



**BENEMÉRITA UNIVERSIDAD
AUTÓNOMA DE PUEBLA**

**FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO
MATEMÁTICAS**

**Estudio de curvas experimentales de
barrido en Z para medios ópticos no
lineales con cualquier espesor.**

**TESIS PRESENTADA AL
POSGRADO EN CIENCIAS (FÍSICA APLICADA)**

Como requisito para la obtención del grado de
**MAESTRO EN CIENCIAS
(FÍSICA APLICADA)**

Presenta

CHANEL MOISES MORALES CRISANTO

Asesorado por:

Dra. Marcela Maribel Méndez Otero.

PUEBLA, PUE. 2014

AGRADECIMIENTOS

A mi familia por apoyarme durante el tiempo en el que hice la maestría.

A mi asesor:

Dra. Marcela Maribel Méndez Otero por el tiempo dedicado en la elaboración de este trabajo de tesis.

Al Dr. David Iturbe Castillo por su apoyo en el desarrollo de este trabajo de tesis.

A los miembros del jurado por aceptar ser parte del jurado de este trabajo de tesis.

A la facultad de ciencias físico-matemáticas de la BUAP por permitir desarrollarme profesionalmente.

Al CONACYT por la beca otorgada para mis estudios de maestría.

RESUMEN

En el presente trabajo de tesis se empleó la técnica de barrido en z para medir la refracción no lineal de algunos materiales ópticos sólidos y líquidos importando el espesor de la muestra, ya que en el caso experimental no siempre es posible contar con materiales delgados tal como lo exige la técnica de barrido en z , la cual fue desarrollada bajo esta condición de medio delgado. Por lo que en este trabajo de tesis se utiliza la técnica de barrido en z para describir curvas para medios gruesos, donde se toma en cuenta el espesor de las muestras.

Los materiales aquí estudiados fueron vidrio, acrílicos, polímeros con colorantes y alcohol con colorante. De estos materiales sólo el polímero con colorante y alcohol con colorante se pudieron elaborar muestras con diferentes espesores y diferentes coeficientes de absorción. Por tal motivo son los materiales que se analizan en este trabajo de tesis.

Después de que se obtuvieron muestras de polímero con colorante y alcohol con colorante con diferente coeficiente de absorción y diferentes espesores, a estas muestras se les hizo barridos en z utilizando diferentes longitudes de onda $\lambda = 514 \text{ nm}$ y $\lambda = 633 \text{ nm}$. Con $\lambda = 514 \text{ nm}$ todas las muestras exhibieron respuesta no lineal y para $\lambda = 633 \text{ nm}$ algunas muestras no exhibieron respuesta no lineal.

El modelo numérico utilizado para ajustar las curvas experimentales de barrido en z , fue el modelo de longitud focal fotoinducida extendido a medios gruesos, este modelo está basado en el parámetro q , el cual considera que el medio está formado por un conjunto de lentes delgadas apiladas con longitud focal fotoinducida. Esta longitud focal fotoinducida es diferente para cada lente, la cual depende de una constante a_m multiplicada por el ancho del haz elevado a una potencia m .

El ajuste hecho a los resultados experimentales obtenidos del alcohol con colorante y el modelo numérico tienen un comportamiento similar, es decir, coinciden en puntos tales como en los picos, valles y en los extremos de éstos.

INDICE

CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN.

- 1.1 Introducción.
- 1.2 Objetivos y estructura de la tesis.
 - 1.2.1 Objetivo general.
 - 1.2.2 Objetivos particulares.
 - 1.2.3 Estructura de la tesis.

CAPÍTULO 2. REVISIÓN TEÓRICA DEL HAZ GAUSSIANO Y TÉCNICA DE BARRIDO EN Z

- 2.1 Introducción.
- 2.2 Teoría del haz Gaussiano.
 - 2.2.1 Parámetros que caracterizan al haz Gaussiano.
 - 2.2.2 Propiedades del haz Gaussiano.
- 2.3 Descripción de técnica de barrido en z.

CAPÍTULO 3. MODELO DE LONGITUD FOCAL FOTOINDUCIDA

- 3.1 Introducción.
- 3.2 Modelo de longitud focal fotoinducida (medios delgados).
- 3.3 Descripción del modelo de longitud focal fotoinducida (medios delgados) extendido a medios gruesos.

CAPÍTULO 4. RESULTADOS EXPERIMENTALES

- 4.1 Introducción.
- 4.2 Materiales utilizados.
- 4.3 Arreglo experimental.
- 4.4 Resultados experimentales.
 - 4.4.1 Resultado experimental de muestra de polímero sin colorante.
 - 4.4.2 Resultado experimental de P_c utilizando un láser con $\lambda = 633$ nm.
 - 4.4.3 Resultado experimental de P_c utilizando un láser con $\lambda = 514$ nm.
 - 4.4.4 Resultado experimental de A_c utilizando un láser con $\lambda = 633$ nm.
 - 4.4.5 Resultado experimental de A_c utilizando un láser con $\lambda = 514$ nm.

CAPÍTULO 5. AJUSTES DEL MODELO NUMÉRICO A RESULTADOS EXPERIMENTALES

- 5.1 Introducción.
- 5.2 Ajustes de curvas experimentales de barrido en z con el modelo de longitud focal fotoinducida extendido a medios gruesos, sin considerar la potencia absorbida en el modelo.
- 5.3 Ajuste de curvas experimentales de A_c con el modelo numérico.

-
- 5.3.1 Ajustes de curvas experimentales de A_c con el modelo numérico utilizando una longitud de onda de $\lambda = 633$ nm.
 - 5.3.2 Ajustes de curvas experimentales de A_c con el modelo numérico utilizando una longitud de onda de $\lambda = 514$ nm.
 - 5.4 Curvas de ΔT y ΔZ en función del espesor del medio obtenidas con el modelo de longitud focal fotoinducida extendido a medios gruesos considerando la potencia absorbida por el medio.

CONCLUSIONES

APÉNDICE

REFERENCIAS

Capítulo 1

Introducción

1.1 Introducción

El comienzo de la óptica no lineal se dio con el descubrimiento de la generación del segundo armónico por Franken et al. en 1961, poco después de la demostración del primer láser hecho por Maiman en 1960. La óptica no lineal estudia los fenómenos que ocurren como una consecuencia de la interacción de la luz con la materia, es decir, estudia los fenómenos que ocurren como consecuencia de la modificación de las propiedades ópticas de un material debido a su interacción con la luz [1].

El índice de refracción es una propiedad de los materiales ópticos que relaciona la velocidad de la luz en espacio libre con la velocidad de la luz en un medio óptico. En un medio no lineal (sus propiedades ópticas varían en función de la intensidad del campo eléctrico incidente en él) el índice de refracción cambia en función de la intensidad del campo eléctrico, el cual se encuentra determinado de la siguiente forma: $n = n_0 + \Delta n$ [2], donde n_0 es el índice de refracción lineal y Δn es la variación del índice de refracción. Por ejemplo para el caso del efecto Kerr, Δn cambia por una cantidad que es proporcional al cuadrado del módulo de la amplitud de un campo eléctrico aplicado [1, 3], este índice es conocido también como índice de refracción no lineal, n_2 .

Sheik-Bahae et al. [2, 4] propusieron una técnica para determinar la magnitud y signo del índice de refracción no lineal de muestras delgadas, esta técnica es conocida como técnica de barrido en z . La cual fue desarrollada para caracterizar medios delgados y posteriormente fue extendida a medios gruesos, donde se considera que un medio es delgado si la muestra es de un espesor más pequeño que la distancia de Rayleigh ($L \ll z_0$) y se considera que un medio es grueso si la muestra es de un espesor mayor que la distancia de Rayleigh ($L \gg z_0$) [5].

Entre los fenómenos que ocurren como consecuencia de la variación de n en los materiales ópticos cuando estos interactúan con la luz láser tenemos, el efecto Kerr y el efecto térmico. En el efecto Kerr la variación Δn cambia por una cantidad que es proporcional al cuadrado del módulo de la amplitud de un campo eléctrico, es decir $\Delta n = \frac{n_2}{2} |E|^2$ [3], donde E es el campo eléctrico. Para el efecto térmico la variación Δn cambia en función de la temperatura, es decir $\Delta n = \frac{dn}{dT} \Delta T$ [6, 7], donde $\frac{dn}{dT}$ es el coeficiente termo-óptico y ΔT es la diferencia de temperatura entre un punto alrededor del eje, y el eje.

Los medios que se comportan como una lente termo-óptica inducida se les conoce como medios ópticos no lineales tipo térmicos [6]. Gordon et al. fueron los primeros en observar cambios transitorios en la potencia de un láser y ancho del haz cuando este pasa a través de una celda que contiene líquidos (benceno, cloroformo, glicol etileno, sulfuro de carbono, etc..) después de insertarla dentro de la cavidad de un láser de He-Ne operando a una longitud de onda de 632.8

nm. Al introducir este medio, el láser exhibe un aumento en la potencia que decae transitoriamente en unos cuantos segundos. Por otra parte al considerar un estado estacionario, el tamaño de la mancha del haz en el espejo del láser cambia como si una lente divergente de aproximadamente 1 m de longitud focal se forma dentro de la muestra. El origen de estos fenómenos transitorios se deben a la absorción y al calentamiento de la muestra, es por esto que concluyeron que una lente térmica se produce por la acción de calentamiento del medio por el haz.

Gordon también mostro que cuando un haz láser pasa a través de una celda con líquido se forma una lente efectiva en el medio, la cual tiene una longitud focal térmica F , donde F depende de la potencia absorbida por el líquido (P_{abs} (watts)), la conductividad del líquido (k (watts/cm°C)), el radio del haz (w_0 (cm)) y un tiempo característico (t_c) el cual se encuentra determinado de la forma: $t_c = w_0^2 \rho c_p / 4k$, donde ρ es la densidad (g/cm^3) y c_p es el calor específico ($\text{joules/g}^\circ\text{C}$). En este modelo se asume que F es el mecanismo dominante de la disipación de calor.

Para medios delgados y gruesos se han reportado mediciones de refracción no lineal de tipo experimental [8]. Entre los materiales estudiados se han reportado mediciones de refracción no lineal de sulfuro de carbono (CS_2), donde sólo se consideraron dos espesores de las muestras, de 1 mm [4], 24 mm [5]. En ambos casos el láser utilizado es un láser pulsado de 300 ns de CO_2 con energía de 0.85 mJ y los parámetros del haz fueron $w_0 = 60 \mu\text{m}$ y $z_0 = 1 \text{ mm}$. Para el caso donde la muestra tiene un espesor de 24 mm, el medio es tratado como un medio grueso, es decir $L > z_0$.

También se han reportado resultados experimentales de sulfuro de carbono considerando muestras de este material en diferentes espesores [8], los espesores considerados son de 1 mm, 2 mm, 5 mm, 10 mm y 20 mm. En los resultados experimentales reportados muestran que ΔT_{p-v} pueden aumentar significativamente con el aumento de la longitud de la muestra, pero para valores de espesor de $L \geq 10 \text{ mm}$ ΔT_{p-v} permanece casi constante.

Así también en la literatura se han reportado trabajos de modelos numérico que describen a los medios gruesos utilizando la técnica de barrido en z , algunos de estos modelos ocupan el método de descomposición gaussiana como lo es el modelo propuesto por Sheik-Bahae et al.[5] y el modelo propuesto por Wei Ping Zang et al.[9]. Otros modelos propuestos ocupan la matriz ABCD para describir la propagación del haz Gaussiano en el medio como lo es el modelo propuesto por Vittorio Magni et al. [10] y el método propuesto por L. Pálfalvi [7], los cuales se describen a continuación.

El modelo propuesto por Sheik-Bahae para describir a los medios gruesos utilizando la técnica de barrido en z es el modelo llamado modelo de lente distribuida y está basado en la teoría libre de aberración. En este modelo se considera que el medio está compuesto por un conjunto de lentes distribuidas foto-inducidas por la interacción de la luz láser con el medio. A cada una de estas lentes se le asocia una longitud focal que depende de la irradiancia local del haz, donde la longitud focal del n 'simo elemento del conjunto de lentes está determinada de forma $f_n = \frac{a w_n^2}{4 \Delta n_n \Delta L}$, donde

w_n' , $\Delta n_n'$ son el radio del haz y la variación del índice de refracción en eje en ese elemento, respectivamente. Y ΔL es la separación entre las lentes y α es un factor de corrección.

En el modelo propuesto por Vittorio Magni et al. proponen una matriz ABCD, derivada de la teoría de menos aberración, la cual se utiliza para describir la propagación de un haz gaussiano a través de medios tipo Kerr [10]. La matriz es representada por una matriz de transferencia de rayos ABCD cuyos elementos dependen de parámetros de entrada del haz (ancho del haz y radio de curvatura del haz), donde la principal ventaja de este nuevo formalismo es que la matriz puede ser combinada por la multiplicación de matrices asociadas a otros elementos ópticos para tratar la propagación de un haz en un sistema complejo.

Wei-Ping Zang et al. dan un análisis teórico de las características de la técnica de barrido en z que describe a los medios gruesos con refracción y absorción no lineal. Este modelo está basado en el método de descomposición gaussiana y en el modelo de lente distribuida. En este método introducen una función de corrección la cual tiene las siguientes características: los efectos de saturación de refracción no lineal y los efectos de acoplamiento entre refracción no lineal y absorción no lineal.

L. Palfalvi et al. proponen una nueva teoría de la técnica de barrido en z en la cual se consideran los efectos termo-ópticos en presencia de absorción lineal y absorción no lineal. Utilizando el parámetro q para describir la propagación de un haz Gaussiano en la técnica de barrido en z. En este modelo proponen que el medio no lineal se comporta como un material con índice gradiente. El medio no lineal es considerado como un medio compuesto por rebanadas delgadas las cuales deben de cumplir la condición de medio delgado. Finalmente en este modelo obtienen una matriz ABCD del medio con longitud Grin, la cual describe la propagación del haz.

De lo descrito anteriormente sobre la técnica de barrido en z, se han publicado trabajos experimentales de medios delgados, sin embargo se han hecho muy pocos trabajos experimentales con respecto a medios gruesos, como es el caso del CS_2 [8]. De la misma manera se han desarrollado modelos numéricos que describen a la técnica de barrido en z para medios delgados pero muy pocos que describan a la técnica de barrido en z para medios gruesos.

El interés en este trabajo de tesis fue buscar nuevos materiales ópticos tanto sólidos como líquidos que exhiban respuesta no lineal cuando estos interaccionen con la luz láser al hacerles barrido en z. Las curvas experimentales de barrido en z que se obtuvieron de estos materiales se ajustan con un modelo conocido como longitud focal fotoinducida que describe a la técnica de barrido en z para medios gruesos, este modelo está basado en el parámetro q [11].

El modelo de longitud focal fotoinducida en un principio fue desarrollado para describir curvas de barrido en z para medios delgados [12] y que posteriormente fue extendido a medios gruesos [11]. El modelo de longitud focal fotoinducida que describe a la técnica de barrido en z para medios delgados está basado en la matriz ABCD, este modelo da una solución analítica para la transmitancia normalizada, este modelo estudia el efecto de la longitud focal fotoinducida, donde la muestra es modelada como una lente delgada fotoinducida. La forma funcional de la longitud

focal fotoinducida F depende del radio del haz elevado a una potencia m , donde m es un número entero al cual está elevado el ancho del haz que nos dice el tipo de no linealidad que exhibe el material, es decir, si la no linealidad del material es de tipo Kerr o térmico. La forma funcional de F está expresada de la siguiente forma $F = aw^m$. Este modelo está basado en la propagación de un haz Gaussiano en la aproximación libre de aberración a través de una muestra delgada, obteniendo una transmitancia normalizada a campo lejano, que depende de la longitud focal fotoinducida en un medio no lineal.

Una extensión de este modelo, es el modelo para describir curvas de barrido en z para medios gruesos ópticos no lineales basado en el parámetro q . En el que al igual que el modelo de longitud focal fotoinducida se considera la propagación de un haz Gaussiano en la aproximación libre de aberración, pero ahora a través de una muestra gruesa que es considerada como un conjunto de lentes delgadas fotoinducidas. La forma funcional de la longitud focal fotoinducida F para cada lente es de la misma forma ($F = aw^m$) que se utiliza en el modelo de longitud focal fotoinducida. La transmitancia normalizada es obtenida a campo lejano, utilizando las propiedades del parámetro q .

En la siguiente sección se da a conocer el objetivo de la tesis y su distribución.

1.2 Objetivos y estructura de la tesis

1.2.1 Objetivo general

En este trabajo de tesis se caracteriza experimentalmente medios ópticos no lineales sólidos y líquidos con diferentes espesores utilizando la técnica de barrido en z . Las curvas experimentales de barrido en z obtenidas de estos medios ópticos se ajustan con el modelo numérico de longitud focal foto-inducida que describe a los medios gruesos.

1.2.2 Objetivos particulares

- 1.- Preparar las muestras de polímero y alcohol con colorante con diferente coeficiente de absorción.
- 2.- Elaborar muestras con diferentes espesores de polímero con colorante y alcohol con colorante.
- 3.- Medir la refracción no lineal de las muestras antes mencionadas utilizando la técnica de barrido en z .
- 4.- Obtención experimental de curvas de barrido en z de las muestras con diferentes espesores y coeficientes de absorción lineal.

5.- Hacer un ajuste de resultados experimentales con el modelo de longitud focal extendido a medios gruesos.

6.- Interpretar y analizar los resultados obtenidos

1.2.3 Estructura de la tesis

El contenido de la presente tesis se encuentra dividido de la siguiente manera: en el capítulo 2 se hace una revisión de la teoría del haz Gaussiano, es decir de los parámetros que lo caracterizan y de sus propiedades. También en este capítulo se describe la técnica de barrido en z.

En el capítulo 3 se describe el modelo de longitud focal fotoinducida extendido a medios gruesos.

En el capítulo 4 se muestran los resultados experimentales que se obtuvieron para poder desarrollar este trabajo de tesis, así como también se muestra el procedimiento de cómo se elaboraron las muestras y como se midió su coeficiente de absorción.

En el capítulo 5 se muestran los ajustes del modelo numérico de longitud focal fotoinducida extendido a medios gruesos con respecto a los resultados experimentales. Finalmente se mencionan las conclusiones a las que se llegaron en este trabajo y por último las referencias.

