



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Fisico-Matemáticas

Estudio de la formación de una lente térmica generada en un
medio óptico no lineal

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

Licenciado en Física

por

Miriam Cuatecatl Tlapapatl

asesorada por

Dr. Maximino Luis Arroyo Carrasco

Puebla Pue.
Mayo 2015



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Fisico-Matemáticas

Estudio de la formación de una lente térmica generada en un
medio óptico no lineal

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

Licenciado en Física

por

Miriam Cuatecatl Tlapapatl

asesorada por

Dr. Maximino Luis Arroyo Carrasco

Puebla Pue.
Mayo 2015

Título: Estudio de la formación de una lente térmica generada en un medio óptico no lineal

Estudiante: MIRIAM CUATECATL TLAPAPATL

COMITÉ

Dra. Marcela Maribel Méndez Otero
Presidente

Dr. Rubén Ramos García
Secretario

Dr. Juan Castillo Mixcoatl
Vocal

Dr. Cruz Meneses Fabián
Vocal

Dr. Maximino Luis Arroyo Carrasco
Asesor

Índice general

Resumen	VII
1. Introducción	1
2. Teoría	5
2.1. Sistemas ópticos	5
2.2. Materiales líquidos transparentes	6
2.2.1. Absorción	7
2.3. Ecuación Eikonal	9
2.4. Ecuación diferencial de los rayos de luz	10
2.5. Interacción entre la radiación electromagnética y la materia	11
2.5.1. Haz Gaussiano	12
2.5.2. Haz Gaussiano a través de componentes ópticos	13
2.6. Difracción	14
2.6.1. Región de Fresnel	15
2.6.2. Región de Fraunhofer	16
2.7. Óptica no lineal	16
2.7.1. Índice de refracción	18
3. Modelo de lente térmica	21
3.1. Modelo teórico de lente térmica	21
3.1.1. Perfil de cambio de fase de una lente térmica	24
3.2. Modelo numérico de la lente térmica	25
4. Desarrollo experimental y discusión de resultados	27
4.1. Características de la muestra líquida	27
4.2. Medición del coeficiente de absorción	28
4.3. Arreglo experimental para el análisis de la lente térmica	28
4.4. Resultados experimentales y numéricos	29
4.4.1. Dependencia con la longitud de onda λ	29
4.4.2. Dependencia con la posición de la celda z	31
4.4.3. Dependencia con la potencia óptica P_0	32
5. Conclusiones	39

Índice de figuras

2.1. a) Lente convexa. b) Lente cóncava.	5
2.2. Modelo del Oscilador armónico.	7
2.3. Los rayos siguen una trayectorias normal a las superficies de fase constante $S(\vec{r})$	9
2.4. Rayos en un medio con simetría esférica.	10
2.5. Curvatura de un rayo en un material no homogéneo.	11
2.6. Distancia o rango de Rayleigh de un haz Gausiano.	12
2.7. La intensidad del haz normalizada I/I_0 como una función de la distancia radial r en diferentes distancias axiales: a) $z = 0$; b) $z = z_0$; c) $z = 2z_0$	13
2.8. Trasmisión de un haz Gaussiano a través una lente.	14
2.9. Relación entre las coordenadas y las distancias entre un punto sobre el plano x_1y_1 y un punto sobre el plano x_2y_2	15
2.10. Condición de fase para un efecto auto inducido.	18
2.11. Perfil gaussiano del cambio de fase no lineal debido a un cambio del índice de refracción por efectos óptico-térmicos cuando un haz gaussiano se propaga en un material no lineal.	20
3.1. Esquema del arreglo experimental de Gordon	21
3.2. Modelo teórico de J. P. Gordon y colaboradores	22
3.3. Distorción del frente de onda de un haz gaussiano a la salida del medio óptico no lineal debido un cambio del índice de refraccion por efectos óptico-térmicos.	25
4.1. a) Aceite de Ricino con colorante Rojo de Metilo. b) Celda de vidrio con paredes paralelas de 5 mm de grosor.	27
4.2. Arreglo experimental para medir el coeficiente de absorción	28
4.3. Arreglo experimental para obtener los patrones de difracción de una lente térmica.	29
4.4. Patrones de difracción vs. longitud de onda λ . Resultados experimentales aplicando potencias ópticas similares y $z = z_0$. Para $\lambda = 488 \text{ nm}$, $\alpha = 1.283 \text{ cm}^{-1}$ y para $\lambda = 514 \text{ nm}$, $\alpha = 0.563 \text{ cm}^{-1}$	30
4.5. Patrones de difracción vs. posición de la muestra z_0 . $\lambda = 488 \text{ nm}$, $P_0 = 19 \text{ mW}$ y $\alpha = 1.283 \text{ cm}^{-1}$	31
4.6. Patrones de difracción vs. posición de la muestra z_0 . $\lambda = 488 \text{ nm}$, $P_0 = 38 \text{ mW}$ y $\alpha = 1.283 \text{ cm}^{-1}$	31
4.7. Patrones de difracción vs. posición de la muestra z_0 . $\lambda = 514 \text{ nm}$, $P_0 = 30 \text{ mW}$ y $\alpha = 0.563 \text{ cm}^{-1}$	32
4.8. Patrones de difracción vs. posición de la muestra z_0 . $\lambda = 514 \text{ nm}$, $P_0 = 51 \text{ mW}$ y $\alpha = 0.563 \text{ cm}^{-1}$	32
4.9. Patrones de difracción vs. potencia óptica P_0 . Resultados experimentales (azules) y numéricos (blancos). $z = z_0$, $\lambda = 488 \text{ nm}$, $\alpha = 1.283 \text{ cm}^{-1}$ y $L = 5 \text{ mm}$	33
4.10. Patrones de difracción vs. potencia óptica P_0 . Resultados experimentales (azules) y numéricos (blancos). $z = 0$, $\lambda = 488 \text{ nm}$, $\alpha = 1.283 \text{ cm}^{-1}$ y $L = 5 \text{ mm}$	33

4.11. Patrones de difracción vs. potencia óptica P_0 . Resultados experimentales (azules) y numéricos (blancos). $z = -z_0$, $\lambda = 488 \text{ nm}$, $\alpha = 1.283 \text{ cm}^{-1}$ y $L = 5 \text{ mm}$	34
4.12. Dependencia de la amplitud de cambio de fase no lineal ϕ_0 con la potencia óptica P_0 , usando una longitud de onda de 488 nm	34
4.13. Patrones de difracción vs. potencia óptica P_0 . Resultados experimentales (verdes) y numéricos (blancos). $z = z_0$, $\lambda = 514 \text{ nm}$, $\alpha = 0.563 \text{ cm}^{-1}$ y $L = 5 \text{ mm}$	35
4.14. Patrones de difracción vs. potencia óptica P_0 . Resultados experimentales (verdes) y numéricos (blancos). $z = 0$, $\lambda = 514 \text{ nm}$, $\alpha = 0.563 \text{ cm}^{-1}$ y $L = 5 \text{ mm}$	36
4.15. Patrones de difracción vs. potencia óptica P_0 . Resultados experimentales (verdes) y numéricos (blancos). $z = -z_0$, $\lambda = 514 \text{ nm}$, $\alpha = 0.563 \text{ cm}^{-1}$ y $L = 5 \text{ mm}$	36
4.16. Dependencia de la amplitud de cambio de fase no lineal ϕ_0 con la potencia óptica P_0 , usando una longitud de onda de 514 nm	37

Resumen

Cuando un haz láser de alta intensidad, con un perfil transversal de intensidad Gaussiano, se propaga en un medio óptico no lineal, la interacción entre luz y materia produce una respuesta óptica no lineal, esto da lugar a diversos e interesantes fenómenos como el cambio de índice de refracción del material. Si se presenta un cambio de índice de refracción no lineal positivo o negativo, se producirá un autoenfocamiento o autodesenfocamiento del haz transmitido, respectivamente. La respuesta óptica no lineal genera el efecto de una lente positiva o negativa.

