$$t_c(z) = \frac{w_e^2(z)}{4D}, \quad (5)$$

donde $D = \kappa / \rho C_p$ es la constante de difusión térmica. Aquí κ , ρ y C_p son la conductividad térmica, la densidad y el calor específico de la muestra, respectivamente. La función $w_e(z)$ es la variación del radio del haz como función de la posición a lo largo de su eje de propagación, está definida por

$$w_e^2(z) = w_{e0}^2 \left(1 + (z - a_e)^2 / z_e^2 \right), \quad (6)$$

donde $w_{e0} = \left(\frac{\lambda_e z_e}{\pi} \right)^{1/2}$ es el radio mínimo en la posición del plano focal, $z = a_e$.

La Ec. (1) expresa la pérdida relativa en la intensidad inicial del láser en presencia de la LT, como función del tiempo y de la posición. Cuando el proceso fototérmico alcanza el estado estacionario $t \gg t_c(z)$, la posición de la muestra es $z = \sqrt{3} z_e$, y escribiendo $\alpha l = \varepsilon C l$ en (6) la siguiente expresión para soluciones diluidas es obtenida a partir de la Ec. (1):

$$S(C) = -\frac{\pi}{6} \left(\frac{dn}{dT} \right) \frac{\varepsilon C l P_e}{\kappa \lambda}. \quad (7)$$

Esta ecuación muestra la relación entre la señal de LT y la concentración de la muestra. Con las Ecs. (1) y (7) es posible estudiar teóricamente cómo es la evolución de la señal de LT en sus dependencias con el tiempo, con la posición y con la concentración de la muestra para el caso de un solo haz.

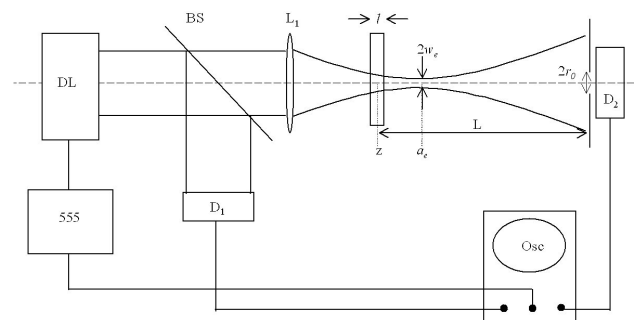


FIGURA 1. Esquema del montaje del experimento de lente térmica. DL es un diodo láser con $\lambda = 633$ nm y $P = 4$ mW. L_1 es una lente convergente de distancia focal 2 cm. l es el camino óptico de la celda. r_0 es el radio del diafragma. D_1 y D_2 son dos fotodiodos de silicio utilizados como detectores. Osc es un osciloscopio. 555 es un modulador de pulsos. La señal de LT se puede definir como $(D_2/D_1 - 1)$.

3. Metodología experimental

En la Fig. 1 se muestra el esquema del montaje experimental utilizado. Un haz de luz coherente, proveniente de un diodo láser (DL) con 4 mW de potencia y una longitud de onda de 633 nm, es dividido en dos por un divisor de haces (BS). El haz reflejado es proporcional a la radiación incidente en la muestra y es colectado por un detector de silicio (D_1). Una lente convergente (L_1), de distancia focal 2 cm, enfoca el haz transmitido sobre una celda (l) e induce el efecto de LT en la muestra. Un pequeño diafragma (r_0) de 1 mm de diámetro disminuye la intensidad del láser que le llega al detector (D_2), permitiendo detectar los débiles cambios en el perfil de éste. Los dos detectores son conectados a los canales de entrada de un osciloscopio. Para observar la señal de LT en el osciloscopio, es necesario encender y apagar periódicamente el diodo láser, esto se logra con un circuito generador de pulsos de frecuencia ajustable (M555). El generador de pulsos está basado en el circuito integrado NE555. En la Fig. 2 se muestra el diagrama esquemático del circuito electrónico. Ajustando el valor de la resistencia R1 se puede seleccionar la frecuencia de modulación, la cual se determina con la ecuación dada en la misma figura. La mitad del período de esta frecuencia, establece el tiempo que dura encendido el diodo láser. Durante este tiempo se le inyecta energía al sistema y debe ser mayor al $t_c(z)$ de la LT. El ancho del pulso de excitación utilizado es de aproximadamente 55 ms.