Capítulo 2

Revisión teórica del haz gaussiano y técnica de barrido en z .

2.1 Introducción.

Es importante saber cómo se modifica la luz transmitida a través de un medio que presenta respuesta no lineal cuando éste interactúa con la luz. Como ha sido mencionado en el capítulo anterior un método para medir la magnitud y signo del índice de refracción no lineal de los materiales es la técnica de barrido en z , donde el arreglo experimental de esta técnica es muy simple de implementar, la cual inicialmente requiere que el haz incidente al medio tenga una distribución Gaussiana. Esta técnica ha sido utilizada para medir propiedades ópticas no lineales en líquidos [13], vidrios [14], cristales líquidos y moléculas orgánicas [15].

En este capítulo se hace una revisión teórica de conceptos básicos, propiedades del haz Gaussiano y se describe la técnica de barrido en z .

2.2. Teoría del haz Gaussiano.

La luz se propaga en el espacio libre en forma de ondas, las cuales viajan con una velocidad constante $c_0 = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$; en un medio con índice refractivo n , las ondas viajan con una velocidad de $c = c_0/n$. Una onda óptica es descrita matemáticamente por una función de posición $r = (x, y, z)$ y tiempo t , denotada por $u(r, t)$ y se conoce como la función de onda que satisface a la ecuación de onda descrita por la ecuación (2.1) [16].

$$\nabla^2 u - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0. \quad (2.1)$$

Cualquier función que satisface a la ecuación (2.1) representa una onda; una importante solución de esta ecuación que exhibe las características de un haz óptico es una onda llamada haz Gaussiano. La potencia del haz es principalmente concentrada alrededor del eje óptico del haz; su distribución de intensidad en cualquier plano transversal es una función Gaussiana alrededor del eje óptico, el ancho del haz es mínima en la cintura del haz y crece gradualmente en ambas direcciones, figura 2.1. El frente de onda es aproximadamente plano en la cintura y cambia gradualmente a esférico a medida en que se aleja de la cintura, donde la amplitud compleja de esta onda esta expresada como:

$$U(\rho, z) = A_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp \left[-\frac{\rho^2}{w^2(z)} \right] \exp \left[-ikz - ik \frac{\rho^2}{2R(z)} + i\xi(z) \right]. \quad (2.2)$$

Donde la parte real de la función $A_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp \left[-\frac{\rho^2}{w^2(z)} \right]$ representa la amplitud de la onda y la parte imaginaria de la función $\exp \left[-ikz - ik \frac{\rho^2}{2R(z)} + i\xi(z) \right]$ representa la fase de la onda, ρ representa las coordenadas transversales ($\rho = x^2 + y^2$), $w(z)$ es el ancho del haz en cualquier posición z , $R(z)$ es la medida del radio de curvatura del frente de onda, k es el número de onda y $\xi(z)$ es un término de fase.

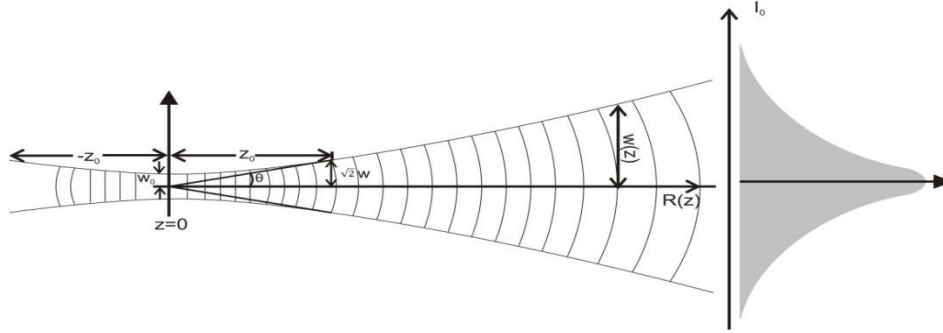


Figura 2.1. Parámetros que caracterizan al haz Gaussiano

2.2.1. Parámetros que caracterizan al haz Gaussiano.

$w(z)$ es la medida del ancho del haz a una posición z , ver figura 2.1. La expresión matemática que describe a $w(z)$ es la siguiente:

$$w(z) = w_0 \left[1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (2.3)$$

$R(z)$ es el radio de curvatura del frente de onda, como se muestra en la figura 2.1. La expresión matemática que describe a $R(z)$ es la siguiente:

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_0}{z} \right)^2 \right]. \quad (2.4)$$

w_0 es la cintura del haz, el cual es el mínimo valor de $w(z)$, en el plano $z = 0$, figura 2.1. Así, w_0 es el radio de la cintura del haz; el diámetro $2w_0$ es llamado el tamaño del spot del haz. La expresión matemática que representa a w_0 esta dado por la siguiente forma:

$$w_0 = \left(\frac{\lambda z_0}{\pi} \right)^{1/2}. \quad (2.5)$$

z_0 es la distancia de Rayleigh, quien nos da un indicio de que tan rápido se abre el haz, como se observa en la figura 2.1, y está expresada por la siguiente ecuación:

$$z_0 = \frac{w_0^2 \pi}{\lambda}. \quad (2.6)$$

2.2.2. Propiedades del haz Gaussiano.

Intensidad. La intensidad óptica $I(\rho, z) = |U(\rho, z)|^2$ es una función de la distancia axial y radial en z , dada por la siguiente función.

$$I(\rho, z) = I_0 \left[\frac{w_0}{w(z)} \right]^2 \exp \left[-\frac{2\rho^2}{w^2(z)} \right]. \quad (2.7)$$

En cada valor de z la intensidad es una función Gaussiana de la distancia radial ρ , donde esta función tiene un pico en $\rho = 0$ (en eje) y cae gradualmente con incrementos de ρ . De la ecuación (2.7) para $\rho = 0$, en el eje del haz la intensidad está dada de la siguiente forma:

$$I(0, z) = I_0 \left[\frac{w_0}{w(z)} \right]^2 = \frac{I_0}{1 + (z/z_0)^2}. \quad (2.8)$$

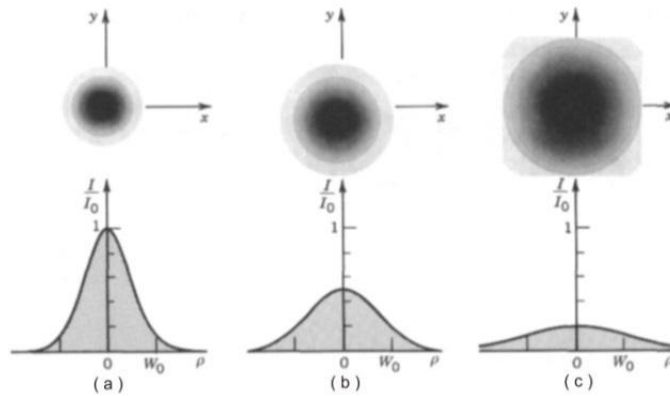


Figura 2.2. Intensidad del haz normalizada I/I_0 como una función de la distancia radial ρ en diferentes distancias axiales: (a) $z = 0$; (b) $z = z_0$; (c) $z = 2z_0$.

En el eje, la intensidad tiene su valor máximo I_0 en $z = 0$ y cae gradual, con el incremento de z alcanzando la mitad del valor de su pico en $z = \pm z_0$. Cuando $|z| \gg z_0$, $I(0, z) = I_0 z_0^2 / z^2$. Así que la intensidad decrece con la distancia en z , ver figura 2.2.

Potencia del haz. Una propiedad del haz Gaussiano que se utiliza en el modelo de lente fotoinducida es la potencia total dentro de un círculo de radio r_a en el plano transversal en la posición z , la cual se encuentra expresada de la siguiente forma:

$$\frac{1}{p} \int_0^{r_a} I(\rho, z) 2\pi\rho d\rho = 1 - \exp \left[-\frac{2r_a^2}{w^2(z)} \right] \quad (2.9)$$

Donde p es la potencia óptica total llevada por el haz en un plano transversal a una distancia z .

Divergencia del haz. Lejos del centro del haz, el radio se incrementa aproximadamente de forma lineal con z , definiéndose un cono, figura 2.1, si $z \gg z_0$ y hacemos uso de la ecuación (2.3) tenemos que $W(z) \approx \frac{W_0}{z_0} z = z\theta$; por lo tanto la divergencia angular del haz Gaussiano queda determinada por la longitud de onda y el diámetro de la cintura del haz de la siguiente forma:

$$\theta = \frac{w_0}{z_0} = \frac{\lambda}{\pi w_0} = \frac{2}{\pi} \frac{\lambda}{2w_0}. \quad (2.10)$$

Profundidad de foco. La profundidad de foco es la distancia axial en la cual el radio del haz alcanza el valor de $\sqrt{2}W_0$ a partir de la posición del radio mínimo W_0 , como se muestra en la figura 2.1; es decir, la profundidad de foco es la distancia en la que el radio mínimo se mantiene constante y su valor es dos veces el rango de Rayleigh, y se define como:

$$2z_0 = \frac{2\pi w_0^2}{\lambda}. \quad (2.11)$$

Fase. La fase del haz Gaussiano está dado por:

$$\varphi(\rho, z) = kz - \zeta(z) + \frac{k\rho^2}{2R(z)}. \quad (2.12)$$

El primer término kz es la fase de una onda plana, el segundo representa un retardo de fase con respecto a la onda plana conocido como efecto Guoy y la tercera componente de la fase es responsable del doblamiento del frente de onda; que representa la desviación de la fase para puntos fuera del eje en un plano transversal dado.

2.3 Descripción de la técnica de barrido en z .

El arreglo experimental de esta técnica requiere de una fuente de luz láser con perfil de intensidad Gaussiana, una lente convergente de longitud focal F y un fotodetector con apertura finita de radio r_a . La lente se coloca a una distancia d a partir del láser, para enfocar el haz, con una cintura w_0 y z_0 . La potencia transmitida a través de la muestra es medida por el fotodetector colocado a campo lejano a una distancia z , donde $z \gg z_0$. El arreglo experimental de la técnica de barrido en z se muestra en la figura 2.3.

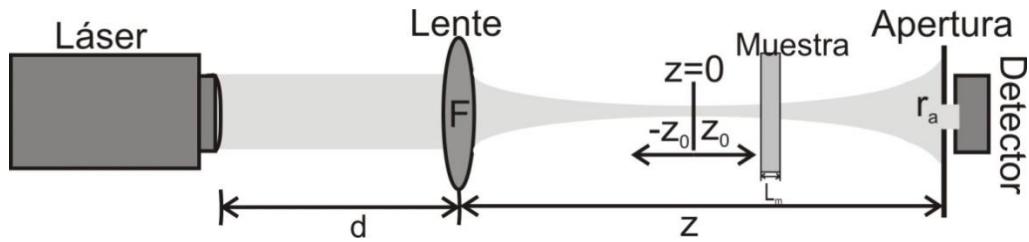


Figura 2.3 Arreglo experimental de la técnica de barrido en z.

Esta técnica está basada en el principio de distorsión espacial del frente de onda, la cual consiste en desplazar a la muestra a lo largo del eje óptico (eje z), y cuando el medio óptico se encuentra en la región de la profundidad de foco ocurren los fenómenos de auto-enfocamiento y auto-desenfocamiento en el medio óptico no lineal.

Si la muestra es de un espesor más pequeño que la distancia de Rayleigh ($L_m < z_0$), se considera al medio como un medio delgado y si la muestra es de un espesor mayor que la distancia de Rayleigh ($L_m > z_0$) se considera al medio como un medio grueso.

La potencia transmitida a través del medio es medida por el fotodetector como una función de la posición de la muestra. Las curvas de transmitancia graficadas como función de la posición de las muestras se muestran en la figura 2.4. Las curvas típicas de la técnica de barrido en z presentan un máximo y un mínimo de transmitancia, con este comportamiento se determina el signo y magnitud del índice de refracción no lineal. Así, la detección de un valor mínimo de transmitancia (valle) seguido de un máximo de transmitancia (pico) nos indica un comportamiento no lineal positivo (índice de refracción positivo), y en el caso contrario nos indica un comportamiento no lineal negativo (índice de refracción negativo), figura 2.4.

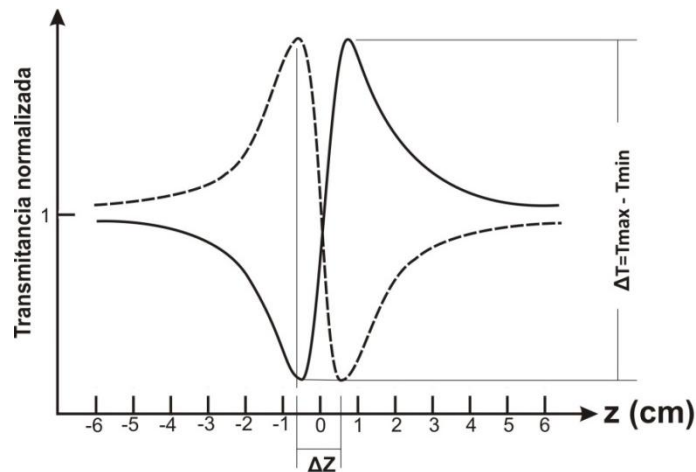


Figura 2.4 Signo del índice de refracción, positivo línea continua y negativo línea discontinua.

La evaluación de la potencia transmitida (T) con respecto a la posición de la muestra se expresa en general de manera normalizada. De la figura 2.4 normalizando al valor de la potencia que corresponde al punto sobre el eje óptico donde se enfoca el haz después de la lente, es decir en $z = 0$ es posible normalizar la potencia transmitida captada por el fotodetector.

Las características de las curvas de barrido en z son la distancia de separación de la posición del pico y el valle, la cual está expresada como Δz y la diferencia entre el máximo de transmitancia y el mínimo de transmitancia, la cual se denota como ΔT .

Capítulo 3

Modelo de longitud focal fotoinducida

3.1 Introducción

El modelo numérico de longitud focal foto-inducida fue desarrollado para describir medios delgados utilizando la técnica de barrido en z , este modelo está basado en la matriz ABCD [12]. Posteriormente el modelo se extendió para describir medios gruesos utilizando la técnica de barrido en z , el cual está basado en el parámetro q [11].

En la siguiente sección se explica el modelo de longitud focal que describe a la técnica de barrido en z para medios delgados y también se describe el modelo de longitud focal extendido a medios gruesos.

3.2 Modelo de longitud focal fotoinducida (medios delgados)

El modelo considera al medio no lineal como una lente delgada de longitud focal F fotoinducida por la interacción de la luz láser con el medio. El análisis se hace considerando la detección de intensidad del campo eléctrico en eje y a campo lejano con la aproximación libre de aberración, es decir que los diferentes elementos ópticos no cambian la distribución Gaussiana. Usando la ley ABCD es posible describir la propagación del haz Gaussiano.

El análisis del modelo considera que en $z = 0$ se conoce el radio mínimo w_0 de un haz Gaussiano, el cual es usado para implementar la técnica de barrido en z . El medio no lineal el cual es modelado como una lente de longitud focal fotoinducida F es colocada a una distancia z con respecto a la cintura. Y un fotodetector con apertura finita es colocado a una distancia L asumiendo solo la detección en eje, figura 3.1.

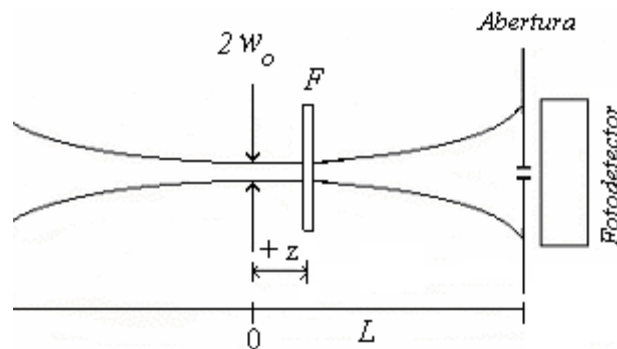


Figura 3.1. modelo de longitud focal fotoinducida para medios delgados.

Donde $L \gg z_0$, z_0 es la distancia de Rayleigh. Finalmente utilizando la ley ABCD se obtiene la transmitancia T

$$T = \frac{F^2}{z_0^2 + (F - z)^2}. \quad (3.1)$$

Esta transmitancia es válida para cualquier tipo de material modelado como una lente de longitud focal F, donde T depende de la longitud focal F.

Para un medio tipo Kerr la longitud focal del medio está dada por:

$$F_{\text{kerr}}(z) = \frac{\pi}{8n_2 dP} w^4(z). \quad (3.2)$$

Y para un medio térmico la longitud focal del medio está dada por la siguiente expresión:

$$F_{\text{ther}}(z) = \frac{\pi k}{P_{\text{abs}} \left(\frac{\partial n}{\partial T_T} \right)} w^2(z). \quad (3.3)$$

En donde k es la conductividad térmica, P_{abs} es la potencia absorbida, $\left(\frac{\partial n}{\partial T_T} \right)$ es el cambio del índice de refracción con la temperatura.

De las ecuaciones 3.2 y 3.3 se generalizó que un medio no lineal delgado se puede comportar como una lente delgada fotoinducida con una longitud focal F. La forma funcional de F depende del radio del haz elevado a una potencia entera, donde esta potencia describe el tipo de no linealidad del material, es decir para $m = 2$ el material exhibe una no linealidad tipo térmico y para $m = 4$ exhibe una no linealidad tipo Kerr.

$$F = a_m w^m. \quad (3.4)$$

Donde a_m es una constante que contiene los parámetros del material.

3.3 Descripción del modelo de longitud focal fotoinducida (delgado) extendido a medios gruesos

El modelo numérico se desarrolló utilizando un sistema óptico basado en la técnica de barrido en z, ver figura 3.2, este modelo funciona para un haz de perfil Gaussiano que proviene de una fuente de luz láser de emisión continua, el cual pasa a través de una lente convergente, generándose así un segundo haz Gaussiano con un radio mínimo w_0 y distancia de Rayleigh z_0 conocidos. A una distancia z con respecto a la posición de w_0 se coloca un medio grueso ($L_m > z_0$) de espesor L_m , y a una distancia L se encuentra una apertura colocada sobre un detector, el cual registra en eje la intensidad de la luz transmitida por el medio.