Los materiales ópticos que presentan efectos térmicos no lineales son medios que absorben una porción de la energía de la luz incidente, lo que genera un cambio en la densidad local del material a consecuencia del cambio local de la temperatura del medio, esto a su vez ocasiona un cambio negativo en el índice de refracción del material. El resultado de esta respuesta óptica no lineal es lo que se conoce como efecto de *lente térmica*.

En este trabajo de tesis se hace una revisión del modelo de lente térmica propuesto inicialmente por J.P. Gordon y colaboradores [1], y de las subsecuentes modificaciones hechas al mismo [2-5]. Esto permite entender el concepto de lente térmica y los fenómenos ópticos no lineales presentes cuando un haz Gaussiano de alta intensidad se transmite a través del material. Los resultados obtenidos se aplican al desarrollo de un programa en MatLab con el que se obtienen numéricamente los patrones de difracción formados por los efectos difractivos a campo lejano producidos en el haz Gaussiano al propagarse en espacio libre a campo lejano después de atravesar el material no lineal, fenómeno conocido como automodulación espacial de fase. Se obtienen experimentalmente los patrones de difracción a campo lejano empleando como material no lineal una muestra de aceite de ricino dopado con colorante rojo de metilo, contenido en una celda de vidrio de 5 mm de espesor. La muestra se coloca en regiones cercanas a la cintura de un haz láser. Finalmente, se comparan los resultados experimentales y numéricos, y se afina el programa hasta obtener una descripción adecuada de los efectos ópticos no lineales térmicos presentes en la interacción luz-material para estimar la razón del cambio de índice de refracción con la temperatura.

Capítulo 1

Introducción

Por curiosidad, el hombre siempre ha tenido la necesidad de explicar los fenómenos físicos que ocurren en la naturaleza. Debido a esto y al interés de entender lo que sucede, en la ciencia, ha habido grandes desarrollos tecnológicos que han contribuido a que el hombre tenga una mejor calidad de vida. Una rama de la física que se ha sumado a esta causa es la Óptica que se encarga de estudiar la interacción de la luz en un material o en un sistema óptico. Cuando la luz se propaga en un material es posible observar fenómenos interesantes de la luz como: reflexión, refracción, interferencia y difracción; estos fenómenos son propiedades intrínsecas del luz debidas a la interacción con un medio óptico. Sin embargo, cuando se considera un haz de luz de alta intensidad, como la luz de un haz láser, estas propiedades pueden cambiar; por esta razón, la óptica no lineal estudia lo que sucede durante y después de la interacción. Esta rama de la óptica nace a partir de la invención de los primeros láseres, que es uno de los más grandes desarrollos tecnológicos en la historia de la ciencia. En un principio, para generar luz láser se colocaban dentro de la cavidad diferentes materiales como medio activo; más adelante se comenzaron a observar fenómenos interesantes que se atribuyeron a la absorción de la energía de la luz por el material. En el año de 1964, J. P. Gordon y colaboradores[1], publicaron la presencia de un autodesenfocamiento del haz dentro de la cavidad del láser, generando el efecto de una lente a la que dieron por nombre *lente térmica*.

El efecto de *lente térmica* es un efecto óptico no lineal que se manifiesta en un material cuando se absorbe parte de la energía de un haz de luz láser que tiene una distribución de intensidad gaussiana. Esto conducirá a que en la región de iluminación se incremente la temperatura del material que varia como una función gaussiana respecto de la dirección del radio transversal al haz. Con el cambio de temperatura se produce un cambio en la densidad local del material, haciéndolo menos denso en el centro que hacia los bordes. Debido a esto, habrá un cambio del índice de refracción que dependerá de la distribución de temperatura; pudiendo observar un autodesenfocamiento del haz a la salida del medio óptico.[8]

Se comenzó a estudiar a la lente térmica en 1964, con el trabajo teórico de J. P. Gordon y colaboradores [1]; observaron el aumento y decaimiento en la señal del láser en celdas que contenían materiales líquidos de componentes orgánicos colocadas dentro del resonador de un láser de He-Ne que operaba a 632 nm. Se dieron cuenta de la presencia de otros fenómenos interesantes que se atribuyeron a efectos térmicos en el material como: el cambio en los modos y relajación de oscilaciones. Notaron que cuando la celda con el material se colocaba dentro de la cavidad del láser el tamaño de los spots del haz eran diferentes al proyectarse sobre los dos espejos; sin embargo, cuando la celda se removía los spots eran aproximadamente iguales. Adjudicaron los cambios en el tamaño de los spots del haz a la absorción de luz por el material, produciendo un calentamiento local en la vecindad del haz. Esta observación sustento la hipótesis de que el medio óptico actuaba como una lente generada por efectos térmicos, ya que hacia autodesenfocar al haz; a este efecto lo llamaron *lente térmica*. Debido al gran interés para tratar de entender lo que sucedía, J.P.

Gordon y colaboradores, fueron los primeros en proponer un modelo matemático que explica como se comporta la luz dentro del material al cambiar localmente su temperatura por absorción, lo que produce un cambio radial en el índice de refracción, al que en una primera aproximación consideraron parabólico. Una de las primeras aplicaciones de este fenómeno fue la medición de coeficientes de absorción del orden de 10^{-3} a 10^{-4} cm^{-1} . En el año de 1973, Chenming Hu y J. R. Whinnery [2], propusieron un método para medir los cambios en el índice de refracción inducidos por efectos térmicos, derivados de la absorción de un haz láser que incide sobre un medio óptico. Su método mide la expansión del haz transmitido al dejarlo propagar a campo lejano. Modificaron el arreglo experimental de Gordon [1], colocando al material fuera de la cavidad del láser en regiones cercanas a donde se forma la cintura del haz; el arreglo mostró tener alta sensibilidad en la medición del coeficiente de absorción. Una aplicación inmediata de esta técnica fue medir absorciones en líquidos y sólidos. Observaron que para altas intensidades del haz se presentaba el fenómeno de aberraciones esféricas y para bajas intensidades las aberraciones eran despreciables. En 1982, S. J. Sheldon, L. V. Knight, y J. M. Thorne [3], propusieron un modelo teórico para deducir el efecto de lente térmica inducida por un haz láser en materiales que absorben débilmente. El modelo predice la variación de la intensidad a campo lejano del haz en presencia de la lente térmica y toma en cuenta la naturaleza aberrante de ésta. Sus resultados difieren significativamente de los que Hu y Whinnery [2] obtuvieron; sus cálculos se basaban en la teoría de difracción considerando la naturaleza aberrante de la lente térmica. Demostraron que esta técnica de lente térmica es precisa y que es una forma sencilla de medir las propiedades termo-ópticas en materiales con absorción débil. En 1984, Christine A. Carter y J. M. Harris [4], compararon el modelo teórico para la lente térmica de Gordon con el modelo propuesto por Hu y Whinnery. Examinaron la relación entre ambos modelos y sugirieron una manera simple de corregir los parámetros del modelo de Gordon por factores apropiados para que contemplara la naturaleza aberrante de la lente. En 1995, Frank Jürgensen y Wolfram Shroer [5], calcularon la distribución de intensidades después de que la lente térmica se generaba mediante una aproximación numérica de la integral de difracción de Fresnel y consideraron que la naturaleza aberrante de la lente térmica es importante, incluso si el efecto de lente es débil.