El sistema formado por el diodo láser, los elementos ópticos y el detector deben estar firmemente colocados sobre rieles a un pequeño banco óptico. Igualmente, deben ser alineados a lo largo del eje de propagación del haz, de tal forma que éste coincida con el centro del diafragma y del fotodiodo. Esto garantiza que se detectan los débiles cambios en el perfil de intensidad del láser, debido a la LT que se forma en la muestra.

Desplazando la celda a lo largo del eje de propagación, experimento de “z-scan” [8], es posible estudiar la dependencia espacial de la señal de LT; esto permite determinar la posición óptima donde se obtiene la máxima señal. Una vez que se fija esta posición, se procede a medir el valor de la señal de LT para las diferentes soluciones de yodo en etanol.

4. Resultados y discusión

En la Fig. 3 se presenta la gráfica experimental resultante del “z-scan” realizado a una muestra de 1 mm de longitud, de una de solución 60 mM de yodo en etanol. La forma de pico-valle de la curva muestra que el factor (dn/dT) es negativo para la LT formada en la solución. Cuando la celda está colocada antes del plano focal ($a_e = 0$) la LT tiende a colimar el haz del láser, haciendo que su radio $w_e(z)$ disminuya en el plano de detección, por lo tanto aumenta la transmitancia a través del diafragma. Cuando la celda es desplazada después del foco, se aumenta el perfil del haz, con lo cual disminuye la cantidad de luz que le llega al detector D_2 . La línea continua en esta figura, representa la mejor curva de ajuste obtenida a partir de

la Ec. (1) con los siguientes parámetros: $\theta = -0.2$, $t = 60$ ms, $t_c = 1.1$ ms, $z_e = 0.3$ cm, $a_e = 0$, $\kappa = 1.67 \times 10^{-3}$ W/cm $^\circ$ C, $(dn/dT) = -4 \times 10^{-4}$ $^\circ$ C $^{-1}$, $\lambda_e = 633$ nm, $P_e = 4$ mW, $l = 0.1$ cm y $L = 15$ cm. Utilizando la relación (2) se estima el coeficiente de absorción de la solución en 0.147 cm $^{-1}$. Esta gráfica igualmente muestra que la máxima sensibilidad en la señal se obtiene cuando la celda es colocada en la posición $z = \sqrt{3}z_e$ como lo expone la teoría.

En la Fig. 4 se muestran los datos experimentales de la señal de LT como función del tiempo para la misma solución utilizada en el caso anterior. Utilizando los parámetros dados anteriormente y haciendo $C = 62$ mM y $\varepsilon = 2.36$ M $^{-1}$ cm $^{-1}$ en la Ec. (1), se obtuvo la curva de trazo continua mostrada