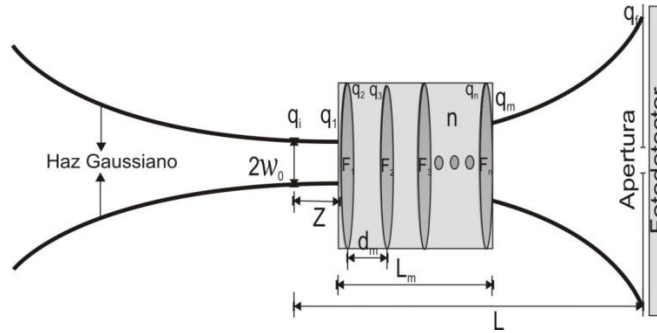


Figura 3.2 Modelo para medios gruesos utilizando la técnica de barrido en z.

El desarrollo del modelo numérico empieza con el análisis del sistema óptico partiendo de la posición de la cintura del haz, donde los frentes de onda son casi planos, por lo que en este punto el parámetro q solo está en función del ancho del haz, que consideraremos como nuestra condición inicial. Este haz se propagará en espacio libre hasta llegar al medio, el cual es considerado como un medio compuesto por un conjunto de lentes delgadas separadas una distancia d_m , sumergidas en un medio con índice refracción n diferente al del aire. El número de elementos que componen al medio grueso se encuentra dado por la expresión L_m/w_0 y la distancia d_m tiene el mismo valor que w_0 . Cada una de estas lentes es considerada como lente delgada fotoinducida con longitud focal F , donde la longitud focal F está dada por la ecuación (3.4).

A diferencia de la expresión F dada por Reynoso y utilizada en el modelo numérico para medios gruesos, la contribución de este trabajo de tesis es haber considerado la potencia absorbida por el medio no lineal en la expresión 3.4, la cual se expresa de la siguiente forma:

$$F = \frac{a_m w^m}{P_{abs}}. \quad (3.5)$$

Esta consideración se debe a que el ancho del haz w , es diferente a medida que el haz se va propagando a través del eje óptico, es decir el haz se va expandiendo en su propagación en dirección del eje óptico y la intensidad va disminuyendo, de tal forma que cuando el haz sale del medio la potencia transmitida $P_t = P_0 e^{-\alpha L}$, por lo que la potencia absorbida $P_{abs} = P_0 - P_t$, donde P_0 es la potencia incidente en el medio y α es el coeficiente de absorción lineal, quedando finalmente una expresión para la potencia absorbida dada por:

$$P_{abs} = P_0(1 - e^{-\alpha L}). \quad (3.6)$$

La forma funcional de F ahora depende del ancho del haz elevado a una potencia m , de la potencia absorbida y el parámetro a_m . Donde la potencia m es un número real y el parámetro a_m ya no es una constante como se menciona en el modelo de longitud focal fotoinducida. Por lo tanto, el valor de F es diferente para cada una de las lentes delgadas fotoinducidas.

Una vez que el haz sale del medio, su propagación ahora es en espacio libre hasta llegar al fotodetector el cual va a medir la potencia transmitida a través del medio, esta potencia va a estar en función del ancho del haz en la posición del detector y del radio de la apertura r_a de la forma siguiente.

$$P_{r_a} = \left[1 - e^{-\frac{2r_a^2}{w^2}} \right]. \quad (3.7)$$

La potencia transmitida que llega al detector es normalizada a otra potencia la cual se obtiene haciendo el mismo procedimiento anterior pero ahora el medio no es considerado como un conjunto de lentes, ver figura 3.3.

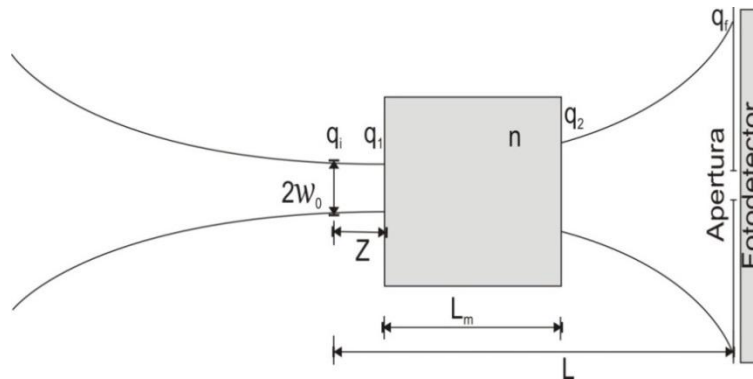


Figura 3.3. Modelo de medios gruesos considerando la muestra sin divisiones.

Finalmente, la transmitancia normalizada se obtuvo haciendo uso de las propiedades del parámetro q , de la matriz ABCD y de la potencia detectada a través de la apertura de radio r_a , en el plano transversal a una posición L . Por lo tanto la transmitancia normalizada queda expresada de la siguiente manera

$$T = \frac{P_{NL}}{P_L} = \frac{1 - \exp\left(-\frac{2r_a^2}{w_{NLf}^2}\right)}{1 - \exp\left(-\frac{2r_a^2}{w_{Lf}^2}\right)}. \quad (3.8)$$

Donde P_{NL} es la potencia no lineal (se considera al medio con división), P_L es la potencia lineal (se considera al medio sin división), w_{NLf} es el ancho del haz no lineal en la posición del detector (se considera al medio con división) y w_{Lf} es el ancho del haz lineal (se considera al medio sin división). Esta expresión se utiliza en el modelo numérico para obtener las curvas de barrido en z .

Capítulo 4

Resultados experimentales

4.1 Introducción

Para realizar este trabajo de tesis se buscaron diversos materiales tanto sólidos como líquidos, de los cuales algunos exhibieron respuesta lineal y otros exhibieron respuesta no lineal bajo las condiciones experimentales consideradas (potencia 10mW, $\lambda = 633\text{nm}$ y $\lambda = 514\text{nm}$). De los materiales que exhibieron respuesta no lineal algunos fueron elaborados en diferentes espesores y coeficiente de absorción lineal. En este capítulo se presentan los materiales que se midieron, el procedimiento de cómo se hicieron las muestras en diferentes espesores y coeficiente de absorción lineal, también se muestran las curvas experimentales de barrido en z que se obtuvieron. Los materiales que se midieron son: vidrio, acrílico, polímero con azul de metileno, polímero con azul de metileno disuelto en alcohol isopropílico, polímero con colorantes orgánicos y alcohol isopropílico con colorantes.

En este capítulo se presentan los materiales que se midieron y la forma en que se elaboraron las muestras en diferentes espesores y también se muestran los resultados experimentales que se obtuvieron.

4.2 Materiales utilizados

Se caracterizó con la técnica de barrido en z azul de metileno disuelto en alcohol isopropílico, para la cual se utilizaron celdas de 1 mm, 10 mm y 20 mm de espesor. Buscando otro material se caracterizaron vidrios de diferentes colores, el color de las muestras de este material que se midió fue azul, oscuro y verde con un espesor de 3 mm. Las curvas que se obtuvieron del barrido en z de estos vidrios mostraron una respuesta lineal bajo las condiciones experimentales consideradas, por lo que se tuvo que buscar otro tipo de material.

Posteriormente se midió acrílico, los colores de los acrílicos medidos son: morado con un espesor de 2mm, oscuro, azul, anaranjado fluorescente, verde fluorescente y rosado fluorescente todos de espesor 2.5 mm. Los acrílicos en color morado y oscuro exhiben respuesta no lineal bajo las condiciones experimentales consideradas. Para el acrílico en color anaranjado, verde y rosado fluorescente presentan respuesta lineal bajo las condiciones experimentales consideradas y el acrílico en color azul absorbió la mayor parte de la luz, por lo cual el detector no logra captar la luz transmitida. Una desventaja en los acrílicos de color es que no se encuentran en diferentes espesores; este problema fue resuelto apilando placas de acrílico para aumentar el grosor de la muestra. Sin embargo, al aumentar el grosor de la muestra la mayor parte de la luz es absorbida por las placas, en consecuencia el detector ya no mide la potencia que le llega, por lo tanto ya no fue posible trabajar con los acrílicos.

Otro material utilizado fue el polímero [apéndice] mezclado con azul de metileno, estas muestras fueron preparadas con cantidades de polímero y azul de metileno al azar, para cada muestra el azul de metileno fue molido y se aplicó en diferentes cantidades. El azul de metileno se hizo grumos dentro del polímero al solidificarse, por lo que al hacerle incidir luz láser había mucha dispersión.

Como el azul de metileno se hizo grumos dentro del polímero, lo que se procedió a hacer fue disolver el azul de metileno en alcohol isopropílico y después mezclar con el polímero, la muestra fue preparada con cantidades al azar de polímero y azul de metileno obteniendo así muestras opacas, por lo que no fue posible hacerles barrido en z.

Posteriormente se hicieron seis muestras de polímero con colorante (P_c), tres en color morado y tres de color verde, para cada color se construyó una muestra de 1 mm, 10 mm y 20 mm, ver figura 4.1. Para estas muestras se mezclaron cantidades al azar de polímero con colorante hasta alcanzar un color traslucido al paso de la luz láser, estas muestras sólo se construyeron para ver si este material exhibía respuesta no lineal bajo las condiciones experimentales consideradas. Dado que estas muestras exhibieron respuesta no lineal entonces se procedió a hacer muestras con más colorantes y espesores.

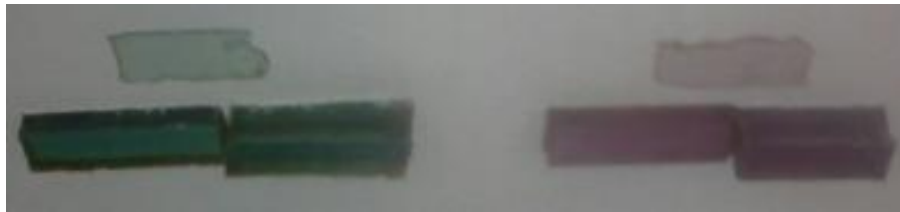


Figura 4.1. Muestras de polímero con colorantes de espesor de 1 mm, 10 mm y 20 mm.

El modo de preparación fue de tal forma que se pudiera controlar el grosor de las muestras y su coeficiente de absorción lineal, el proceso de fabricación de las muestras fue el siguiente:

- Primero se construyeron celdas para hacer muestras de diferentes espesores, estas celdas se hicieron con porta objetos de vidrio corning de espesor de 1 mm.
- En un recipiente se vertieron 125 ml de polímero. El polímero utilizado es una resina poliéster pp-70x60 de reactividad media preacelerada, cuyas aplicaciones es la base para la fabricación de plásticos reforzados.
- Se aplicó la cantidad deseada de colorante al polímero y se agitó. La cantidad de colorante que se aplicó fue de tal forma que el material fuera traslucido al paso de la luz láser. El colorante utilizado es un colorante orgánico.
- Se dejó reposar la mezcla aproximadamente 10 minutos.
- Se midió el coeficiente de absorción lineal de la mezcla de polímero con colorante para saber cuánta potencia estaba absorbiendo. El coeficiente de absorción lineal (α) se midió utilizando un arreglo como se muestra en la figura 4.2, el cual consta de un láser y un fotodetector. Ahora para medir el coeficiente de absorción lineal primero se mide la

potencia incidente a la muestra y posteriormente se mide la potencia transmitida a través de la muestra y finalmente estos valores se sustituyen en la ecuación 4.1 (ley de Beer).

$$\alpha = \frac{\ln\left(\frac{P_t}{P_0}\right)}{-L} \quad (4.1)$$

Donde P_0 es la potencia incidente a la muestra, P_t es la potencia transmitida a través de la muestra y L es la longitud de la muestra.

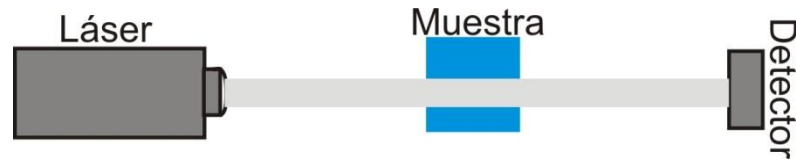


Figura 4.2 Arreglo experimental para medir el coeficiente de absorción lineal.

- Se aplicó el catalizador a la mezcla y se agitó. Se utilizó el catalizador k-2000, el cual es utilizado para el curado (solidificación) a temperatura ambiente de resinas poliéster.
- Se vertió la mezcla a las celdas dejando que solidificara.

Las muestras que se hicieron de polímero fueron en color amarillo (P_{cam}), azul (P_{caz}), morado (P_{cno}), rojo (P_{cro}) y verde (P_{cve}); el espesor de las muestras es de 1 mm, 5 mm, 10 mm 15 mm, 20 mm y 25 mm, figura 4.3.

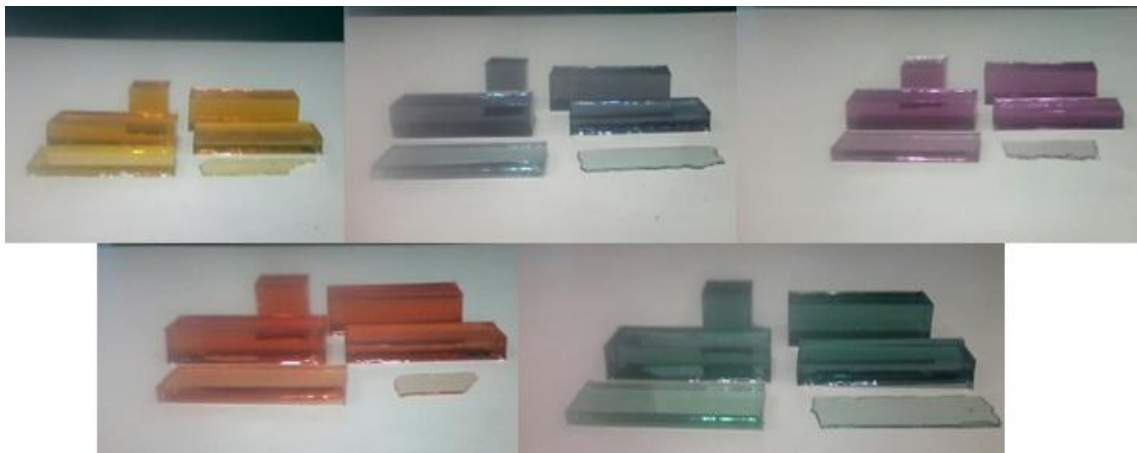


Figura 4.3. Muestras de polímero con colorante con diferente coeficiente de absorción α

En la tabla 4.1 se muestran las cantidades que se mezclaron para cada material y en la tabla 4.2 se muestra el coeficiente de absorción lineal que se obtuvo para las muestras de los diferentes colorantes.

| Muestra | Polímero aplicado | Colorante aplicado |
|----------|-------------------|--------------------|
| Amarilla | 125 ml | 55 ± 2 gotas |
| Azul | 125 ml | 45 ± 2 gotas |
| Morada | 125 ml | 30 ± 2gotas |
| Roja | 125 ml | 15 ± 2gotas |
| Verde | 125 ml | 40 ± 2gotas |

Tabla 4.1. Cantidad de gotas de colorante que se aplicaron al polímero para preparar las muestras. Cada gota es aproximadamente de 38.5 µl.

| Muestra | Coeficiente de absorción ($\alpha = \frac{\ln(P_t/P_0)}{-L}$) | |
|----------|--|---------------------------------|
| Amarilla | $P_0 = 14.5 \text{ mW}$, $P_t = 11.7 \text{ mW}$, $L = 2 \text{ cm}$ | $\alpha = 0.10 \text{ cm}^{-1}$ |
| Azul | $P_0 = 14.5 \text{ mW}$, $P_t = 3.2 \text{ mW}$, $L = 2 \text{ cm}$ | $\alpha = 0.75 \text{ cm}^{-1}$ |
| Morada | $P_0 = 14.5 \text{ mW}$, $P_t = 5.5 \text{ mW}$, $L = 2 \text{ cm}$ | $\alpha = 0.48 \text{ cm}^{-1}$ |
| Roja | $P_0 = 14.5 \text{ mW}$, $P_t = 8.1 \text{ mW}$, $L = 2 \text{ cm}$ | $\alpha = 0.29 \text{ cm}^{-1}$ |
| Verde | $P_0 = 14.5 \text{ mW}$, $P_t = 3.5 \text{ mW}$, $L = 2 \text{ cm}$ | $\alpha = 0.71 \text{ cm}^{-1}$ |

Tabla 4.2. . Coeficiente de absorción para las muestras de polímero con colorante. P_0 es la potencia incidente, P_t es la potencia transmitida y L es la longitud del medio.

Por último se obtuvieron muestras de alcohol con colorante (A_c), de la misma manera se hicieron primero muestras de prueba que se prepararon con cantidades al azar sólo para ver si este material exhibía respuesta no lineal bajo las condiciones experimentales consideradas. Las muestras exhibieron respuesta no lineal, por lo tanto se procedió a hacer muestras de diferentes colores (A_{cam} , A_{caz} , A_{cmo} , A_{cro} y A_{cve}), mismos que se utilizaron en las muestras de polímero con colorantes. Los espesores para estas muestras fueron de 1mm, 2mm, 5mm, 10 mm y 20 mm, ver figura 4.4. El modo de preparación fue el siguiente:

- En un recipiente se vertieron 100 ml de alcohol isopropílico.
- Se aplicó la cantidad deseada de colorante al alcohol y se agitó. La cantidad de colorante que se aplicó fue de tal forma que el material fuera traslucido al paso de la luz láser.
- Se dejó reposar la mezcla aproximadamente 10 minutos.
- Se midió el coeficiente de absorción lineal de la mezcla de alcohol isopropílico con colorante para saber cuánta potencia estaba absorbiendo. El coeficiente de absorción lineal se midió como se hizo con el polímero con colorante.



Figura 4.4. Muestras de alcohol con colorante y diferente coeficiente de absorción α .