La lente térmica se ha usado para medir el coeficiente de absorción de medios que absorben débilmente y se ha aplicado en el estudio de las propiedades termo-ópticas de diversos materiales; es uno de los primeros modelos microscópicos de una respuesta óptica no lineal y el fundamento teórico para el desarrollo de la técnica de Z-scan, que es un método experimental empleado para la caracterización de las propiedades ópticas no lineales en los materiales.

En este trabajo de tesis se hará una revisión del modelo de lente térmica, propuesto inicialmente por J.P. Gordon y colaboradores [1], y a las modificaciones hechas por varios autores que dieron origen a la técnica de Z-scan [6]. El análisis del fenómeno de autodesenfocamiento producido por la lente térmica permitirá comprender la formación de un patrón de difracción, constituido por un conjunto de anillos concéntricos, originados cuando el haz de luz láser se deja propagar a campo lejano después de atravesar al material; este fenómeno es causado por un efecto que se conoce como automodulación espacial de fase. En base al modelo matemático de lente térmica se desarrolla un programa en MatLab que calcula el patrón de difracción a campo lejano producidos por un haz Gaussiano que se transmite en aceite de ricino dopado con colorante rojo de metilo. Experimentalmente, utilizando una muestra del medio óptico de 5 mm de espesor se obtienen imágenes de los patrones de difracción para diferentes posiciones de la muestra alrededor de la cintura del haz. Finalmente, se comparan los resultados experimentales y numéricos; retroalimentando la información requerida en el programa, se obtiene una descripción adecuada de los efectos ópticos no lineales presentes en el medio y poder estimar el índice de refracción no lineal del material.

El contenido de este trabajo de tesis se ha distribuido de la siguiente manera. En el capítulo 1 se presenta un acercamiento al tema de tesis. En el capítulo 2 se hace una revisión de los conceptos teóricos necesarios para el desarrollo del trabajo: óptica geométrica, óptica ondulatoria, difracción, haces Gaussianos y óptica no lineal; la revisión de estos temas es indispensable para el entendimiento de los fenómenos ópticos no lineales que ocurren dentro del medio óptico. En el

capítulo 3 se analiza y desarrolla el modelo teórico propuesto por J. P. Gordon [1], y se presenta el programa que se desarrolló en MatLab para la generación numérica de los patrones de difracción. En el capítulo 4, se muestran y discuten los resultados numéricos y experimentales que se obtuvieron al analizar una muestra de aceite de ricino dopado con colorante rojo de metilo. Finalmente, en el capítulo 5, se presentan las conclusiones obtenidas al estudiar el efecto de lente térmica y los fenómenos ópticos no lineales presentes en el medio.

Capítulo 2

Teoría

2.1. Sistemas ópticos

Las superficies reflectoras y refractoras representan un sistema óptico y el más usado es la lente. Las lentes se remontan a los vidrios quemadores de la antigüedad que se utilizaban para encender el fuego mucho antes de la existencia de los fósforos. [7, 12]

Una *lente* es un dispositivo refractor que reconfigura la distribución de la energía emitida. En la mayoría de los casos, una lente tiene una o dos interfaces refractoras de las cuales por lo menos una está curvada. Una lente que esta formada por dos superficies refractoras es conocida como lente simple. La presencia de más de una lente se convierte en una lente compuesta. Las lentes más usadas tienen simetría esférica alrededor de un eje común (con diferentes o iguales radios de curvatura). Las lentes se puede clasificar por su espesor como: delgada y gruesa.

Las lentes que son más gruesas en el centro que en los extremos se dice que son *convexas*, *convergentes* o *positivas*. Este tipo de lente obliga a un haz de luz incidente a *converger*, es decir, a curvarse un poco más hacia el eje central. Por el contrario, una lente *cóncava*, *divergente* o *negativa* es más delgada en el centro que en sus extremos y hace que un haz luz incidente *diverja*, es decir, este dispositivo aleja los rayos exteriores del eje central y al hacerlo añade divergencia al haz (ver figura 2.1).

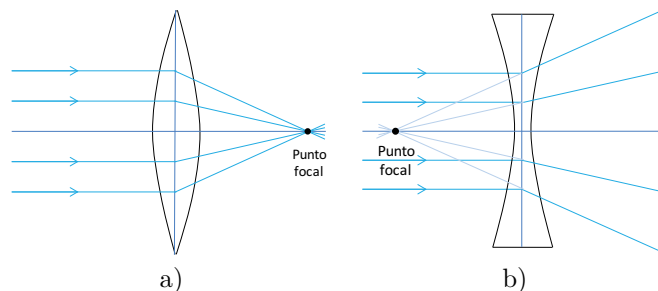


Figura 2.1: a) Lente convexa. b) Lente cóncava.

El punto hacia el cual converge un haz paralelo de rayos atravesando una lente convergente (o cuando atraviesa una lente divergente, el punto del cual pareciera que divergen) es conocido como *punto focal* de la lente. La distancia entre el punto focal y el primer vértice sobre el eje central es conocida como longitud focal o distancia focal f .

2.2. Materiales líquidos transparentes

Consideremos un material en donde no hay cargas eléctricas libres o corrientes, es decir, donde la magnetización es $\vec{M} = 0$, la densidad de carga y de corriente son también cero, $\rho = 0$ y $\vec{J} = 0$, respectivamente. Se define una densidad de flujo eléctrico o también llamado vector de desplazamiento eléctrico $\vec{D} = \vec{D}(\vec{r}, t)$ como:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}, \quad (2.1)$$

y una densidad de flujo magnético $\vec{B} = \vec{B}(\vec{r}, t)$ como:

$$\vec{B} = \mu \vec{H}, \quad (2.2)$$

donde $\vec{P} = \vec{P}(\vec{r}, t)$ es la polarización que se genera por la presencia de un campo eléctrico $\vec{E} = \vec{E}(\vec{r}, t)$ en el material; ϵ_0 la permitividad eléctrica y μ_0 la permeabilidad magnética en el vacío. Para un material dieléctrico, la polarización es la suma macroscópica de los momentos dipolares eléctricos que el campo eléctrico induce. Hay que notar que $\vec{E}$ y $\vec{P}$ son funciones de la posición $\vec{r} = (x, y, z)$ y tiempo t . Es de nuestro interés, analizar a materiales dieléctricos que son líquidos y transparentes que tienen las siguientes propiedades:

- Es lineal si hay una relación lineal entre el vector de polarización $\vec{P}$ y el vector de campo eléctrico $\vec{E}$.
- Es homogéneo si la relación entre el campo eléctrico $\vec{E}$ y la polarización $\vec{P}$ es independiente de la posición $\vec{r}$.
- Es isotrópico si la relación entre $\vec{E}$ y $\vec{P}$ es independiente de la dirección de propagación de $\vec{E}$, ambos campos deberían ser entonces paralelos.
- Es espacialmente no dispersivo si la relación entre el campo eléctrico $\vec{E}$ y la polarización $\vec{P}$ es local, es decir, $\vec{P}$ en cada posición $\vec{r}$ es influenciado solo por $\vec{E}$ en una misma posición.