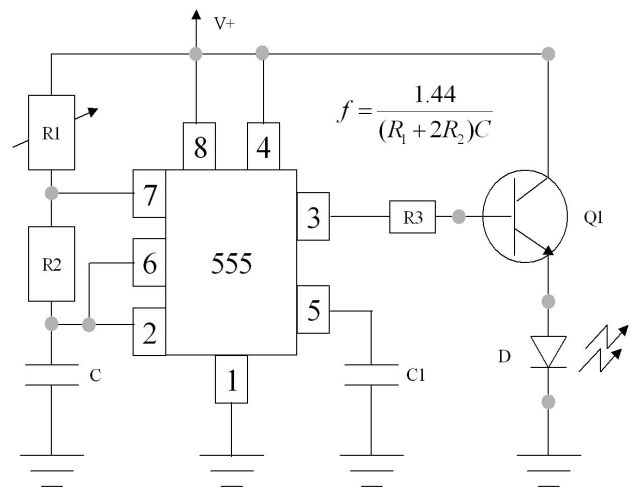


FIGURA 2. Diagrama esquemático del circuito generador de pulsos para el diodo láser del experimento de lente térmica. El circuito integrado es el NE555. R1, R2 y C pueden ser determinados utilizando la fórmula dada. C = 100 nF. R3 = 10 kΩ. D es el diodo láser utilizado en el experimento. V+ es una fuente de poder de 5 v de d.c.

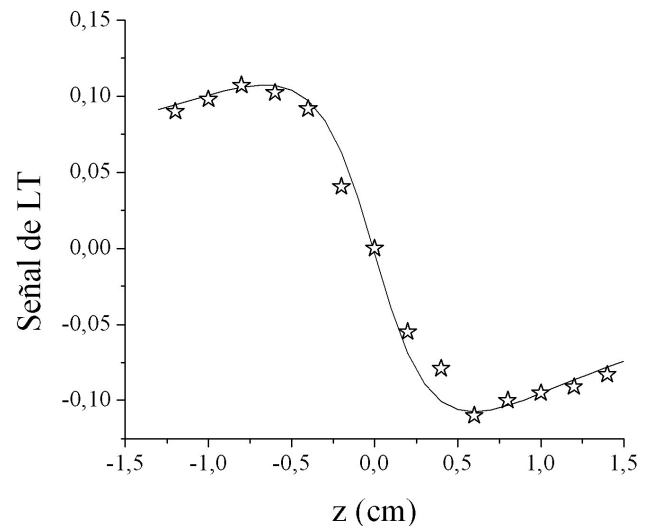


FIGURA 3. Datos experimentales del experimento de “z-scan”, producidos por una solución de 62 mM de yodo en etanol. La línea continua es la curva de ajuste realizada con la Ec. (1).

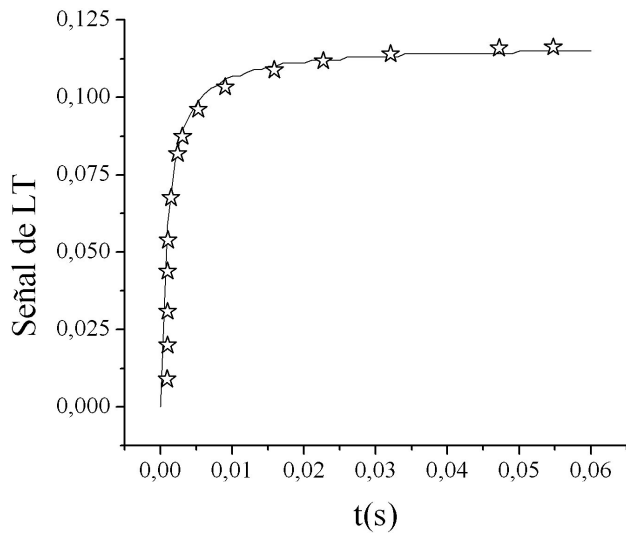


FIGURA 4. Datos experimentales como función del tiempo para la máxima SLT observada en la curva de “z-scan”. La curva de ajuste se realizó con la expresión (1).

en la misma figura. La forma observada en la curva revela que la formación de la LT no es un proceso instantáneo; esto se debe a la difusión térmica que ocurre en el líquido luego de la absorción de parte de la energía del láser. El tiempo característico estimado a partir de esta curva es de 1.1 ms.