En la tabla 4.3 se muestran las cantidades que se mezclaron de cada material y en la tabla 4.4 se muestra el coeficiente de absorción lineal que se obtuvo para las muestras de los diferentes colorantes.

| Muestra | Alcohol aplicado | Colorante aplicado |
|----------|------------------|--------------------|
| Amarilla | 100 ml | 80 ± 3 gotas |
| Azul | 100 ml | 38 ± 2 gotas |
| Morada | 100 ml | 23 ± 2 gotas |
| Roja | 100 ml | 15 ± 1 gotas |
| Verde | 100 ml | 40 ± 2 gotas |

Tabla 4.3. Cantidad de gotas de colorante que se aplicaron al alcohol para preparar las muestras.

| Muestra | Coeficiente de absorción ($\alpha = \frac{\ln(P_t/P_0)}{-L}$) | | | |
|----------|---|--------------------------|--------------------|---------------------------------|
| Amarilla | $P_0 = 14.5 \text{ mW}$ | $P_t = 12.8 \text{ mW}$ | $L = 2 \text{ cm}$ | $\alpha = 0.06 \text{ cm}^{-1}$ |
| Azul | $P_0 = 14.5 \text{ mW}$ | $P_t = 3.19 \text{ mW}$ | $L = 2 \text{ cm}$ | $\alpha = 0.75 \text{ cm}^{-1}$ |
| Morada | $P_0 = 14.5 \text{ mW}$ | $P_t = 5.62 \text{ mW}$ | $L = 2 \text{ cm}$ | $\alpha = 0.47 \text{ cm}^{-1}$ |
| Roja | $P_0 = 14.5 \text{ mW}$ | $P_t = 12.52 \text{ mW}$ | $L = 2 \text{ cm}$ | $\alpha = 0.07 \text{ cm}^{-1}$ |
| Verde | $P_0 = 14.5 \text{ mW}$ | $P_t = 3.2 \text{ mW}$ | $L = 2 \text{ cm}$ | $\alpha = 0.75 \text{ cm}^{-1}$ |

Tabla 4.4. Coeficiente de absorción para cada una de las muestras de alcohol con colorante. P_0 es la potencia incidente, P_t es la potencia transmitida y L es la longitud del medio.

4.3 Arreglo experimental

En el arreglo experimental de la técnica de barrido en z se emplearon dos láseres, uno de helio-neón, marca JDS uniphase de emisión continua con potencia máxima de 20 mW con una longitud de onda $\lambda = 633 \text{ nm}$. Se empleó una lente de 3.5 cm de longitud focal para enfocar el haz Gaussiano después de la lente, colocada a una distancia de 63 cm a partir del láser. Para medir la potencia se usó un foto-detector Newport modelo 918-SL con sensor de silicio de rango espectral

de 400-1100 nm, el cual fue colocado a 117.63 cm con respecto a la lente y una abertura de 1 mm de diámetro fue colocada sobre el detector. Para el segundo arreglo se empleó un láser de argón multilinea marca Modu-Laser de emisión continua y potencia máxima de 50mW con longitud de onda de $\lambda = 514$ nm, se empleó la misma lente que en el caso anterior, la cual se colocó a una distancia de 52.5 cm del láser multilinea. De la misma manera se empleó el detector Newport 918-SL colocado a 113.63 cm con respecto a la lente, colocando una abertura de 1 mm de diámetro sobre el detector.

Una vez armados los arreglos experimentales se calcularon los parámetros w_0 y z_0 del haz Gaussiano, generado después de la lente utilizando la técnica de la navaja. La medición experimental de $w(z)$ a diferentes posiciones sobre el eje z se muestran en la figura 4.5. Experimentalmente se encontró que la cintura del haz generado después de la lente se encuentra a 3.6 cm de la lente con $w_0 = 16 \mu\text{m}$ y $z_0 = 1.27$ mm.

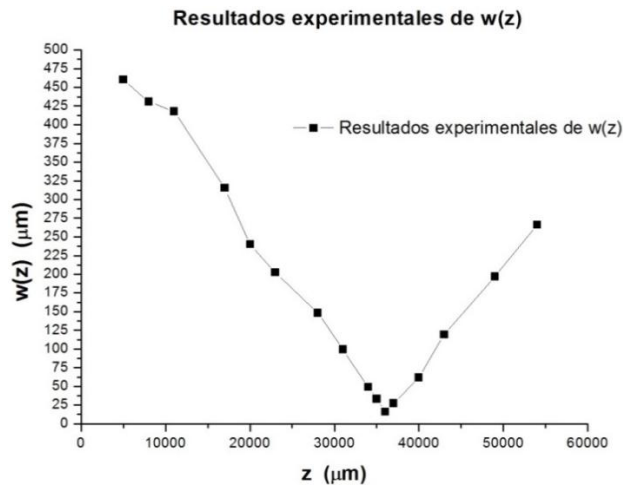


Figura 4.5. Resultados experimentales de medir $w(z)$ del haz Gaussiano generado por una lente de 3.5 cm, utilizando un láser con $\lambda = 633$ nm

Los resultados experimentales de medir $w(z)$ del haz Gaussiano generado por la lente delgada utilizando el láser de Argón se muestran en la figura 4.6. Experimentalmente se encontró que la cintura del haz generado después de la lente se encuentra a 3.5 cm de la lente, $w_0 = 21 \mu\text{m}$ y $z_0 = 2.69$ mm.

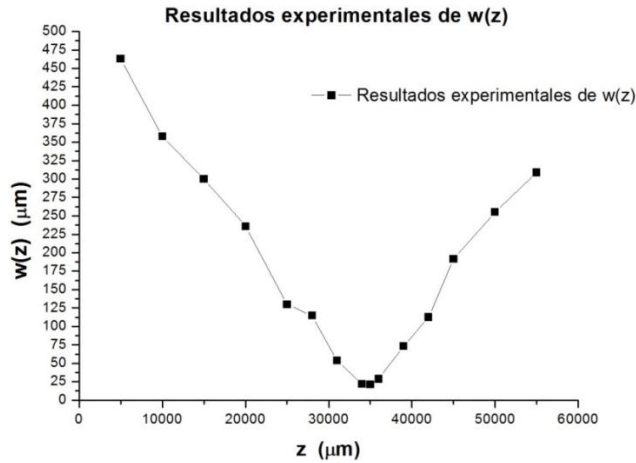


Figura 4.6. Resultados experimentales de medir $w(z)$ del haz Gaussiano generado por una lente de 3.5 cm, utilizando un láser con $\lambda = 514$ nm.

4.4 Resultados experimentales

A continuación se presentan resultados experimentales de los materiales mencionados en la sección anterior. Los barridos en z fueron realizados utilizando dos láseres, con $\lambda = 633$ nm y $\lambda = 514$ nm, la potencia incidente a las muestras fue de 10 mW y estas se desplazaron 50 mm en pasos de $500 \mu\text{m}$.

4.4.1 Resultado experimental de muestra de polímero sin colorante

Se analizó en primer lugar la refracción no lineal del polímero sin colorante; se procedió a hacer barrido en z a una muestra de polímero sin aplicarle colorante con el fin de ver si este material por sí sólo exhibe respuesta no lineal al hacerle incidir un haz con potencia de 10 mW y $\lambda = 514$ nm. Como se observa en la figura 4.7, la curva que se obtuvo de este material no presenta un pico y un valle, es decir no exhibió respuesta no lineal con la potencia y λ que se le hizo incidir.

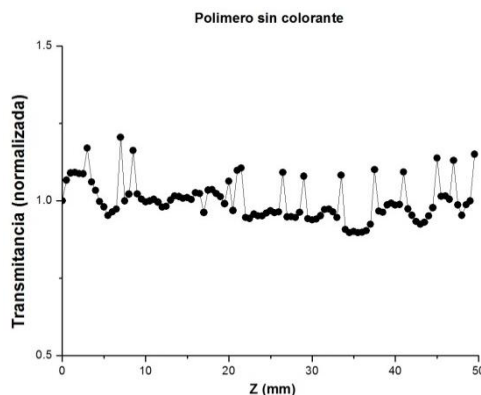


Figura 4.7. Curva obtenida de una muestra de polímero sin colorante al hacerle barrido en z .

4.4.2 Resultados experimentales de P_c utilizando un láser con $\lambda = 633 \text{ nm}$

Los resultados experimentales de P_{caz} se muestran en la figura 4.8, en esta figura se observan curvas de barrido en z para muestras de diferentes espesores y con coeficiente de absorción $\alpha = 0.75 \text{ cm}^{-1}$.

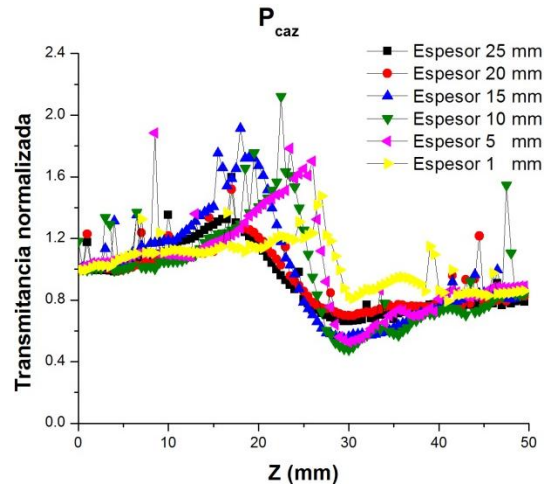


Figura 4.8. Curvas experimentales de P_{caz} utilizando un láser con $\lambda = 633 \text{ nm}$.

La figura 4.9 muestra curvas experimentales de barrido en z para P_{cmo} de diferentes espesores y coeficiente de absorción $\alpha = 0.48 \text{ cm}^{-1}$.

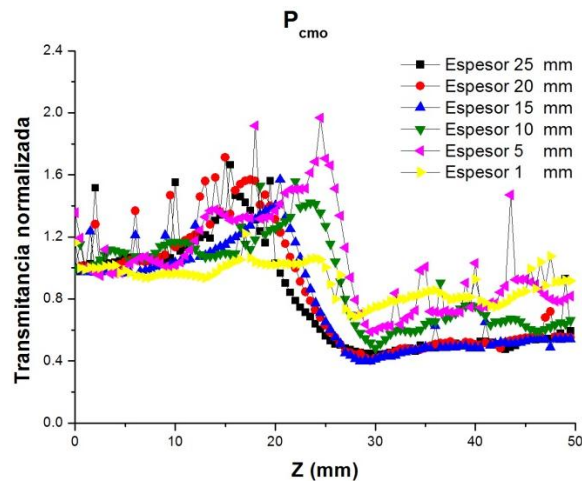


Figura 4.9. Curvas experimentales de P_{cmo} utilizando un láser con $\lambda = 633 \text{ nm}$.

En la figura 4.10 se muestran curvas experimentales de barrido en z de P_{cve} , para muestras de diferentes espesores y coeficiente de absorción $\alpha = 0.71 \text{ cm}^{-1}$.

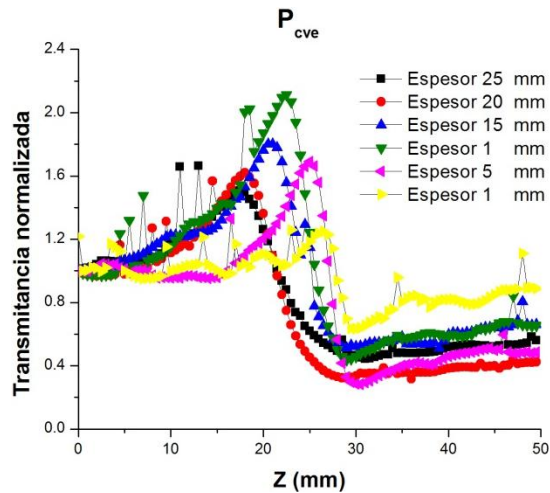


Figura 4.10. Curvas experimentales de P_{cve} utilizando un láser con $\lambda = 633 \text{ nm}$.

A continuación se muestran los valores de ΔT_{p-v} y ΔZ en función del espesor L de las muestras de P_c utilizando un láser con $\lambda = 633 \text{ nm}$.

En la tabla 4.5 se muestran los valores de ΔT_{p-v} y ΔZ de las muestras de P_{caz} , P_{cmo} y P_{cve} en función de su espesor L , las cuales exhibieron respuesta no lineal cuando se les hizo incidir luz láser con una potencia de 10 mW y $\lambda = 633 \text{ nm}$.

| L (mm) | P_{caz} | | P_{cmo} | | P_{cve} | |
|--------|----------------------------|--------------------|----------------------------|--------------------|----------------------------|--------------------|
| | ΔT_{p-v} (u.a.) | ΔZ (mm) | ΔT_{p-v} (u.a.) | ΔZ (mm) | ΔT_{p-v} (u.a.) | ΔZ (mm) |
| 1 | 0.42 | 4.5 | 0.36 | 3.5 | 0.61 | 3.5 |
| 5 | 1.12 | 5 | 1.11 | 4.5 | 1.40 | 5.5 |
| 10 | 1.15 | 7 | 0.93 | 6.5 | 1.67 | 6.5 |
| 15 | 1.17 | 10.5 | 1.00 | 9.5 | 1.28 | 8 |
| 20 | 0.57 | 12.5 | 1.16 | 12 | 1.29 | 11 |
| 25 | 0.66 | 13 | 1.03 | 14 | 1.06 | 13.5 |

Tabla 4.5. ΔT_{p-v} y ΔZ en función del espesor L de las muestras de P_c utilizando $\lambda = 633 \text{ nm}$.

En la figura 4.11 a) se muestran gráficas de ΔT_{p-v} en función del espesor L de las muestras de P_c . En estas gráficas se observa que ΔT_{p-v} tiene una amplitud mínima para las muestras de 1mm, posteriormente la amplitud de ΔT_{p-v} crece a medida que el espesor de las muestras aumenta. Después de que ΔT_{p-v} alcanza su máxima amplitud, esta tiende a decrecer para las muestras más gruesas.

De manera particular para P_{caz} ΔT_{p-v} alcanza su máxima amplitud en la muestra de espesor de 15mm, para P_{cmo} ΔT_{p-v} alcanza su máxima amplitud en la muestra de 20 mm y para P_{cve} ΔT_{p-v} alcanza su máxima amplitud en la muestra de 10 mm.

La figura 4.11 b) muestra gráficas de ΔZ en función del espesor L de las muestras de P_c . Como se observa en esta figura, el mínimo valor de ΔZ se registró para las muestras de 1 mm. Posteriormente ΔZ crece a medida que aumenta el espesor de las muestras, alcanzando un máximo valor para las muestras más gruesas, es decir, para las muestras de espesor de 25 mm.

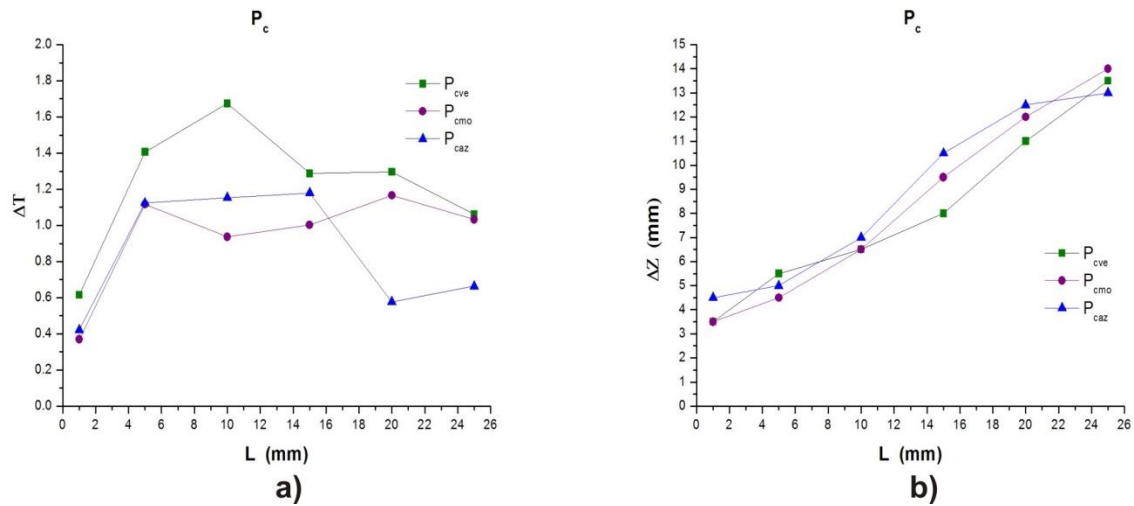


Figura 4.11. a) Gráfica de ΔT_{p-v} y b) gráfica ΔZ en función del espesor L de las muestras, utilizando un láser con $\lambda = 633$ nm.

4.4.3 Resultados experimentales de P_c utilizando un láser con $\lambda = 514$ nm

La figura 4.12 muestra curvas experimentales de barrido en z de las muestras de P_{cam} con diferentes espesores y coeficiente de absorción $\alpha = 0.10 \text{ cm}^{-1}$.

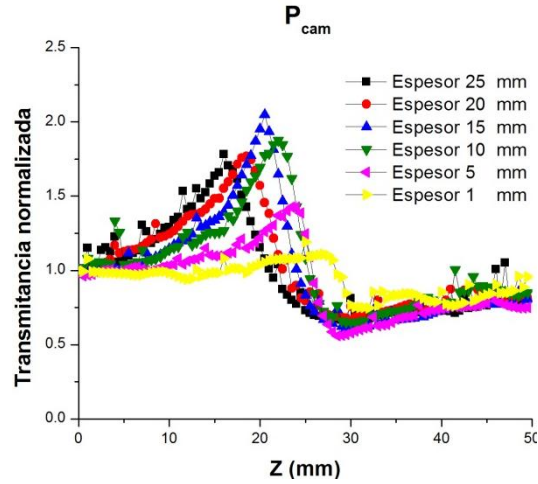


Figura 4.12. Curvas experimentales de P_{cam} utilizando un láser con $\lambda = 514 \text{ nm}$.

Las curvas experimentales de barrido en z de P_{caz} con diferentes espesores y coeficiente de absorción $\alpha = 0.75 \text{ cm}^{-1}$, se muestran en la figura 4.13.

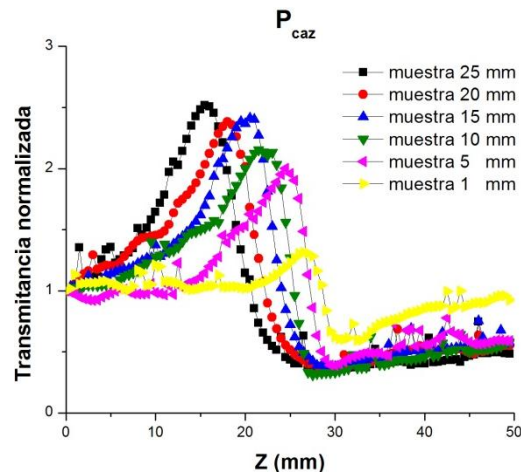


Figura 4.13. Curvas experimentales de P_{caz} utilizando un láser con $\lambda = 514 \text{ nm}$.