Como el campo eléctrico $\vec{E}$ y la polarización $\vec{P}$ son paralelos y proporcionales, se tiene que:

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E}, \quad (2.3)$$

donde χ es una constante escalar llamada susceptibilidad eléctrica. Sustituyendo (2.3) en (2.1), se obtiene que:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E}, \quad (2.4)$$

donde se define la permitividad eléctrica del material como:

$$\epsilon = \epsilon_0 (1 + \chi). \quad (2.5)$$

Considerando las ecuaciones (2.4) y (2.2), para un material dieléctrico las ecuaciones de Maxwell son:

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0 \quad (2.6a)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.6b)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (2.6c)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2.6d)$$

Aplicando el rotacional de la expresión (2.6c) y usando la relación vectorial: $\nabla \times \nabla \times \vec{A} = \nabla(\nabla \cdot \vec{A}) - \nabla^2 \vec{A}$, se tiene:

$$\nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} = -\mu \frac{\partial}{\partial t}(\nabla \times \vec{H}), \quad (2.7)$$

Sustituyendo la ecuación (2.6d) en (2.7) y considerando que de la expresión (2.6a) se obtiene que $\nabla \cdot \vec{E} = 0$, entonces la ecuación (2.7) se describe como:

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0, \quad (2.8)$$

donde c es la velocidad de la onda electromagnética en el material, dada por:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}}. \quad (2.9)$$

La ecuación (2.8) es conocida como la *ecuación de onda* para el campo eléctrico. Recordemos que el campo eléctrico tiene una dependencia espacial y temporal: $\vec{E} = \vec{E}(\vec{r}, t)$. Una solución a la ecuación de onda es:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = U(\vec{r}) \exp(-i\omega t). \quad (2.10)$$

El término que expresa la fase temporal de la onda representa a una onda armónica. Generalmente, una onda armónica puede ser una función de seno o coseno, así que solo nos ocuparemos del término espacial. Resolviendo la ecuación de onda, se obtiene:

$$\nabla^2 U(\vec{r}) + k^2 U(\vec{r}) = 0, \quad (2.11)$$

donde k es el número de onda. Esta expresión es conocida como *ecuación de Helmholtz*. [7, 10, 9]

Las ondas de luz son ondas electromagnéticas y se presentan en una amplia gama de longitudes de onda λ_0 y frecuencia ν_0 (lo que conocemos como espectro electromagnético). En el vacío, estas ondas viajan a la velocidad de la luz $c_0 = 1/(\epsilon_0\mu_0)^{1/2}$, pero en un material, como los dieléctricos, la velocidad de propagación de la onda es $c = 1/(\epsilon\mu)^{1/2}$. Por otro lado, el índice de refracción lineal de un medio se define como el cociente de la velocidad de propagación de una onda electromagnética en el vacío c_0 y la velocidad de propagación en el medio c :

$$n = \frac{c_0}{c} \quad (2.12)$$

2.2.1. Absorción

En un material isotrópico, homogéneo y no conductor, como los materiales líquidos transparentes, los electrones permanecen atados a los átomos y no hay una dirección preferente de vibración.

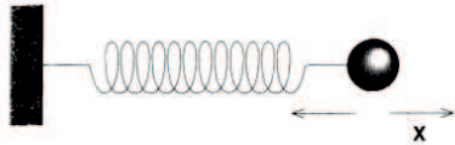


Figura 2.2: Modelo del Oscilador armónico.

Cuando se aplica un campo eléctrico sobre el material dieléctrico los electrones oscilan dentro de sus niveles de energía y cada electrón, de carga $-e$, se desplaza una distancia $\vec{x}$ a partir de su posición de equilibrio. La respuesta macroscópica de esta interacción en el material es una polarización $\vec{P}$, dada por:

$$\vec{P} = -Ne\vec{x}, \quad (2.13)$$

CAPÍTULO 2. TEORÍA

2.2. MATERIALES LÍQUIDOS TRANSPARENTES

donde N es el numero de electrones por unidad de volumen; el término $e\vec{x}$ se conoce como dipolo eléctrico. Si el electrón esta elásticamente atado a su posición de equilibrio con una fuerza constante K , entonces la ecuación de fuerzas debida al campo eléctrico $\vec{F}_e = -e\vec{E}$ y a la fuerza restitutiva $\vec{F}_r = K\vec{x}$ es:

$$-e\vec{E} = K\vec{x}. \quad (2.14)$$

Despejando de la ecuación (2.14) el desplazamiento $\vec{x}$ y sustituyéndolo en (2.13), se tiene que la polarización $\vec{P}$ estática es:

$$\vec{P} = \frac{Ne^2}{K}\vec{E}. \quad (2.15)$$

Si se considera que se aplica un campo eléctrico no estático $\vec{E}$, esto es, que el campo varia con el tiempo, entonces la expresión para la polarización del material es incorrecta. Para encontrar la polarización, se debe tomar en cuenta el movimiento actual de los electrones, es decir, se considerará a los electrones atados al átomo como un oscilador armónico amortiguado. Entonces la ecuación diferencial de movimiento para este sistema es:

$$m\frac{d^2\vec{x}}{dt^2} + m\gamma\frac{d\vec{x}}{dt} + K\vec{x} = -e\vec{E}, \quad (2.16)$$

donde m es la masa del electrón y $F_d = m\gamma d\vec{x}/dt$ representa una fuerza de amortiguamiento que es proporcional a la velocidad del electrón. Proponemos que el campo eléctrico y el desplazamiento varían armónicamente con el tiempo, así que: $\vec{E} = \vec{E}_0 \exp(-i\omega t)$ y $\vec{x} = \vec{x}_0 \exp(-i\omega t)$. Resolviendo la ecuación (2.16), se obtiene que:

$$(-m\omega^2 - im\omega\gamma + K)\vec{x} = -e\vec{E}. \quad (2.17)$$

Despejando el desplazamiento:

$$\vec{x} = \frac{-e\vec{E}/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}, \quad (2.18)$$

donde el término $\omega_0 = \sqrt{K/m}$ es la frecuencia angular del material en el vacío y ω es la frecuencia angular del material cuando esta sometido al campo. Entonces la expresión para la polarización dada por (2.13) es:

$$\vec{P} = \frac{Ne^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}\vec{E}, \quad (2.19)$$

Sustituyendo las expresiones (2.18) y (2.19) en la ecuación de onda (2.8), se obtiene:

$$\nabla^2 \vec{E} = \frac{1}{c_0^2} \left(1 + \frac{Ne^2}{m\epsilon_0} \left[\frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \right] \right) \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}. \quad (2.20)$$

Una posible solución a esta ecuación es:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp(i\mathcal{K}_z z - \omega t), \quad (2.21)$$

esta expresión representa una onda plana propagándose en dirección z y es una solución de la ecuación (2.20) si se cumple que:

$$\mathcal{K}_z = \frac{\omega^2}{c_0^2} \left(1 + \frac{Ne^2}{m\epsilon_0} \left[\frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \right] \right). \quad (2.22)$$