Del experimento de “z-scan” se obtuvo la posición donde se obtiene la máxima señal de LT. Colocando las celdas de 1 mm de longitud con concentraciones de 1, 10, 25, 35, 40, 50, 55 y 62 mM de solución de yodo en etanol, se obtuvieron los datos experimentales mostrados en la Fig. 5, donde se verifica la relación lineal entre la señal de LT y la concentración, dada por la expresión (7). Para una concentración de 1 mM de esta solución, se tiene que la relación señal-ruido es de 100 y el coeficiente de absorción es estimado en $2.4 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$. Lo cual indica una sensibilidad de 10^{-5} cm^{-1} .

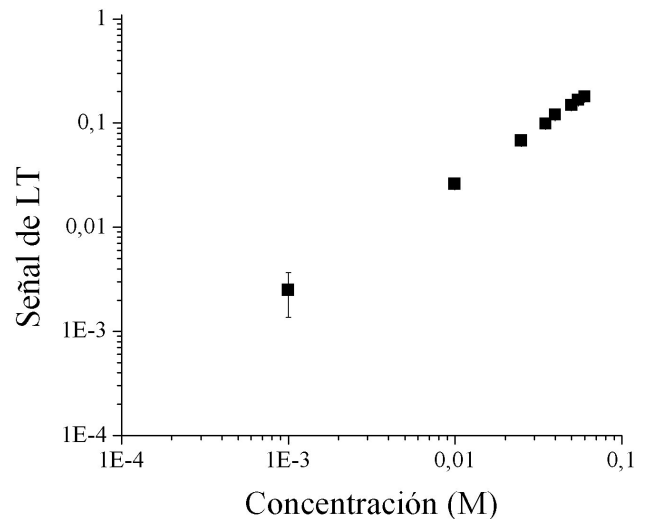


FIGURA 5. Gráfica experimental de la SLT para diferentes concentraciones de la solución de yodo en etanol.

5. Conclusiones

El esquema experimental que nosotros proponemos, permite realizar experimentos de LT en laboratorios de enseñanza, puesto que los componentes ópticos, mecánicos y electrónicos son de bajo costo y fácil adquisición.

Adicionalmente, al utilizar el modelo teórico de dos haces en la aproximación de Fresnel, en el modo acoplado, se estudió la dependencia de la señal de LT en función de la posición de la muestra y del tiempo de evolución del proceso fototérmico a un solo haz.

La simplificación realizada a este modelo, permitió obtener la expresión reducida para la señal de LT como función de la concentración de la muestra. Al analizar los datos experimentales con esta expresión, es posible establecer el límite de sensibilidad en 10^{-5} con el instrumental utilizado. Este límite es aceptable considerando la baja potencia del láser que se utilizó en el experimento.

1. J.P. Gordon, R.C.C. Leite, R.S. Moore, S.P.S. Porto and J.R. Whinnery, *J. Appl. Phys.* **36** (1965) 3.
2. C. Hu And J.R Whinnery, *Appl. Opt.* **12** (1973) 72.
3. J.R. Whinnery, *Accts. Chem. Res.* **7** (1974) 225.
4. J.M. Harris and N.J. Dovichi, *Anal. Chem.* **52** (1980) 695.
5. N.J. Dovichi and J.M. Harris, *Anal. Chem.* **53** (1981) 106.
6. S.J. Sheldon, L.V. Knight, and J.M. Thorne, *Appl. Opt.* **21** (1982) 1663.
7. J. Shen, M.L. Baesso, and R.D. Snook, *J. Appl. Phys.* **75** (1994) 3738.
8. A. Marcano, C. Loper, and N. Melikechi, *J. Opt. Soc. Am. B* **19** (2002) 119.
9. A. Marcano, C. Loper, and N. Melikechi, *Appl. Phys. Lett.* **78** (2001) 3415.
10. A. Marcano, L. Rodríguez, and N. Melikechi, *Appl. Spec.* **56** (2002) 1504.
11. S. Kim, Ch. Shin, and J. Shin, *Bull. Korean Chem. Soc.* **17** (1996) 536.