La figura 4.14 muestra curvas experimentales de barrido en z para P_{cmo} con diferentes espesores y coeficiente de absorción $\alpha = 0.48 \text{ cm}^{-1}$.

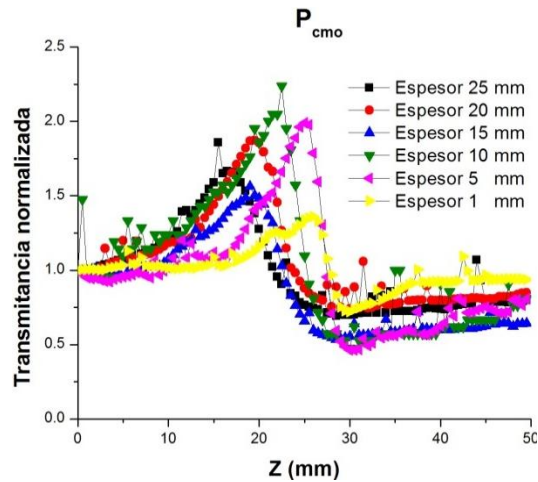


Figura 4.14. Curvas experimentales de P_{cmo} utilizando un láser con $\lambda = 514$ nm.

En la figura 4.15 se muestran curvas de barrido en z para P_{cro} de diferentes espesores y coeficiente de absorción $\alpha = 0.29 \text{ cm}^{-1}$.

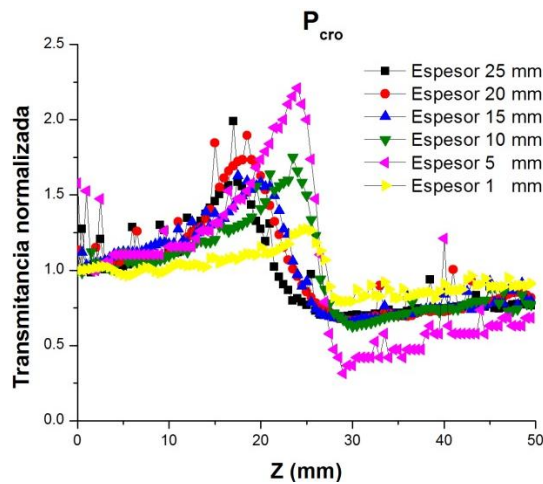


Figura 4.15. Curvas experimentales de P_{cro} utilizando un láser con $\lambda = 514$ nm.

Las curvas experimentales de barrido en z de P_{cve} de diferentes espesores y coeficiente de absorción $\alpha = 0.71 \text{ cm}^{-1}$, se muestran en la figura 4.16.

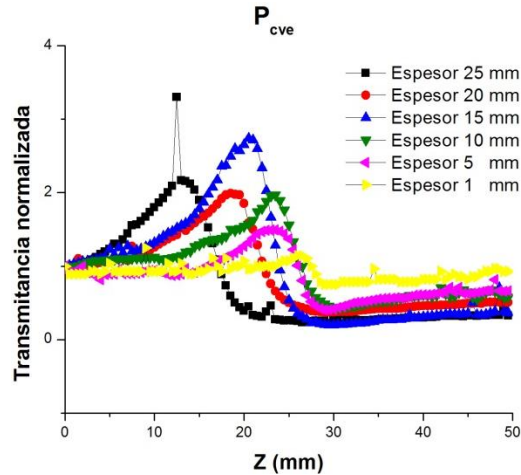


Figura 4.16. Curvas experimentales de P_{cve} utilizando un láser con $\lambda = 514 \text{ nm}$.

Ahora se muestran valores de ΔT_{p-v} y ΔZ en función del espesor L de las muestras de P_c utilizando un láser con $\lambda = 514 \text{ nm}$

Cuando se hizo incidir luz láser con potencia de 10 mW y $\lambda = 514 \text{ nm}$ a las muestras de P_c (P_{cam} , P_{caz} , P_{cmo} , P_{cro} y P_{cve}) éstas exhibieron respuesta no lineal. En la tabla 4.6 se muestran las magnitudes de ΔT_{p-v} y ΔZ para cada una de estas muestras en función de su espesor L .

| L (mm) | P_{cam} | | P_{caz} | | P_{cmo} | | P_{cro} | | P_{cve} | |
|--------|----------------------------|--------------------|----------------------------|--------------------|----------------------------|--------------------|----------------------------|--------------------|----------------------------|--------------------|
| | ΔT_{p-v} (u.a.) | ΔZ (mm) | ΔT_{p-v} (u.a.) | ΔZ (mm) | ΔT_{p-v} (u.a.) | ΔZ (mm) | ΔT_{p-v} (u.a.) | ΔZ (mm) | ΔT_{p-v} (u.a.) | ΔZ (mm) |
| 1 | 0.35 | 4 | 0.69 | 5 | 0.63 | 4 | 0.47 | 4 | 0.39 | 3 |
| 5 | 0.86 | 4.5 | 1.61 | 5.5 | 1.52 | 5.5 | 1.84 | 5.5 | 1.08 | 5.5 |
| 10 | 1.22 | 8 | 1.81 | 6 | 1.57 | 8 | 1.03 | 6 | 1.53 | 7 |
| 15 | 1.44 | 9.5 | 2.03 | 9.5 | 1.02 | 9.5 | 0.92 | 10 | 2.54 | 9.5 |
| 20 | 1.09 | 11 | 2.00 | 11 | 1.13 | 10.5 | 1.06 | 12 | 1.62 | 10.5 |
| 25 | 1.04 | 13 | 2.15 | 14 | 0.97 | 12 | 0.89 | 11.5 | 1.93 | 13.5 |

Tabla 4.6. ΔT_{p-v} y ΔZ en función del espesor L de las muestras de P_c utilizando $\lambda = 514 \text{ nm}$.

En la figura 4.17 a) se muestran gráficas de ΔT_{p-v} en función del espesor L de las muestras de P_c . En esta figura se observa que ΔT_{p-v} tiene una amplitud mínima para las muestras de 1 mm. ΔT_{p-v} crece al aumentar el espesor de las muestras, hasta alcanzar un máximo valor en amplitud, y finalmente cuando ΔT_{p-v} alcanza su máxima amplitud esta tiende a decrecer.

De manera particular, para las muestras de P_{caz} ΔT_{p-v} alcanza su máxima amplitud en la muestra de espesor de 25 mm, es decir que ΔT_{p-v} no disminuye. Para las muestras de P_{cam} ΔT_{p-v} alcanza su máxima amplitud en la muestra de 15 mm, para las muestras de P_{cmo} ΔT_{p-v} alcanza su máxima amplitud en la muestra de espesor de 10 mm, para las muestras de P_{cro} ΔT_{p-v} alcanza su máxima

amplitud en la muestra de espesor de 5 mm y para P_{cve} ΔT_{p-v} alcanza su maxima amplitud en la muestra de espesor de 15 mm.

La figura 4.17 b) muestra gráficas de ΔZ en función del espesor L de las muestras de P_c . En esta figura se observa que ΔZ es minima para las muestras de 1 mm, posteriormente ΔZ crece en función del espesor de las muestras donde alcanza su maximo valor para las muestras de 25 mm de P_{cam} , P_{caz} , P_{cmo} y P_{cve} . Y para la muestra de P_{cro} ΔZ alcanza su maximo valor en la muestra de 20 mm de espesor y despues decrece.

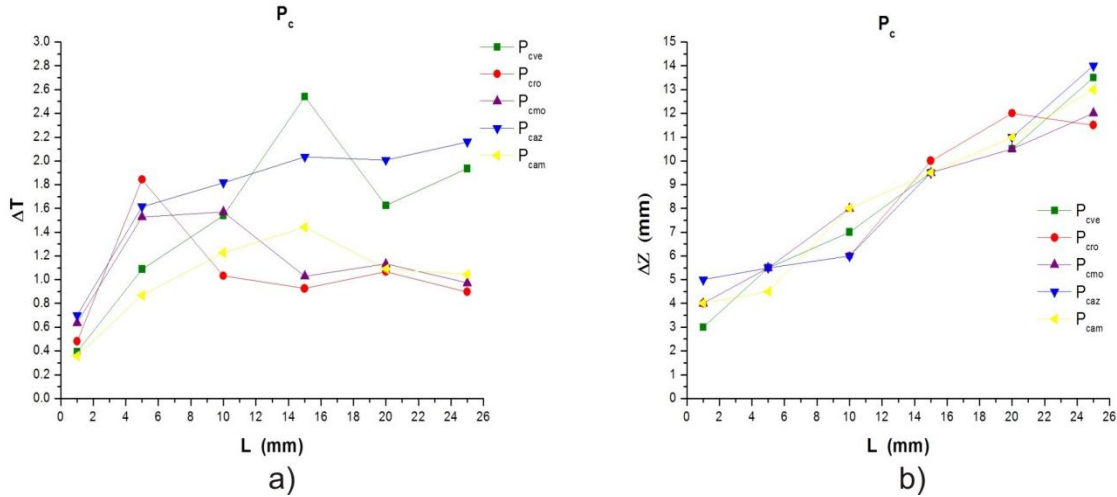


Figura 4.17. a) Gráfica de ΔT_{p-v} y b) gráfica ΔZ en función del espesor de las muestras de P_c , utilizando un láser con $\lambda = 514 \text{ nm}$.

4.4.4 Resultados experimentales de A_c utilizando un láser con $\lambda = 633 \text{ nm}$

La figura 4.18 muestra curvas experimentales de barrido en z para A_{caz} con diferentes espesores y coeficiente de absorción $\alpha = 0.75 \text{ cm}^{-1}$.

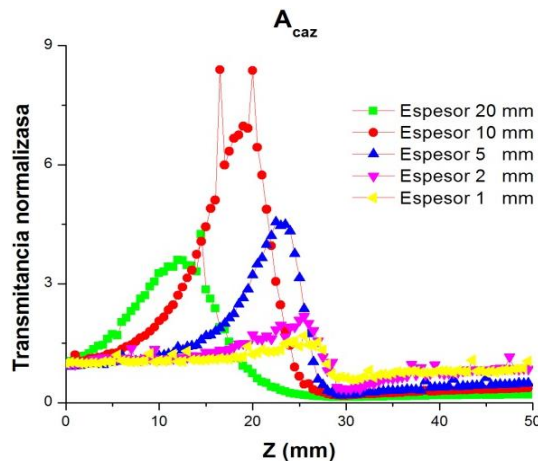


Figura 4.18. Curvas experimentales de A_{caz} utilizando un láser con $\lambda = 633 \text{ nm}$.

Las curvas experimentales de barrido en z para las muestras de A_{cmo} de diferentes espesores y coeficiente de absorción $\alpha = 0.47 \text{ cm}^{-1}$, se muestran en la figura 4.19.

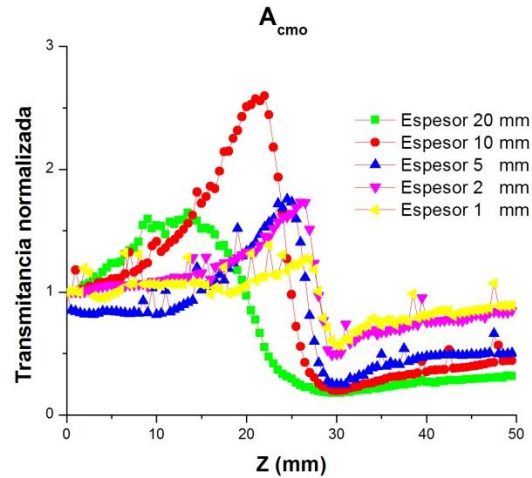


Figura 4.19. Curvas experimentales de A_{cmo} utilizando un láser con $\lambda = 633 \text{ nm}$.

En la figura 4.20 se muestran curvas experimentales de barrido en z para las muestras A_{cve} de diferentes espesores y coeficiente de absorción $\alpha = 0.75 \text{ cm}^{-1}$.

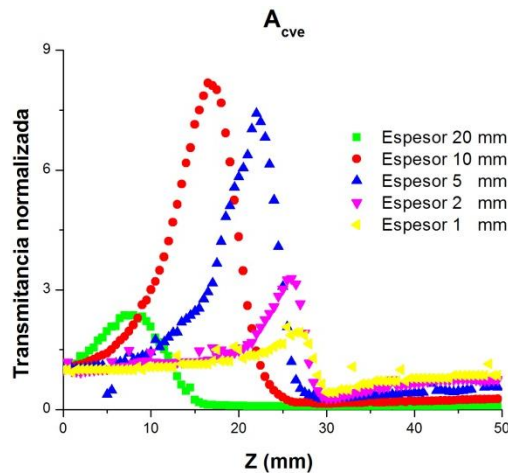


Figura 4.20. Curvas experimentales de A_{cve} utilizando un láser con $\lambda = 633 \text{ nm}$.

A continuación se muestran valores de ΔT_{p-v} y ΔZ en función de L para las muestras de A_c utilizando un láser con $\lambda = 633 \text{ nm}$

En la tabla 4.7 se muestran valores para ΔT_{p-v} y ΔZ para las muestras de A_{caz} , A_{cmo} , y A_{cve} en función de su espesor L, las cuales exhibieron respuesta no lineal cuando se les hizo incidir luz láser con potencia de 10 mW y $\lambda = 633 \text{ nm}$.

| L (mm) | A_{caz} | | A_{cmo} | | A_{cve} | |
|--------|----------------------------|--------------------|----------------------------|--------------------|----------------------------|--------------------|
| | ΔT_{p-v} (u.a.) | ΔZ (mm) | ΔT_{p-v} (u.a.) | ΔZ (mm) | ΔT_{p-v} (u.a.) | ΔZ (mm) |
| 1 | 1.10 | 3.5 | 0.70 | 3.5 | 1.5 | 3.5 |
| 2 | 1.82 | 5 | 1.24 | 4 | 2.99 | 4 |
| 5 | 4.36 | 7 | 1.50 | 6 | 7.15 | 8 |
| 10 | 6.79 | 10.5 | 2.36 | 8.5 | 7.97 | 12.5 |
| 20 | 3.46 | 18 | 1.41 | 17 | 2.24 | 11 |

Tabla 4.7. ΔT_{p-v} y ΔZ en función del espesor L de las muestras de A_c utilizando $\lambda = 633$ nm.

La figura 4.21 a) muestra gráficas de ΔT_{p-v} en función del espesor L de las muestras de A_c . En esta figura se observa que la amplitud de ΔT_{p-v} es mínima para las muestras de espesor de 1 mm, después ΔT_{p-v} crece en función del grosor de las muestras hasta alcanzar su máxima amplitud en las muestras de espesor de 10 mm. Finalmente ΔT_{p-v} decrece para las muestras de espesor más gruesas, es decir para las muestras de espesor de 20 mm.

En la figura 4.21 b) se muestran gráficas de ΔZ en función del espesor L de las muestras A_c . Como se observa en esta figura, ΔZ es mínima en las muestras de espesor de 1mm, posteriormente ΔZ crece en función del espesor de las muestras alcanzando su máximo valor en las muestras de espesor de 20 mm para las muestras de A_{caz} y A_{cmo} . En las muestras de A_{cve} ΔZ alcanza su máximo valor en la muestra de espesor de 10 mm y decrece para la muestras de espesor de 20 mm.

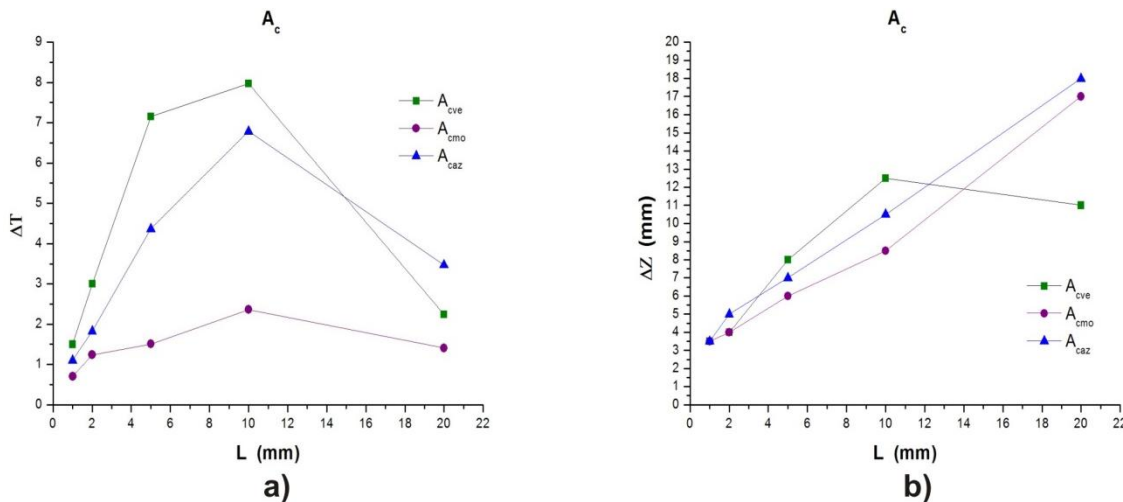


Figura 4.21. a) Gráfica de ΔT_{p-v} y b) gráfica de ΔZ en función del espesor L de las muestras de A_c , utilizando un láser con $\lambda = 633$ nm.

4.4.5 Resultados experimentales de A_c utilizando un láser con $\lambda = 514$ nm

En la figura 4.22 se muestran resultados experimentales de curvas de barrido en z para A_{cam} de diferentes espesores y coeficiente de absorción $\alpha = 0.06$ cm⁻¹.

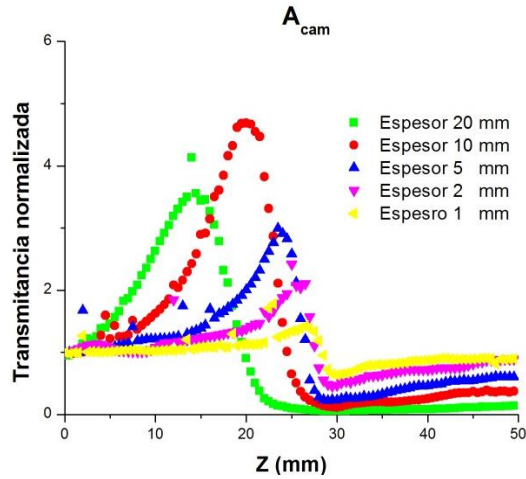


Figura 4.22. Curvas experimentales de A_{cam} utilizando un láser con $\lambda = 514 \text{ nm}$.