La constante $\mathcal{K}_z$ es un numero complejo que se puede separar en una parte real y una imaginaria:

$$\mathcal{K}_z = k_z + i\alpha_E. \quad (2.23)$$

Entonces el campo eléctrico dado en la ecuación (2.21) puede describirse como:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp(-\alpha_E z) \exp(ik_z z - \omega t), \quad (2.24)$$

donde α_E es el índice de extinción, este factor representa un decaimiento exponencial del campo eléctrico E cuando se esta propagado una distancia z dentro del medio. La absorción de energía es proporcional a $|E|^2$, quien guía a un decaimiento exponencial de la energía, que es proporcional a $\exp(-2\alpha_E z)$. Entonces $|E|^2$ será:

$$|\vec{E}|^2 = |\vec{E}_0|^2 \exp(-2\alpha_E z). \quad (2.25)$$

Definimos entonces al *coeficiente de absorción* como:

$$\alpha = 2\alpha_E. \quad (2.26)$$

Este término tiene unidades de inverso de longitud [m^{-1}]. Si la intensidad se define como $I = |\vec{E}|^2$, entonces la expresión (2.25) queda como:

$$I = I_0 \exp(-\alpha z), \quad (2.27)$$

donde la intensidad inicial o incidente sobre el medio es $I_0 = |\vec{E}_0|^2$ y la intensidad final o transmitida es $I = |\vec{E}|^2$.

2.3. Ecuación Eikonal

La ecuación de onda conduce a una expresión que describe una trayectoria en la dirección normal a una superficie de la onda con fase constante, es decir, a los frentes de onda. La trayectoria normal es conocida como rayo y la ecuación que describe su movimiento se llama *ecuación Eikonal*.

Consideremos una onda de luz linealmente polarizada propagándose en la dirección z , que tiene una amplitud compleja dada por:

$$E(\vec{r}) = A \exp(ik_0 S(\vec{r})), \quad (2.28)$$

donde $S(\vec{r})$ es una función que describe a los frentes de onda, A es la amplitud constante de la onda y $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ es el número de onda en el vacío. La expresión (2.28) es una solución a la ecuación de Helmholtz:

$$[\nabla^2 + k^2]E(\vec{r}) = 0, \quad (2.29)$$

donde $k = 2\pi/\lambda$ es el número de onda para una onda de luz propagandose en un medio óptico.

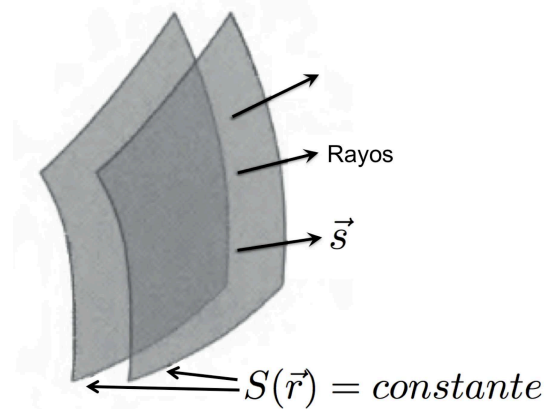


Figura 2.3: Los rayos siguen una trayectorias normal a las superficies de fase constante $S(\vec{r})$.

Derivando dos veces a la ecuación (2.28) respecto de las componente x, y, z y sustituyendo en la ecuación (2.29) se obtiene:

$$\left[\left(\nabla S \cdot \nabla S - \left(\frac{k}{k_0} \right)^2 \right) + \frac{i}{2k_0} \left(\frac{\nabla^2 S}{2} + \nabla \ln A \cdot \nabla S \right) + \frac{1}{k_0^2} \left(\nabla^2 \ln A + (\nabla \ln A)^2 \right) \right] E(\vec{r}) = 0. \quad (2.30)$$

En óptica geométrica, un rayo se define como el limite cuando la longitud de onda tiende a ser cero, $\lambda_0 \rightarrow 0$; esto implica que, $k_0 \rightarrow \infty$. Así que la ecuación (2.30) se reduce a:

$$|\nabla S|^2 - \left(\frac{k}{k_0} \right)^2 = 0, \quad (2.31)$$

donde el cociente k/k_0 es el índice de refracción n del material, así que:

$$|\nabla S|^2 = n^2. \quad (2.32)$$

Finalmente, se obtiene que la expresión que describe a las trayectorias normales a las superficies de fase constante es:

$$\nabla S = n\vec{s} \quad (2.33)$$

donde $\vec{s}$ es un vector normal los frentes de onda y tangente al rayo de luz (ver figura 2.3).

De esta manera, la función $S = S(\vec{r})$ describe a los frente de onda de fase constante y es conocida como *Eikonal*. También, se ha mostrado que las trayectorias normales a estas superficies son descritas por el gradiente de la función $S(\vec{r})$, ecuación 2.33, y representa a la ecuación de movimiento de los rayos ópticos que es conocida como la *ecuación Eikonal*. [12]

2.4. Ecuación diferencial de los rayos de luz

Sea $\vec{p}(s)$ el vector de posición a partir de un punto fijo 0 a un punto p que se encuentra sobre la trayectoria del rayo, s es la longitud de arco del rayo y $d\vec{p}/dl = \vec{s}$ es el cambio de dirección del vector de posición respecto de la trayectoria (o vector unitario tangente al rayo), ver figura 2.4. Así que la ecuación de movimiento de los rayos (2.33) puede describirse como:

$$\nabla S = n \frac{d\vec{p}}{dl}. \quad (2.34)$$

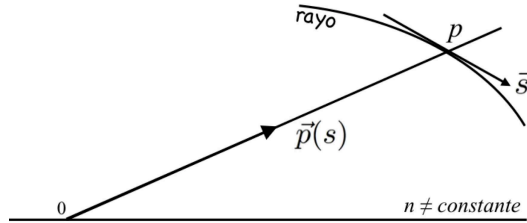


Figura 2.4: Rayos en un medio con simetría esférica.

Derivando a la ecuación (2.34) respecto de la longitud de arco del rayo s , se obtiene que:

$$\frac{d}{dl} \left(n \frac{d\vec{p}}{dl} \right) = \nabla n; \quad (2.35)$$

esta ultima expresión es la forma vectorial de la ecuación diferencial de los rayos de luz y predice que es posible hallar una expresión que defina a los frentes de onda si conocemos el índice de

refracción del material y viceversa. Si el material no es homogéneo ($n \neq \text{constante}$) los rayos se doblaran hacia las zonas de máximo cambio de fase.