La figura 4. 23 muestra curvas experimentales de barrido en z de A_{caz} de diferentes espesores y coeficiente de absorción $\alpha = 0.75 \text{ cm}^{-1}$

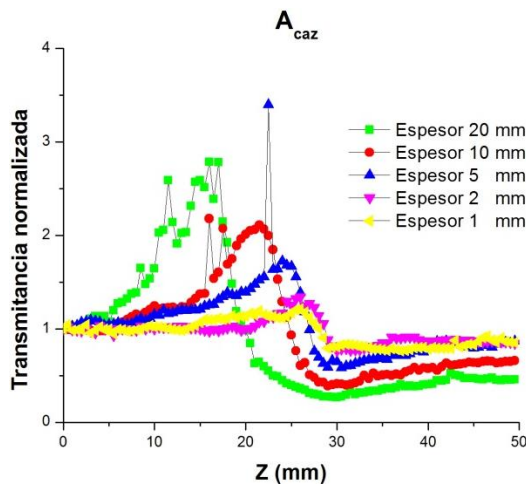


Figura 4.23. Curvas experimentales de A_{caz} utilizando un láser con $\lambda = 514 \text{ nm}$.

Las curvas experimentales de barrido en z para A_{cmo} de diferentes espesores y coeficiente de absorción $\alpha = 0.47 \text{ cm}^{-1}$, se muestran en la figura 4.24.

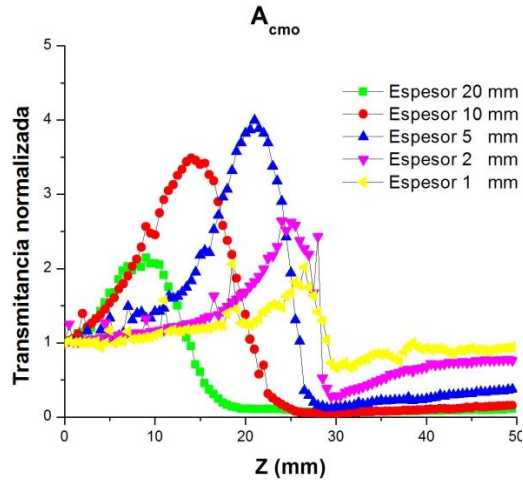


Figura 4.24. Curvas experimentales de A_{cmo} utilizando un láser con $\lambda = 514 \text{ nm}$.

Para las muestras A_{cro} de diferentes espesores y coeficiente de absorción $\alpha = 0.07 \text{ cm}^{-1}$ se muestran sus curvas de barrido en z en la figura 4.25.

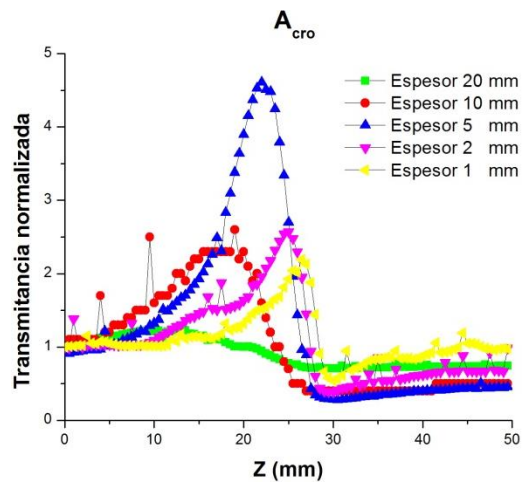


Figura 4.25. Curvas experimentales de A_{cro} utilizando un láser con $\lambda = 514 \text{ nm}$.

En la figura 4.26 se muestran curvas experimentales de barrido en z para A_{cve} de diferentes espesores y coeficiente de absorción $\alpha = 0.75 \text{ cm}^{-1}$.

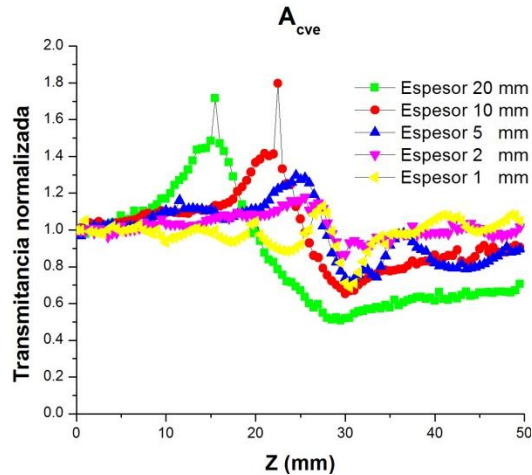


Figura 4.26. Curvas experimentales de A_{cve} utilizando un láser con $\lambda = 514 \text{ nm}$.

A continuación se muestran los valores de ΔT_{p-v} y ΔZ en función de L para las muestras de A_c utilizando un láser con $\lambda = 514 \text{ nm}$

Las muestras de A_{cam} , A_{caz} , A_{cmo} , A_{cro} y A_{cve} , exhibieron respuesta no lineal cuando se les hizo incidir luz láser con potencia de 10 mW y $\lambda = 514 \text{ nm}$. En la tabla 4.8 se muestran valores de ΔT_{p-v} y ΔZ en función del espesor L de las muestras de A_c .

| L (mm) | A_{cam} | | A_{caz} | | A_{cmo} | | A_{cro} | | A_{cve} | |
|--------|-------------------------|-----------------|-------------------------|-----------------|-------------------------|-----------------|-------------------------|-----------------|-------------------------|-----------------|
| | ΔT_{p-v} (u.a.) | ΔZ (mm) | ΔT_{p-v} (u.a.) | ΔZ (mm) | ΔT_{p-v} (u.a.) | ΔZ (mm) | ΔT_{p-v} (u.a.) | ΔZ (mm) | ΔT_{p-v} (u.a.) | ΔZ (mm) |
| 1 | 0.78 | 3.5 | 0.40 | 3.5 | 1.35 | 3.5 | 1.65 | 3.5 | 0.44 | 3 |
| 2 | 1.58 | 3.5 | 0.57 | 4 | 2.35 | 4.5 | 2.18 | 5 | 0.31 | 4 |
| 5 | 2.68 | 5 | 1.13 | 6.5 | 3.87 | 8.5 | 4.33 | 8.5 | 0.58 | 6 |
| 10 | 4.57 | 10 | 1.72 | 7.5 | 3.44 | 15 | 1.9 | 11.5 | 0.76 | 9 |
| 20 | 3.51 | 15.5 | 2.32 | 15 | 2.00 | 17.5 | 0.52 | 20 | 0.97 | 14.5 |

Tabla 4.8. ΔT y ΔZ en función del espesor L de las muestras de A_c utilizando $\lambda = 514 \text{ nm}$.

En la figura 4.27 a) se muestran gráficas de ΔT_{p-v} en función del espesor de las muestras de A_c . En esta figura se observa que las gráficas de las muestras de A_{cam} , A_{cmo} y A_{cro} tienen un comportamiento similar a las gráficas de la figura 3.25a), es decir cuando estas muestras se midieron con potencia de 10 mW y $\lambda = 633 \text{ nm}$. Para las gráficas de las muestras de A_{caz} y A_{cve} , ΔT_{p-v} alcanza su máxima amplitud en las muestras de espesor de 20 mm, es decir ΔT_{p-v} no decrece para las muestras más gruesas.

La figura 4.27 b) muestra gráficas de ΔZ en función del espesor de las muestras de A_c . Como se observa en esta figura ΔZ tiene su mínimo valor para las muestras de 1 mm y aumenta en función del espesor de las muestras, alcanzando su máximo valor para las muestras de espesor de 20 mm.

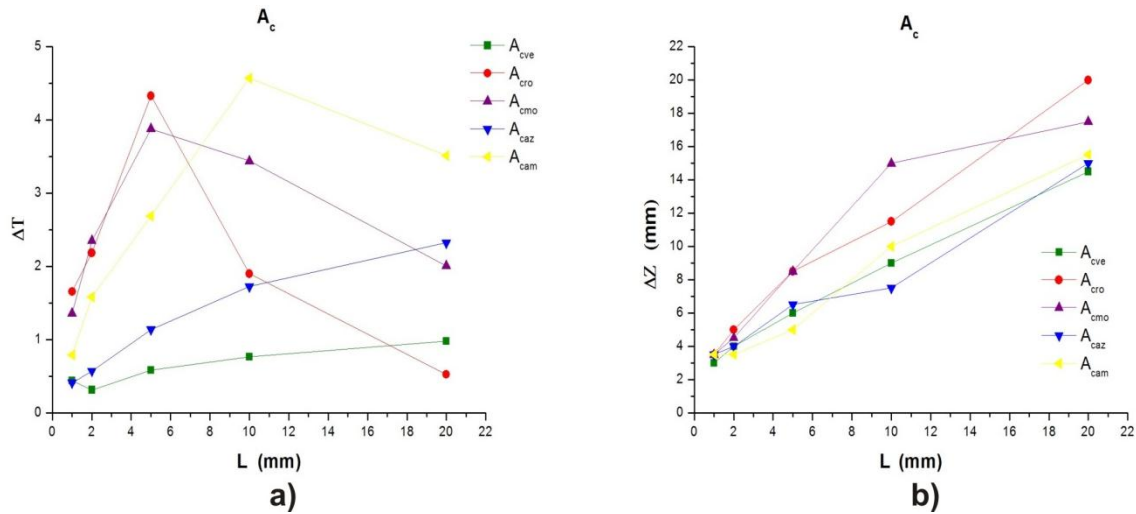


Figura 4.27. a) Gráfica de ΔT_{p-v} y b) gráfica de ΔZ en función del espesor L de las muestras de A_c , utilizando un láser con $\lambda = 514$ nm.

El cambio de ΔT_{p-v} nos indica que la amplitud de los picos está cambiando en función del grosor de las muestras. Y el cambio de ΔZ nos indica que hay un cambio en la separación de pico-vals en función del grosor de las muestras, es decir, que la posición de los picos se desplaza hacia la izquierda, esto nos indica que la posición de los valles se mantiene aproximadamente igual, dicho comportamiento se observa en las figuras donde se muestran las curvas de barrido en z .

De manera general, para las curvas de barrido en z de las muestras que exhibieron no linealidad con una potencia de 10 mW y longitud de onda $\lambda = 633$ nm y $\lambda = 514$ nm, muestran que la posición de los picos se desplaza hacia la izquierda en función del grosor de las muestras y los valles se mantienen aproximadamente a la misma posición.

Otro aspecto importante de estas curvas es que la amplitud de los picos de las curvas para las muestras más gruesas disminuye su amplitud, sin embargo para las curvas de las muestras de A_{caz} y A_{cve} la amplitud de picos no disminuye utilizando $\lambda = 514$ nm y de igual manera para las curvas de las muestras de color azul la amplitud de los picos no disminuye utilizando $\lambda = 633$ nm.

Capítulo 5

Ajuste del modelo numérico a resultados experimentales

5.1 Introducción

Los resultados obtenidos con el modelo de longitud focal fotoinducida extendido a medios gruesos predice que para $m = 2$ la amplitud de los picos crece en función del grosor de las muestras y un comportamiento similar se observa para el valle, y que para valores de $m = 3, 4, 5$ la amplitud de los picos crece en función del grosor de las muestras y llega a un valor donde sí el espesor de la muestra sigue creciendo la amplitud de los picos se va a mantener aproximadamente constante. Este mismo comportamiento es reportado con otros modelos en los cuales se menciona que la amplitud de los picos y valles crecen en función del grosor de las muestras [7, 9, 10].

En el capítulo anterior se mostraron curvas experimentales de la técnica de barrido en z de muestras de P_c y A_c con diferentes espesores y coeficientes de absorción. En este capítulo se muestra un ajuste de curvas experimentales de muestras de A_{cro} con el modelo numérico sin considerar la potencia absorbida en el modelo. Esto se hace con fin de demostrar que es importante considerar la potencia absorbida en el modelo para poder ajustar el modelo numérico a los resultados experimentales. También en este capítulo se muestran los ajustes de las curvas experimentales de muestras de A_c de diferentes espesores con el modelo numérico extendido a medios gruesos considerando la potencia absorbida en el modelo.

5.2 Ajuste de curvas experimentales de barrido en z con el modelo de longitud focal fotoinducida extendido a medio gruesos, sin considerar la potencia absorbida en el modelo

En general, los principales resultados de este modelo se muestran en una gráfica que muestra la diferencia de transmitancia entre el pico-valle, ΔT_{p-v} , como una función del grosor de las muestras para diferentes valores de m ($m = 2$ y $a = 1 \times 10^8$, $m = 3$ y $a = 4.2 \times 10^{10}$, $m = 4$ y $a = 2.6^{13}$ y $m = 5$ y $a = 1.9 \times 10^{16}$) e índice de refracción $n = 1.63$, figura 5.1.

Como se observa en la figura 5.1 a), la amplitud ΔT_{p-v} crece en función del grosor de las muestras. Para valores de m igual a 3, 4 y 5, ΔT_{p-v} alcanza una amplitud máxima más rápido que para $m = 2$, donde ΔT_{p-v} después de alcanzar esta amplitud máxima se mantiene constante. En la figura 5.1 b) se muestran curvas de ΔZ en función del espesor de las muestras, como se observa en esta figura la separación del pico y valle crece como aumenta el espesor de las muestras.

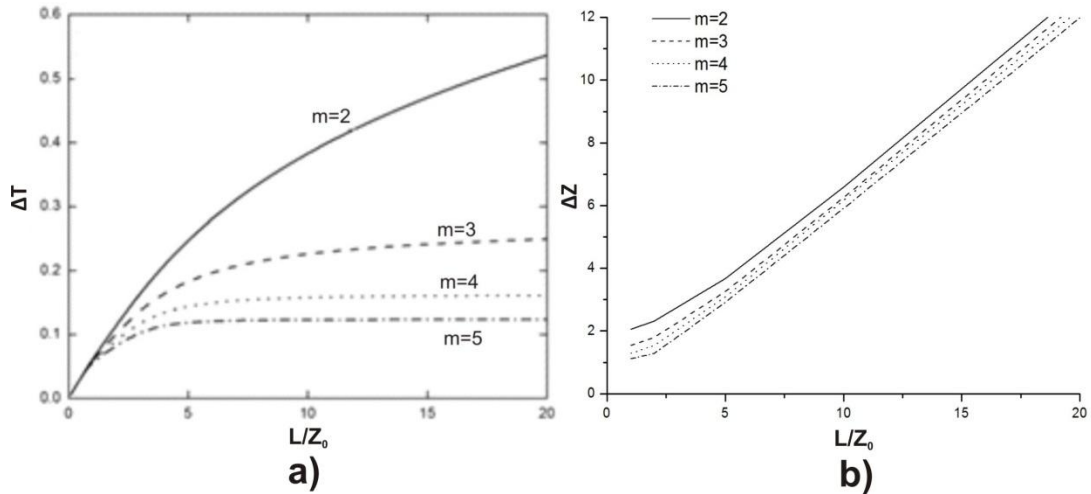


Figura 5.1. Curvas numéricas de ΔT y ΔZ para diferentes valores de m y diferentes espesores del medio obtenidas con el modelo de longitud focal extendido a medios gruesos.

En la figura 5.2 se muestra un ajuste de curvas experimentales de muestras A_{cro} con el modelo de longitud focal fotoinducida extendido a medios gruesos, donde no se considera la potencia absorbida en el modelo. Como se observa en esta figura la amplitud ΔT_{p-v} de las curvas experimentales crece en función del espesor de las muestras, y para las curvas de las muestras de espesor de 10 mm y 20 mm ΔT_{p-v} disminuye. Sin embargo, esto no se observa con el modelo, la amplitud ΔT_{p-v} de las curvas numéricas crece en función del espesor de las muestras. Por lo tanto ΔT_{p-v} de las curvas experimentales y numéricas cambian en magnitud cuando aumenta el grosor de las muestras.

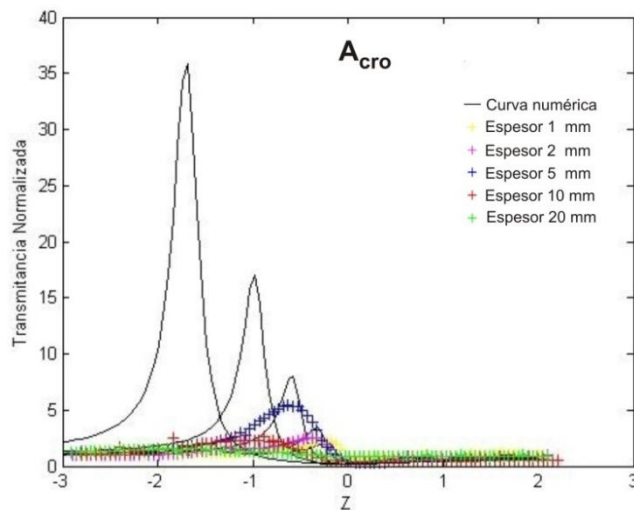


Figura 5.2. Ajuste de curvas experimentales con el modelo sin considerar la potencia absorbida en el modelo, con $m = 2.5$, $a = -0.1 \times 10^9$, $w_0 = 15 \mu m$, $\lambda = 514 nm$ y $n = 1.360$.

La figura 5.3 muestra ajustes de curvas experimentales de muestras de A_{cro} con el modelo de longitud focal fotoinducida extendido a medios gruesos, donde se considera la potencia absorbida en el modelo. Como se observa en esta figura las curvas experimentales y numericas siguen un mismo comportamiento, es decir, ΔT_{p-v} crece en función del grosor de las muestras y decrece para para las curvas que pertenecen a las muestras más gruesas (10 mm y 20 mm). Este comportamiento no se observa en el modelo cuando no se considera la potencia absorbida en éste.