Consideremos un rayo propagándose dentro de un medio que tiene simetría cilíndrica, es decir, donde el índice de refracción solo depende de la distancia radial r a partir de un punto fijo 0 (ver fig. 2.4):

$$n = n(r). \quad (2.36)$$

En el caso más general, consideremos el vector de curvatura de un rayo definido por:

$$\vec{K} = \frac{d\vec{s}}{dl} = \frac{1}{R}\vec{a}, \quad (2.37)$$

donde la magnitud $1/R$ es el recíproco del radio de curvatura y $\vec{a}$ es un vector que apunta hacia el centro de la curvatura del rayo siendo ortogonal al vector $\vec{s}$. De la ecuación (2.35) se obtiene que:

$$\nabla n = \frac{dn}{dl}\hat{s} + n\frac{d\hat{s}}{dl}. \quad (2.38)$$

Despejando $d\vec{s}/dl$ y sustituyendo en (2.37), encontramos que:

$$\vec{K} = \frac{1}{n}\nabla n - \frac{1}{n}\frac{dn}{dl}\hat{s}. \quad (2.39)$$

Como los vectores $\vec{s}$ y $\vec{a}$ son ortogonales, se obtiene que la curvatura que describe la trayectoria que seguirá un rayo dentro de un medio con simetría cilíndrica estará dada por:

$$|\vec{K}| = \frac{1}{R} = [\nabla \ln n] \cdot \vec{a} \quad (2.40)$$

El radio de curvatura R es una cantidad positiva; esto implica que a medida que avancemos a lo largo de la normal principal el índice de refracción aumentará, es decir, el rayo se curva hacia la región de mayor índice de refracción, ver figura 2.5.

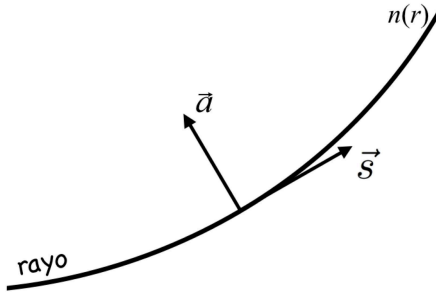


Figura 2.5: Curvatura de un rayo en un material no homogéneo.

2.5. Interacción entre la radiación electromagnética y la materia

El *láser* es un dispositivo que genera o amplifica radiación coherente a diferentes frecuencias del espectro electromagnético. Originalmente se había inventado un dispositivo para la amplificación de microondas por emisión estimulada, llamado *máser*. Cuando se extendió a frecuencias ópticas esto naturalmente llegó a ser luz amplificada por la emisión estimulada de radiación, lo que conocemos como *láser*. El principio básico del láser y el máser se ha usado en una enorme variedad de dispositivos. En particular, se emplean una extraordinaria variedad de materiales en los cuales se observan y se encuentran fenómenos interesantes que tienen aplicaciones científicas y tecnológicas.

2.5.1. Haz Gaussiano

El haz Gaussiano es un caso muy interesante en el estudio de los láseres, puesto que aparece comúnmente en sistemas ópticos. La propagación de un haz Gaussiano a través de un sistema óptico es de gran importancia, tanto para el diseño como para sus aplicaciones de fuentes de láser. El haz Gaussiano es una solución de la ecuación de Helmholtz (2.11).

Consideremos que la onda se propaga en la dirección z positivo y se encuentra sobre un plano transversal a esta dirección. Matemáticamente la expresión que define a la amplitud compleja de un haz Gaussiano es:

$$E_0(r, z) = A_0 \frac{W_0}{W(z)} \exp\left(-\frac{r^2}{W^2(z)}\right) \exp\left(-ikz - ik\frac{r^2}{2R(z)} + i\zeta(z)\right), \quad (2.41)$$

donde A_0 es una constante que se determina a partir de las condiciones de frontera y los parámetros que describen a un haz Gaussiano son el radio de la cintura W_0 , el radio del haz $W(z)$ en una posición z , el radio de curvatura $R(z)$, la fase de Gouy relativa a una onda plana y la divergencia θ_0 ; este ultimo describe la extensión del haz a campo lejano.

$$W_0 = \left(\frac{\lambda z_0}{\pi}\right)^{1/2} \quad (2.42a)$$

$$W(z) = W_0 \left[1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right]^{1/2} \quad (2.42b)$$

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_0}{z}\right)^2\right] \quad (2.42c)$$

$$\zeta(z) = \tan^{-1} \frac{z}{z_0} \quad (2.42d)$$

$$\theta_0 = \frac{\lambda}{\pi W_0}, \quad (2.42e)$$

donde z_0 es un parámetro importante que caracteriza a un haz Gaussiano conocido como la *distancia o rango de Rayleigh* (ver figura 2.6) y se define de la siguiente manera:

$$z_0 = \frac{\pi W_0^2}{\lambda}. \quad (2.43)$$

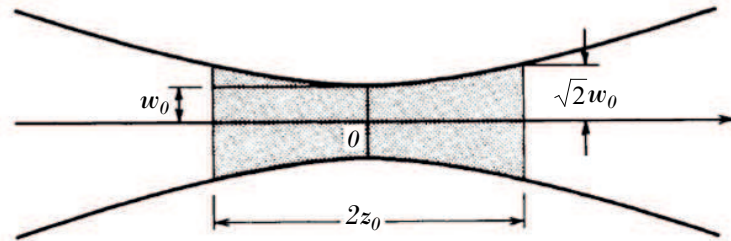


Figura 2.6: Distancia o rango de Rayleigh de un haz Gaussiano.

Intensidad

La intensidad óptica $I(r, z) = |E_0(r, z)|^2$ es una función que depende de la distancia axial z y radial transversal al eje de propagación del haz: $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$,

$$I(0, z) = I_0 \left[\frac{W_0}{W(z)} \right]^2 = \frac{I_0}{1 + (z/z_0)^2}, \quad (2.44)$$

donde $I_0 = |A_0|^2$. Para cualquier posición sobre el eje z positivo, la intensidad es una función Gaussiana respecto de la distancia radial r . La función Gaussiana tiene su cima en $r = 0$ (sobre el eje) y cae uniformemente conforme r incrementa (ver figura 2.7). [9]

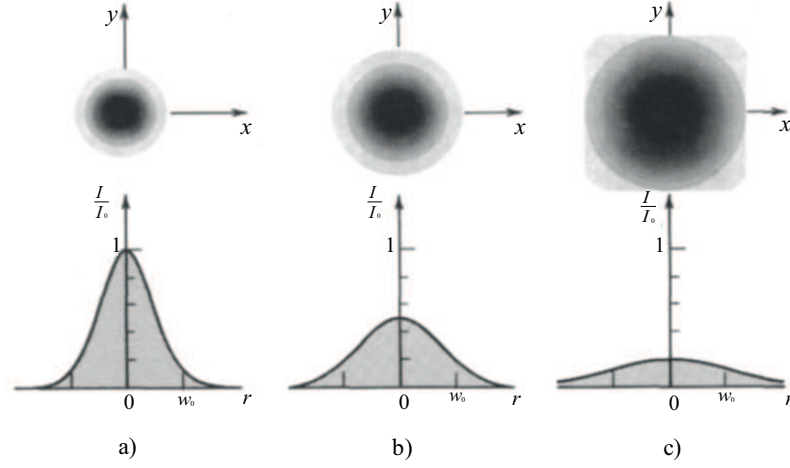


Figura 2.7: La intensidad del haz normalizada I/I_0 como una función de la distancia radial r en diferentes distancias axiales: a) $z = 0$; b) $z = z_0$; c) $z = 2z_0$.