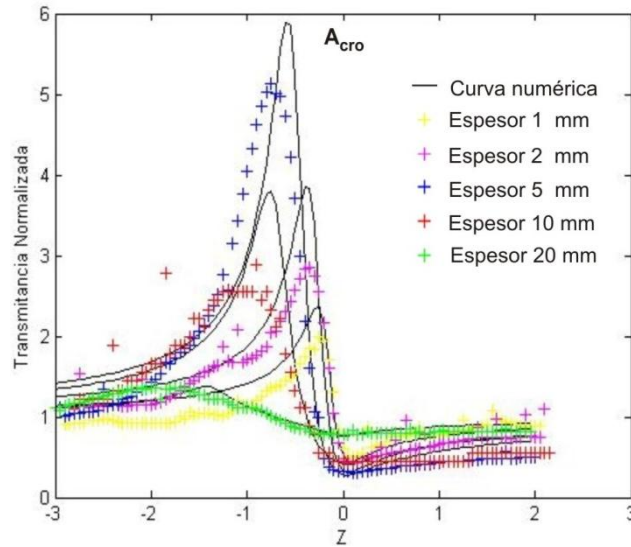


Figura 5.3. Ajuste de curvas experimentales con el modelo considerando la potencia absorbida, con $m = 1.85$, $a = -0.4 \times 10^9$, $w_0 = 15 \mu\text{m}$, $\lambda = 514 \text{nm}$ y $n = 1.360$.

5.3 Ajustes de curvas experimentales de A_c con el modelo numérico

A continuación se presenta ajustes de curvas experimentales que se obtuvieron del alcohol con colorantes con el modelo numérico considerando la potencia absorbida. Las gráficas de líneas continuas en color negro son de curvas numéricas y las gráficas de líneas discontinuas de diferentes colores son de curvas experimentales.

5.3.1 Ajustes de curvas experimentales de A_c con el modelo numérico utilizando una longitud de onda de $\lambda = 633 \text{ nm}$

A continuación se muestran las comparaciones de curvas numéricas y experimentales de barrido en z para una longitud de onda de $\lambda = 633 \text{ nm}$. Para esta longitud de onda se muestran comparaciones para las muestras de A_{caz} , A_{cno} y A_{cve} .

En la figura 5.4 se muestran curvas numéricas y experimentales de barrido en z para muestras de diferente espesor de A_{caz} . Al comparar las curvas numéricas y experimentales de las muestras de

espesor de 1 mm, 2 mm y 5 mm, se observa que tienen un comportamiento aproximadamente igual, es decir, picos, valles, pendientes y extremos de las curvas son similares. Para las curvas experimentales de las muestras de espesor de 10 mm y 20 mm la amplitud de los picos experimentales son menores a las amplitudes de los picos de las curvas numéricas, pero siguen un comportamiento aproximadamente igual en las pendientes y en los extremos de los valles.

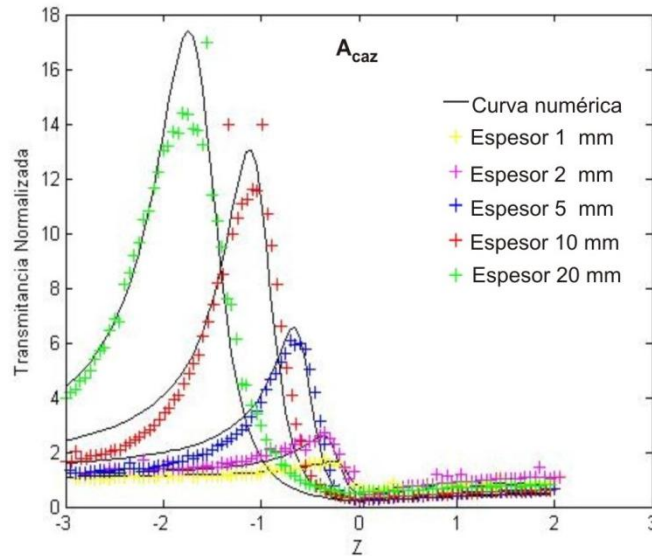


Figura 5.4. Ajustes de curvas experimentales de muestras de A_{caz} con el modelo numérico utilizando una longitud de onda $\lambda = 633 \text{ nm}$.

La figura 5.5 muestra curvas numéricas y experimentales de barrido en z para muestras de diferente espesor de A_{cmo} . Para las curvas numéricas y experimentales de las muestras de espesor de 1 mm y 2 mm se observa que tienen un comportamiento aproximadamente igual, es decir que siguen el mismo comportamiento en los picos, valles, pendientes y en los extremos de los valles. La amplitud de los picos para las curvas experimentales de las muestras de espesor de 10 mm y 20 mm es menor a la amplitud de los picos de las curvas numéricas, las curvas numérica y experimental de las muestras de espesor de 10 mm siguen el mismo comportamiento en las pendientes y en los extremos de los valles, observando que el pico para la curva de la muestra de espesor de 20 mm es más ancho que el pico de la curva numérica.

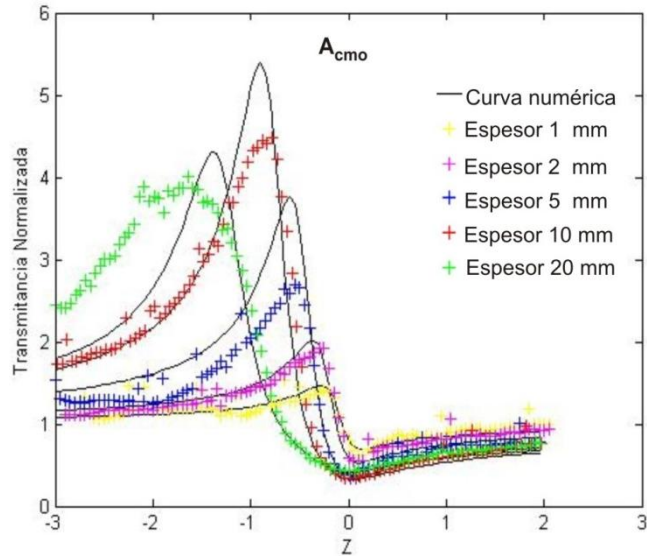


Figura 5.5. Ajustes de curvas experimentales de muestras de A_{cmo} con el modelo numérico utilizando una longitud de onda $\lambda = 633$ nm.

Un comportamiento similar al de la figura 5.5 se observa en la figura 5.6, en esta figura se muestran curvas de barrido en z para muestras de diferente espesor de A_{cve} . También se observa que las curvas numéricas y experimentales para las muestras de todos los espesores tienen comportamiento aproximadamente igual en la amplitud de picos, valles y en los extremos de los valles. Aunque para las curvas de las muestras de espesor de 5 mm y 10 mm hay diferencias en los extremos de los picos.

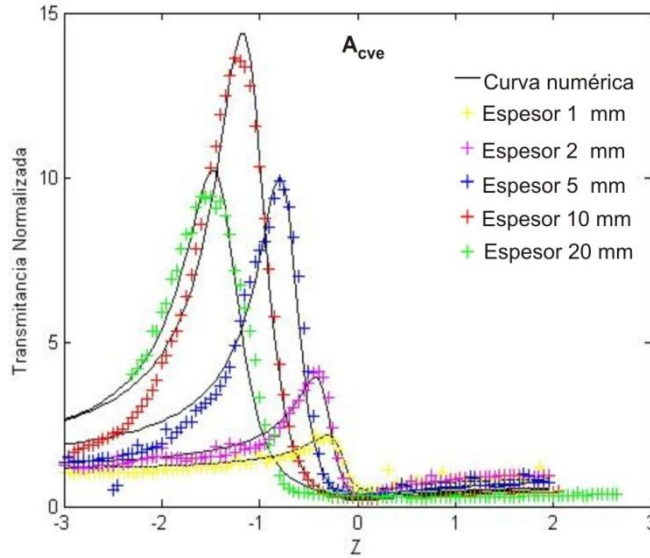


Figura 5.6. Ajustes de curvas experimentales de muestras de A_{cve} con el modelo numérico utilizando una longitud de onda $\lambda = 633 \text{ nm}$.

En la tabla 5.1 se muestran los parámetros que se utilizaron en los resultados experimentales y numéricos para poder hacer un ajuste entre éstos.

| Muestras | Resultados | w_0 μm | α cm^{-1} | M adimensional | a adimensional |
|----------|----------------|------------------------|------------------------------|-------------------|---------------------|
| Azul | Experimentales | 20 | 0.75 | | |
| | Numéricos | 16 | 4×10^{-1} | 1.9 | -0.80×10^3 |
| Morada | Experimentales | 20 | 0.47 | | |
| | Numéricos | 16 | 7×10^{-1} | 2 | -3.50×10^4 |
| Verde | Experimentales | 20 | 0.75 | | |
| | Numéricos | 16 | 8×10^{-1} | 1.5 | -3.25×10^3 |

Tabla 5.1. Parámetros de resultados experimentales y numéricos para longitud de onda de 633 nm.

5.3.2 Ajustes de curvas experimentales de A_c con el modelo numérico utilizando una longitud de onda de $\lambda = 514 \text{ nm}$.

A continuación se muestra la comparación de curvas numéricas y experimentales de barrido en z para una longitud de onda de $\lambda = 514 \text{ nm}$. Para esta longitud de onda sólo se muestran comparaciones para las muestras de A_{cam} , A_{caz} , A_{cmo} , A_{cro} y A_{cve} .

La figura 5.7 muestra curvas numéricas y experimentales de barrido en z para muestras de diferente espesor de A_{cam} . Las curvas numéricas y experimentales para las muestras de espesor de 1 mm y 2 mm tienen un comportamiento aproximadamente igual en la amplitud de picos, valles y en los extremos de los picos y valles.

Para las curvas experimentales de las muestras de espesor de 5 mm, 10 mm y 20 mm las amplitudes de los picos de curvas experimentales son menores a las amplitudes de los picos de las curvas numéricas, se observa que para estas curvas solo tienden a coincidir en los valles y en los extremos de los valles. Los picos de las curvas numéricas para estas muestras se corren hacia la izquierda con respecto a los picos de las muestras experimentales.

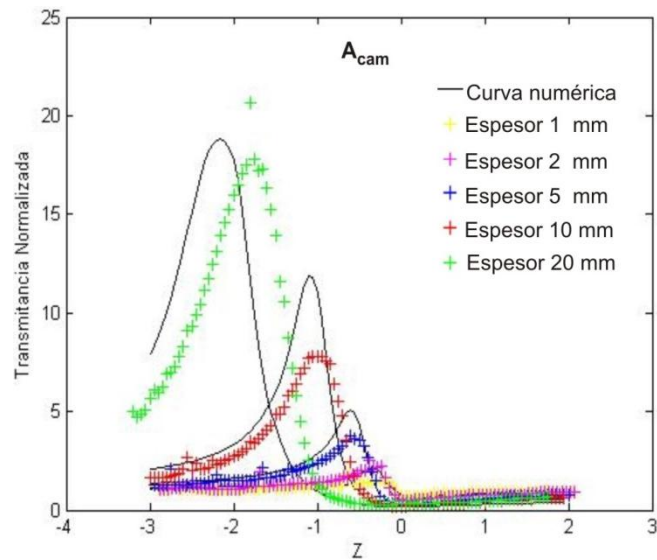


Figura 5.7. Ajustes de curvas experimentales de muestras de A_{cam} con el modelo numérico utilizando una longitud de onda $\lambda = 514$ nm.

En la figura 5.8 se muestran curvas de barrido en z para muestras de diferentes espesores de A_{caz} . Estas curvas numéricas y experimentales muestran un comportamiento similar en las amplitudes de los picos, valles y en los extremos de los picos y los valles. Para la curva experimental de espesor de 20 mm el pico presenta fluctuaciones, pero aun así se observa que esta curva y la curva numérica tienen el mismo comportamiento.

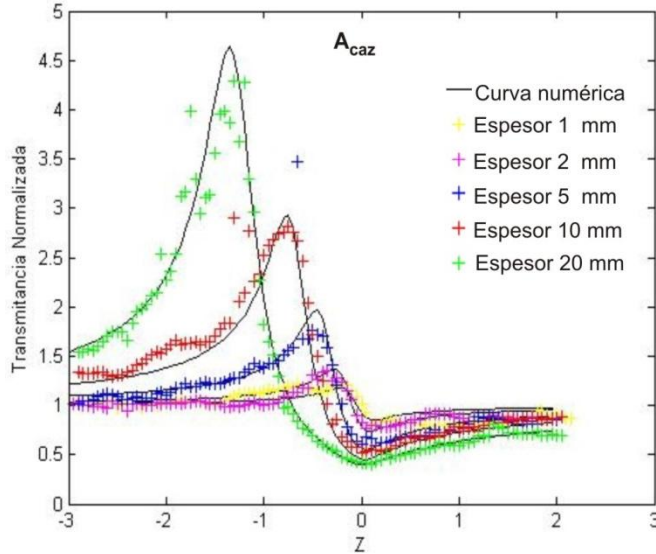


Figura 5.8. Ajustes de curvas experimentales de muestras A_{caz} con el modelo numérico utilizando una longitud de onda $\lambda = 514$ nm.

Las curvas numéricas y experimentales de barrido en z para muestras de diferentes espesores de A_{cmo} se muestran en la figura 5.9. Estas curvas para las muestras de espesor 1 mm, 2 mm y 20 mm siguen aproximadamente el mismo comportamiento en los picos, valles, y en los extremos de los picos y valles. Las amplitudes de los picos de las curvas experimentales para las muestras de espesor de 5 mm y 10 mm son menores a las amplitudes de los picos de curvas numéricas. Y también se observa que hay diferencias en las pendientes y en los extremos de los picos. Para la curva de las muestras de espesor de 20 mm sólo hay diferencias en los extremos de los picos.

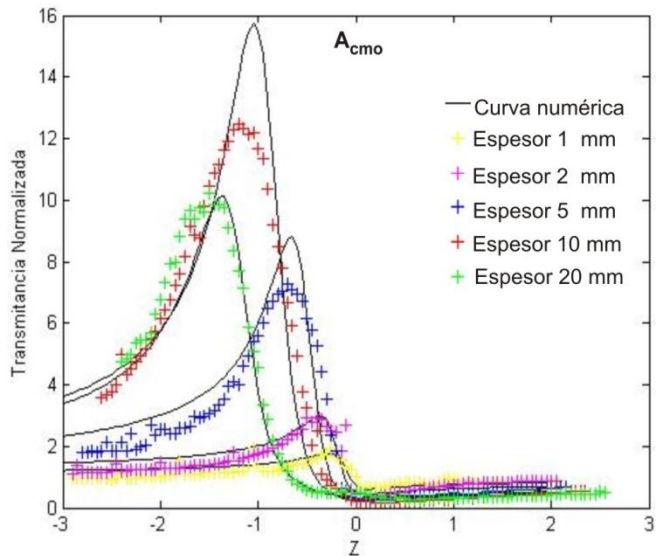


Figura 5.9. Ajustes de curvas experimentales de muestras de A_{cmo} con el modelo numérico utilizando una longitud de onda $\lambda = 514$ nm.

Las curvas numéricas y experimentales de barrido en z para muestras de diferentes espesores de A_{cro} se muestran en la figura 5.10. En este caso las curvas numéricas y experimentales para la muestra de espesor de 20 mm tienen el mismo comportamiento en la amplitud del pico, el valle y en los extremos del pico y valle. Para las curvas experimentales de las muestras de espesor de 1 mm, 2 mm y 5 mm la amplitud de los picos de las curvas experimentales es menor a la amplitud de los picos de las curvas numéricas, coincidiendo en la pendiente entre los picos y valles, observando diferencias en los extremos de los valles. Las curvas numéricas y experimentales para la muestra de espesor de 10 mm hay diferencia en la amplitud del pico, el pico de la curva experimental es menor al de la curva numérica y también el ancho del pico de la curva experimental es mayor al de la curva numérica.

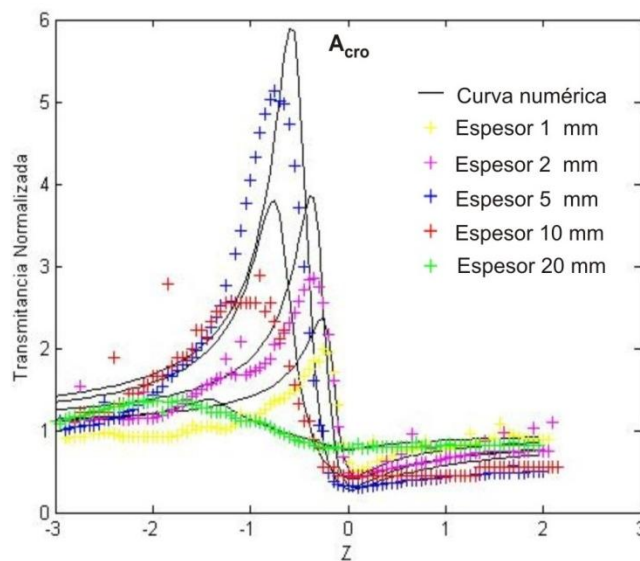


Figura 5.10. Ajustes de curvas experimentales de muestras de A_{cro} con el modelo numérico utilizando una longitud de onda $\lambda = 514$ nm.

La figura 5.11 muestra curvas numéricas y experimentales de barrido en z para muestras de diferentes espesores de A_{cve} . Las curvas numéricas y experimentales tienden a presentar un comportamiento aproximadamente igual en los picos, valles y en los puntos alejados del pico y del valle, excepto para las curvas de las muestras de espesor de 1 mm, 5 mm y 20 mm que presentan algunas diferencias en los extremos de los valles porque en esta parte las curvas experimentales presentan fluctuaciones.

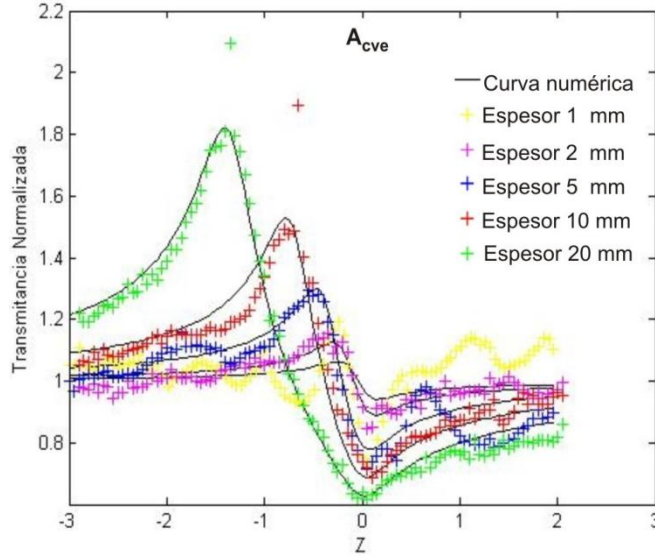


Figura 5.11. Ajustes de curvas experimentales de muestras de A_{cve} con el modelo numérico utilizando una longitud de onda $\lambda = 514 \text{ nm}$.

En la tabla 5.2 se muestran los parámetros que se utilizaron en los resultados experimentales y numéricos para poder hacer un ajuste entre éstos.

| Muestras | Resultados | w_0 μm | α cm^{-1} | M adimensional | a adimensional |
|-----------|----------------|------------------------|------------------------------|-------------------|---------------------|
| Amarillas | Experimentales | 21 | | | |
| | Numéricos | 16 | 0.1×10^{-1} | 1.9 | -0.80×10^3 |
| Azules | Experimentales | 21 | | | |
| | Numéricos | 16 | 1×10^{-1} | 2 | -3.50×10^4 |
| Moradas | Experimentales | 21 | | | |
| | Numéricos | 16 | 8×10^{-1} | 1.5 | -3.25×10^3 |
| Rojas | Experimentales | 21 | | | |
| | Numéricos | 15 | 18×10^{-1} | 1.85 | -0.40×10^5 |
| Verdes | Experimentales | 21 | | | |
| | Numéricos | 18 | 1×10^{-1} | 2 | -0.95×10^5 |

Tabla 5.2. Parámetros de resultados experimentales y numéricos para longitud de onda de 514 nm

5.4 Curvas de ΔT y ΔZ en función del espesor del medio obtenidas con el modelo de longitud focal fotoinducida extendido a medios gruesos considerando la potencia absorbida por el medio.

En la figura 5.2 se muestra un ajuste de las curvas experimentales con el modelo sin considerar la potencia absorbida por el medio, en esta figura se observa que no siguen el mismo comportamiento las curvas experimentales y las numéricas, es decir, ΔT de las curvas numéricas no disminuye y ΔT de las curvas experimentales tienen un máximo y después decrecen. Debido al comportamiento mostrado en la figura 5.2 se consideró a la potencia absorbida por el medio en el

modelo, en la figura 5.3 se muestra un ajuste de las mismas curvas experimentales de la figura 5.2 con el modelo, pero ahora considerando la potencia absorbida por el medio en el modelo, en esta figura se observa que curvas experimentales y numéricas tienden a tener el mismo comportamiento, es decir, ΔT alcanza un valor máximo y después decrece.

Del comportamiento que se observa en la figura 5.2 y 5.3 se considera que el coeficiente de absorción es muy importante en el modelo numérico para poder ajustar las curvas experimentales de A_c con el modelo, por lo que se hicieron graficas de ΔT y ΔZ en función del espesor de las muestras cuando cambia el coeficiente de absorción.

En la figura 5.12 a) se muestran graficas de ΔT en función del espesor L del medio obtenidas con el modelo de longitud focal extendido a medios gruesos considerando la potencia absorbida por el medio, cada una de estas graficas se obtuvieron manteniendo constante los parámetros λ , w_0 , m y a . El parámetro que cambia es el coeficiente de absorción α ($\alpha = 1 \times 10^{-2}$, 2×10^{-2} , 4×10^{-2} , 8×10^{-2} , 10×10^{-2} , 12×10^{-2} y 16×10^{-2}), como se observa en esta figura, para valores de $\alpha = 1 \times 10^{-2}$, 2×10^{-2} , y 4×10^{-2} ΔT crece en función del espesor de las muestras y para valores de $\alpha = 8 \times 10^{-2}$, 10×10^{-2} , 12×10^{-2} y 16×10^{-2} ΔT alcanza un máximo valor y empieza a decrecer.

En la figura 5.12 b) se muestran curvas de ΔZ en función del espesor L del medio, las curvas se obtuvieron manteniendo constante los parámetros λ , w_0 , m y a . El parámetro que cambia es el coeficiente de absorción α , como se observa en esta figura, ΔZ crece en función del espesor de las muestras y para valores de $\alpha = 8 \times 10^{-2}$, 10×10^{-2} , 12×10^{-2} y 16×10^{-2} ΔZ alcanza su máximo valore y se mantiene constante.

Estos resultados numéricos se obtienen como predicción del modelo de longitud focal fotoinducida considerando la potencia absorbida por el medio cuando va aumentando el coeficiente de absorción de la muestra.

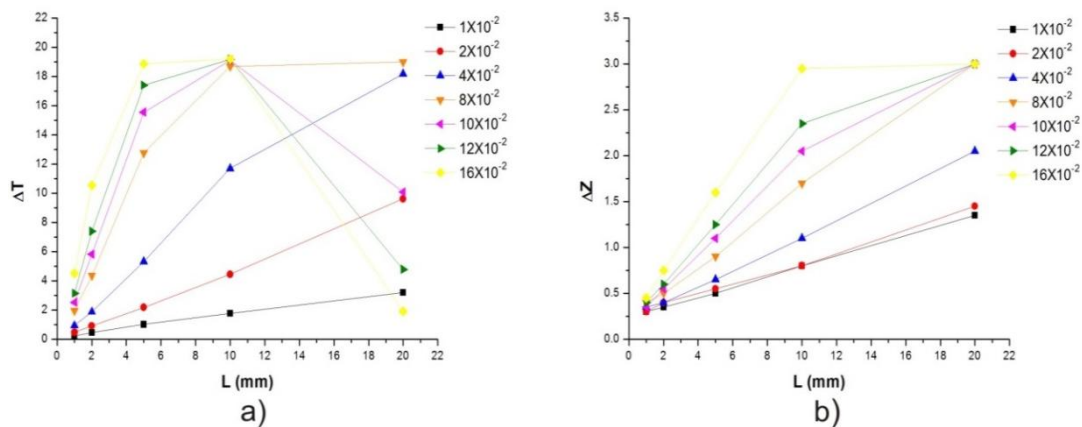


Figura 5.12. Grafica de ΔT y ΔZ en función del espesor de las muestras utilizando los siguientes parámetros $\lambda = 514 \text{ nm}$, $w_0 = 16 \text{ }\mu\text{m}$, $m = 2$ y $a = -5 \times 10^{-2}$.

CONCLUSIONES

La medición de la refracción no lineal hecha al polímero sin aplicarle colorante utilizando la técnica de barrido en z , muestra que este material por sí sólo no exhibe respuesta no lineal. El alcohol isopropílico es un líquido transparente que también no exhibe respuesta no lineal. Por lo tanto, de las muestras preparadas de P_c y A_c , el material que exhibe la respuesta no lineal es el colorante.

Las muestras de P_{cam} , P_{caz} , P_{cmo} , P_{cro} y P_{cve} exhiben respuesta no lineal con potencia de 10 mW y $\lambda = 514$ nm; las muestras de P_{caz} , P_{cmo} y P_{cve} exhiben respuesta no lineal con potencia de 10 mW y $\lambda = 633$ nm. Al igual que los polímeros, las muestras de alcohol para los mismos colorantes, potencia y longitudes de onda exhiben respuesta no lineal. El comportamiento de las curvas experimentales de barrido en z que se obtuvieron de las muestras de P_c y A_c son muy similares, la posición de los picos se desplaza hacia la izquierda y los valles se mantiene aproximadamente a la misma posición cuando aumenta el grosor de las muestras.

Un comportamiento importante de las curvas experimentales es la amplitud ΔT_{p-v} , donde de manera experimental se obtuvo que ΔT_{p-v} crece en función del espesor de las muestras hasta alcanzar un máximo valor y después tiende a disminuir para las muestras más gruesas, es decir para las muestras de 20 mm y 25 mm. En el caso de las muestras de P_{caz} , A_{caz} y A_{cve} medidas utilizando $\lambda = 514$ nm la amplitud ΔT_{p-v} crece en función del espesor de las muestras y no disminuye para las muestras de espesor de 20 mm y 25 mm como es el caso de las otras muestras. Es posible que para observar que ΔT_{p-v} disminuya sería necesario aumentar el grosor de la muestra o cambiar el coeficiente de absorción, que es un resultado que se predice con el modelo numérico considerando la potencia absorbida por el medio cuando aumenta el coeficiente de absorción de la muestra.

La curva que se obtuvo de la muestra de polímero sin colorante al hacerle barrido en z muestra puntos fuera de la curva y también se observa fluctuaciones en ella (figura 4.7). Por lo tanto, los puntos fuera de las curvas y las fluctuaciones que se observan en las curvas de barrido en z obtenidas del P_c pueden ser debido al polímero. Las diferencias entre las curvas de barrido en z obtenidas de las muestras de P_c y A_c , es que los valles de las curvas de barrido en z de las muestras de P_c suben más que los valles de las curvas obtenidas de las muestras de A_c y las curvas de barrido en z de P_c muestran más fluctuaciones que las curvas obtenidas de A_c , por lo tanto, la forma de la curva puede depender del material con el que se mezcla el colorante.

El ajuste de las curvas experimentales de A_{cro} con el modelo numérico sin considerar la potencia absorbida en el modelo muestra una gran diferencia en la amplitud ΔT_{p-v} , es decir, ΔT_{p-v} de las curvas numéricas es mucho más grande que ΔT_{p-v} de las curvas experimentales. Por lo tanto, una de las contribuciones de este trabajo de tesis es haber considerado la potencia absorbida en el modelo numérico de longitud focal fotoinducida extendido a medios gruesos, ya que sin este parámetro no se logra un buen ajuste de las curvas experimentales con el modelo numérico, figura 5.2.

Los ajustes hechos a las curvas experimentales de barrido en z de las muestras de A_c con el modelo numérico considerando la potencia absorbida en el modelo, muestran algunas diferencias en algunos puntos de las curvas, pero de manera general tanto las curvas experimentales y las curvas numéricas tienen el mismo comportamiento, es decir, picos, valles y los extremos de las curvas se comportan de la misma forma. Finalmente se concluye que el signo del índice de refracción del P_c y A_c es negativo.

APÉNDICE

El poliéster ($C_{10}H_8O_4$) es una categoría de elastómeros que contiene el grupo funcional éster en su cadena principal. Los poliésteres que existen en la naturaleza son conocidos desde 1830, pero el término poliéster generalmente se refiere a los poliésteres sintéticos (plásticos), provenientes de fracciones pesadas del petróleo. El poliestireno (PS) es un polímero termoplástico que se obtiene de la polimerización del estireno (monómero), figura 1.

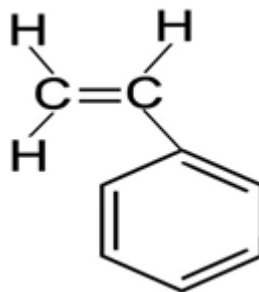


Figura 3. Estireno, molécula formada de carbono y oxígeno.

Los polímeros (del griego: poly: muchos y mero: parte, segmento) son macromoléculas (generalmente orgánicas) formadas por la unión de moléculas más pequeñas llamadas monómeros, es decir se obtiene de unidades repetidas de estireno. La reacción por la cual se sintetiza un polímero a partir de sus monómeros (estireno) se denomina polimerización, lo que da lugar a la formación de un polímero, ver figura 2.

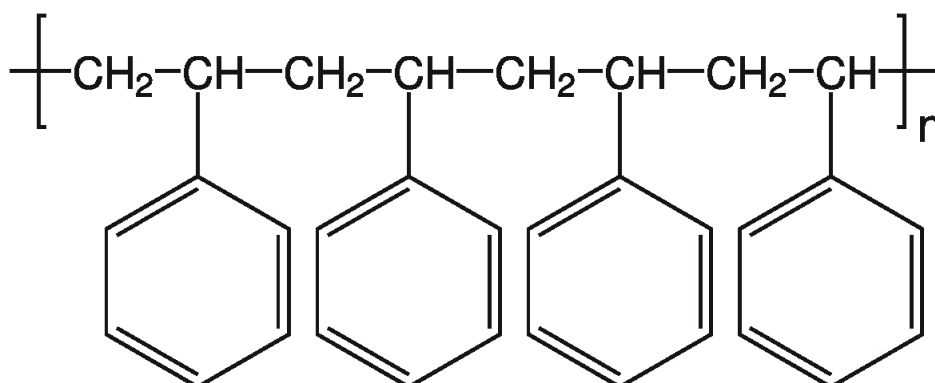


Figura 4. Poliestireno es un polímero formado a partir de la polimerización, es decir a formada a partir de la unidad repetitiva conocida como estireno.

Existen dos tipos de polimerización:

- Polimerización por condensación. En cada unión de dos monómeros se pierde una molécula pequeña, por ejemplo agua. Debido a esto, la masa molecular del polímero no es

necesariamente un múltiplo exacto de la masa molecular del monómero. Los polímeros por condensación se dividen en dos grupos: homopolímeros (polietilenglicol y silicona) y copolímeros (baquelitas y poliamidas).

- Polimerización por adición. Este tipo de polimerización la masa molecular del polímero es un múltiplo exacto de la masa molecular del monómero suelen seguir un mecanismo en tres fases:

Iniciación: $\text{CH}_2=\text{CHC}_1 + \text{catalizador} \rightarrow \bullet\text{CH}_2-\text{CHC}_1\bullet$

Propagación o crecimiento: $2\bullet\text{CH}_2-\text{CHC}_1 \rightarrow \text{CH}_2-\text{CHC}_1-\text{CH}_2-\text{CHC}_1\bullet$

Terminación: los radicales libres de los extremos se unen a impurezas o bien se unen dos cadenas con terminal neutralizado, ver figura 3.

Es decir este tipo de polimerización no implica la liberación de ningún compuesto de baja masa molecular. Esta polimerización se genera cuando un catalizador, inicia la reacción. El catalizador separa la unión doble carbono en los monómeros, luego aquellos monómeros se unen con otros debido a los electrones libres, y así se van uniendo una tras otra hasta que la reacción termina.

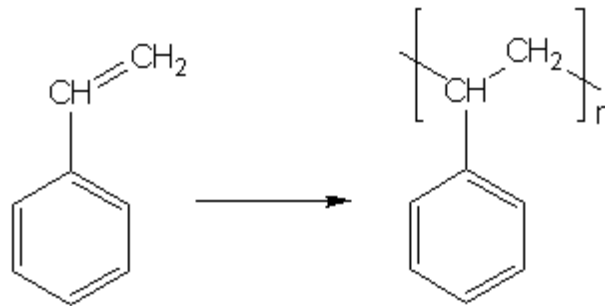


Figura 5. Polimerización del estireno para dar poliestireno, n indica el grado de polimerización.

La resina poliéster utilizada en este trabajo de tesis presenta una polimerización por adición, esta resina poliéster es de tipo pp-70x 60 de reactividad media preacelerada, cuyas aplicaciones es la base para la fabricación de plásticos reforzados, tuberías anticorrosivas, fabricación de pinturas, fabricación de fibras, recubrimientos de láminas, etc.

REFERENCIAS

- [1]. Robert W. Boyd, *Nonlinear Optics*, Academic Press, Tercera edición, San Diego California 2008.
- [2]. Sheik-Bahae M, Said A A and Van Stryland E W. 1989. High-sensitivity, single-beam n_2 measurements. *Opt. Lett.* 14 955-17.
- [3]. P.B. Chapple, J. Staromlynska, J. A. Hermann and T. J. McKay. Single-beam z-scan: measurement techniques and analysis. *Journal of Nonlinear Optics Physics and Materials*. Vol. 6. No. 3 (1997) 251-293.
- [4]. M. Sheik-Bahae, Said A A, Wei T H, Hagan D J and Van Stryland E W. 1990. Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam. *IEEE J. Quantum Electron.* 26 760-4.
- [5]. M. Sheik-Bahae, Ali A. Said, D. J. Hagan, Erick W. Stryland. Nonlinear refraction and optical limiting in thick media. *Opt. Eng.* 30 1228-35.
- [6]. J. P. Gordon, R. C. C. Liete, R. S. Moore, S.P.S. Porto and J. R. Whinnery. Long transient effects in laser with inserted liquid sample. *J. Appl. Phys.* 36 (1965) 3.
- [7]. L. Pálfalvi, J. Hebling, *Appl. Phys. B: Laser Opt.* 2004, 78, 775-780.
- [8]. P. B. Chapple and J. Staromlynska. Z-scan studies in the thin- and the thick-sample limits. *Opt. Soc. Am.* Vol. 11, No. 6/June 1994.
- [9]. Wei-Ping Zang, Jian-Guo Tian, Zhi-Bo Liu, Wen-Yuan Zhou, Feng Song and Chun-Ping Zhang. Analytic solutions to Z-scan characteristics of thick media with nonlinear refraction and nonlinear absorption. *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 21, No. 1, January 2004, 63-66.
- [10]. Magni V., Cerullo G., De Silvestri S., *Opt. Commun.* 1993, 96, 348-355.
- [11]. Severiano Carrillo I, Méndez Otero M.M, Arroyo Carrasco M.L and Iturbe Castillo M.D. Comparison of different models employed to describe the z-scan curves for thick nonlinear optical media. *Journal of Modern Optics*, 2013. Vol. 60, No. 3, 248-254.
- [12]. E.Reynoso Lara, Z. Navarrete Meza, M. D. Iturbe Castillo, C. G. Treviño Palacios. Influence of the photoinduced length of a thin nonlinear material in the z-scan technique, *Optics express*, 5 March 2007, Vol. 15, No. 5, 2517.
- [13]. M. D. Iturbe Castillo, J. J. Sanchez Mondragon and S. I. Stepanov, Peculiarities of the z-scan technique in liquids with thermal nonlinearity (steady state regime), *Optik*, 100, 49-56 (1995).
- [14]. R. DeSalvo, M. Sheik-Bahae, A. A. Said, D. J. Hagan, and E. W. Van Stryland, Z-scan measurements of the anisotropy of nonlinear refraction and absorption in crystals, *Opt. Letters*, 18, No.3, 194-196 (1993).
- [15]. Lazaro A. Padilha, Gero Nootz, Mihaela Balu, David J. Hagan, Eric W. Van Stryland, S Zheng, Stephen Barlow and Seth R. Marder, *Nonlinear Optical Characterization of Organic Molecules Using a White-Light Continuum Z-scan*, *Frontiers in Optics*, San Jose, California, (2007).
- [16]. Bahaa E. A. Saleh, Malvin C. Teich, *Fundamentals of photonics*, John Wiley & Sons, E. A. 1994.