La potencia total óptica que lleva el haz en una posición z es la integral de la intensidad óptica sobre el plano transversal:

$$P = \int_0^\infty I(r, z) 2\pi r dr. \quad (2.45)$$

Integrando, obtenemos que:

$$P = \frac{1}{2} I_0 (\pi W_0^2). \quad (2.46)$$

Frecuentemente los detectores miden la potencia del haz. Ahora expresamos a I_0 en términos de P usando la ecuación (2.45), entonces la intensidad óptica total del haz es:

$$I(r, z) = \frac{2P}{\pi W^2(z)} \exp \left[-\frac{2r^2}{W^2(z)} \right]. \quad (2.47)$$

2.5.2. Haz Gaussiano a través de componentes ópticos

Un haz Gaussiano, ecuación (2.41), con un radio en su cintura de W_0 se transmite a través de una lente delgada de longitud focal f que se coloca a una distancia z (ver figura 2.8). La fase de la onda Gaussiana incidente en el plano de la lente es: $kz + kr^2/2R - \zeta$, donde $W = W(z)$, $R = R(z)$ y $\zeta = \zeta(z)$ son dadas por las ecuaciones (2.42). Cuando el haz se transmite a través de la lente, su amplitud compleja se multiplica por un factor de fase: $\exp(ikr^2/2f)$; entonces la fase del haz Gaussiano transmitido es:

$$kz + k \frac{r^2}{2R} - k \frac{r^2}{2f} - \zeta = kz + k \frac{r^2}{2R'} - \zeta, \quad (2.48)$$

donde

$$\frac{1}{R'} = \frac{1}{R} - \frac{1}{f}. \quad (2.49)$$

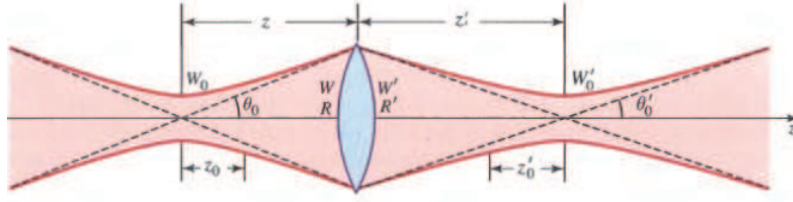


Figura 2.8: Trasmisión de un haz Gaussiano a través una lente.

La onda que se transmite es el mismo haz Gaussiano (tienen la misma frecuencia) con ancho $W' = W$ y radio de curvatura R' .

Los parámetros que describen a un haz Gaussiano que emerge después de que se ha propagado por la lente delgada (ver figura 2.8) son:

$$W'_0 = MW_0 \quad (2.50a)$$

$$(z' - f) = M^2(z - f) \quad (2.50b)$$

$$2z'_0 = M^2 2z_0 \quad (2.50c)$$

$$2\theta'_0 = \frac{2\theta_0}{M} \quad (2.50d)$$

$$M = \frac{M_r}{(1 + r_m^2)^{1/2}}, \quad (2.50e)$$

donde

$$r_m = \frac{z_0}{z - f}, \quad (2.51a)$$

$$M_{r_m} = \left| \frac{f}{(z - f)} \right|. \quad (2.51b)$$

El factor de amplificación M juega un papel importante. La cintura del haz W'_0 es amplificada por M , la profundidad de foco $2z'_0$ y la localización de la cintura $(z' - f)$ del haz son amplificados por M^2 , y la divergencia angular $2\theta'_0$ es amplificada por un factor $1/M$.

2.6. Difracción

En 1678, Christian Huygens postuló que cada punto sobre un frente de onda de luz puede ser tratado como fuentes de ondas secundarias esféricas. La posición y forma de la onda en un tiempo después describe la envolvente de las ondas secundarias. El concepto de Huygens se introdujo en forma matemática por Augustin Fresnel en 1818. Fresnel predijo la existencia de los patrones de difracción, que después se verificaron experimentalmente. Este trabajo permitió la aceptación de la teoría ondulatoria de la luz sobre la teoría corpuscular. Más adelante, la descripción matemática fue perfeccionada por Kirchhoff, Rayleigh and Sommerfeld.[15]

Usando el principio de Huygens, en un primer plano $x_1 y_1$, las ondas esféricas secundarias son descritas por $\exp(ikr)$. En un segundo plano $x_2 y_2$, el efecto total es la superposición de las ondas a partir de todos los puntos en el primer plano, siendo proporcional a:

$$\iint U_1(x_1, y_1) \exp(ikr) dx_1 dy_1, \quad (2.52)$$

donde $U_1(x_1, y_1)$ denota la amplitud y fase de la onda radiada a partir del punto (x_1, y_1) , y la constante de proporcionalidad puede ser resuelta con: $1/i\lambda z$. Así que el campo total en el plano $x_2 y_2$ es:

$$U_2(x_2, y_2) = \frac{1}{i\lambda z} \iint U_1(x_1, y_1) \exp(ikr) dx_1 dy_1. \quad (2.53)$$

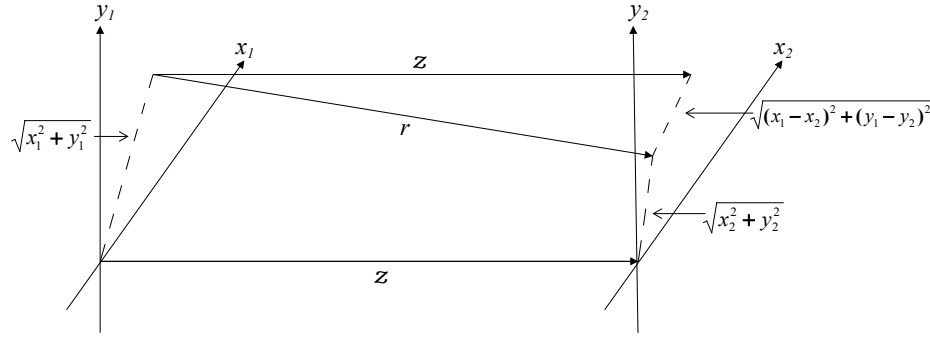


Figura 2.9: Relación entre las coordenadas y las distancias entre un punto sobre el plano x_1y_1 y un punto sobre el plano x_2y_2 .

De acuerdo a la figura 2.9, la magnitud de r es:

$$r = z \left[1 + \frac{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2}{z^2} \right]^{1/2}. \quad (2.54)$$

Aplicando la expansión binomial, se obtiene que r será:

$$r \cong z + \frac{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2}{2z}, \quad (2.55)$$

donde los términos de más alto orden se pueden despreciar si la región de interés se restringe a ser tal que:

$$z \gg |x_1 - x_2|, \quad z \gg |y_1 - y_2|. \quad (2.56)$$

Sustituyendo la ecuación (2.55) en (2.53), se obtiene que la expresión de la onda en el plano x_2y_2 después de propagarse una distancia z esta dada por:

$$U_2(x_2, y_2) = \frac{1}{i\lambda z} \exp(ikz) \iint U_1(x_1, y_1) \exp \left\{ ik \left[\frac{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2}{2z} \right] \right\} dx_1 dy_1 \quad (2.57)$$

La ecuación (2.57) relaciona la onda en el plano x_2y_2 con la onda en el plano x_1y_1 . Es conocida como: *formula de difracción para ángulos pequeños*. Considerando que $k = 2\pi/\lambda$, esta ecuación se puede describirse como:

$$U_2(x_2, y_2) = \frac{1}{i\lambda z} \exp(ikz) \exp \left(ik \frac{x_2^2 + y_2^2}{2z} \right) \iint U_1(x_1, y_1) \exp \left(ik \frac{x_1^2 + y_1^2}{2z} \right) \exp \left(-i2\pi \frac{x_1 x_2 + y_1 y_2}{\lambda z} \right) dx_1 dy_1 \quad (2.58)$$

El término exponencial que contiene a x_2 y y_2 están fuera de la integral porque no dependen de las variables de integración. A continuación, se analizarán las diferentes regiones donde la ecuación (2.58) tiene solución.

2.6.1. Región de Fresnel

De la ecuación (2.58), si el término $U_1(x_1, y_1)$ es diferente de cero sobre alguna pequeña región, entonces x_1^2 y y_1^2 pueden ser pequeños en comparación a λz , y el término:

$$\exp \left(i\pi \frac{x_1^2 + y_1^2}{\lambda z} \right) \quad (2.59)$$

se puede despreciar. Si este no es el caso, podría ocurrir que: U_1 tenga una extensión larga o z tenga un valor pequeño, entonces el plano x_2y_2 se considera como la región de Fresnel de las distribución U_1 . Entonces, la región de Fresnel esta definida donde z es suficientemente grande respecto a la extensión de U_1 y U_2 , así los términos de alto orden de la expresión (2.55) se pueden despreciar; pero donde λz es suficientemente pequeño respecto de la extensión de U_1 , el término (2.59) ya no puede ser despreciado.

2.6.2. Región de Fraunhofer

Para despreciar al término (2.59), es más fácil delimitar a U_1 por una apertura. Los límites sobre el tamaño de la apertura dan una forma directa de comparar los valores máximos de x_1^2 y x_2^2 con λz . Aun así, el término de la exponencial no es despreciable. En la integral (2.58) se muestra que el término (2.59) es despreciable si su cambio de fase es despreciable sobre un rango de valores diferentes de cero de U_1 . Se asume que esto se cumplirá si el cambio de fase sobre el rango de integración es mucho menor a 1 radian. Si el valor máximo de $x_1^2 + y_1^2$ es $(d/2)^2$, donde d es la dimensión lineal de la extensión máxima de U_1 , la restricción de la fase guía a:

$$\frac{k(d/2)^2}{2z} = \frac{\pi d^2}{4\lambda z} \ll 1 \quad (2.60)$$

o expresado de otra forma:

$$z \gg \frac{d^2}{\lambda} \quad (2.61)$$

donde la proporción $\pi/4$ es tomada a ser 1. El criterio es que cambio de fase permitido es mucho menor que un medio de radian, esto nos lleva a:

$$z \gg \frac{2d^2}{\lambda}. \quad (2.62)$$

En cualquiera que sea el caso, la región en la cual el término (2.59) puede despreciarse se le llama: *región de Fraunhofer o campo lejano*. La distribución de Fraunhofer esta dada por:

$$U_2(x_2, y_2) = \frac{1}{i\lambda z} \exp(ikz) \exp\left(ik \frac{x_2^2 + y_2^2}{2z}\right) \iint U_1(x_1, y_1) \exp\left[-i2\pi \left(x_1 \frac{x_2}{\lambda z} + y_1 \frac{y_2}{\lambda z}\right)\right] dx_1 dy_1 \quad (2.63)$$

o

$$U_2(x_2, y_2) = \frac{1}{i\lambda z} \exp(ikz) \exp\left(ik \frac{x_2^2 + y_2^2}{2z}\right) F\left(\frac{x_2}{\lambda z}, \frac{y_2}{\lambda z}\right) \quad (2.64)$$

donde $F\left(\frac{x_2}{\lambda z}, \frac{y_2}{\lambda z}\right)$ es la transformada de Fourier de $U_1(x_1, y_1)$. Esta expresión muestra que el patrón de difracción en la región de Fraunhofer esta dado por la transformada de Fourier de la distribución $U_1(x_1, y_1)$ en el primer plano.

2.7. Óptica no lineal

En la óptica, la respuesta de un material a la luz como la reflexión, la refracción y la transmisión, son consideradas propiedades intrínsecas del material, las cuales no dependen de las características de la luz. Después de la invención de los láseres, ha sido posible estudiar fenómenos donde la interacción entre la luz y la materia es muy fuerte; esto ocasiona que las propiedades del material se modifiquen y afecten la propagación de la luz. Consecuentemente, a veces es posible visualizar nuevos fenómenos ópticos que no pueden ser descritos con la óptica tradicional sino más bien con una rama moderna de la óptica llamada *óptica no lineal*.

En óptica no lineal, la presencia de un campo óptico modifica las propiedades del material que a su vez modifica el campo óptico, es decir, cuando luz coherente de alta intensidad se propaga en un medio óptico se observa que:

1. El índice de refracción del medio óptico cambia con la intensidad de la luz.
2. El principio de superposición se viola.
3. La frecuencia de la luz al transmitirse en un medio óptico cambia y podría observarse estos fenómenos: generación de segundo o tercer armónico, suma o diferencia de frecuencias.

4. La luz puede controlar luz, es decir, que los fotones interactúan con fotones a través del material.

Consideremos que el medio óptico no lineal se trata de un material homogéneo, isotrópico y no conductor, entonces las expresiones que describirán su comportamiento son las ecuaciones de Maxwell dadas por (2.6). La respuesta del material a un campo electromagnético se explica a partir de la relación entre el vector de polarización $\vec{P}(\vec{r}, t)$ y el vector de campo eléctrico $\vec{E}(\vec{r}, t)$, descrita por el vector de desplazamiento dieléctrico:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}, \quad (2.65)$$

La polarización es proporcional al campo eléctrico y es una fuente de radiación que nos da información de como reacciona el material cuando se le aplica una energía. Para campos eléctricos débiles la relación entre $\vec{E}$ y $\vec{P}$ es lineal. Si $|\vec{E}|$ adquiere valores comparables al campo eléctrico interatómico (10^5 a 10^8 V/m), la relación se hace no lineal.

Al interactuar la luz con el material, los átomos entran en resonancia; si la fuerza elástica restitutiva es lineal, es posible representar a los átomos usando el modelo del oscilador armónico simple; sin embargo, si la fuerza restitutiva es una función no lineal del desplazamiento desde el punto de equilibrio, la polarización será una función no lineal del campo eléctrico. Como la respuesta del material es no lineal, el sistema estará descrito por el modelo del oscilador anarmónico. Para este tipo de material, los vectores $\vec{E}(\vec{r}, t)$ y $\vec{P}(\vec{r}, t)$ son paralelos respecto de la posición y del tiempo (ver sección 2.2); esto permite examinar al material en una sola dirección, es decir, nos fijaremos en $|\vec{E}| = E$ y $|\vec{P}| = P$.

Consideremos un material donde su polarización $P(t)$ depende fuertemente del campo eléctrico aplicado $E(t)$. En la óptica convencional, la polarización inducida depende linealmente con el campo eléctrico:

$$P(t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} E(t) \quad (2.66)$$

donde la constante de proporcionalidad $\chi^{(1)}$ es conocida como la susceptibilidad y ϵ_0 es la permitividad en el espacio libre. En la óptica no lineal, la respuesta óptica puede frecuentemente ser descrita generalizando la ecuación (2.66), esto es expresando a la polarización $P(t)$ como una serie de potencias del campo eléctrico $E(t)$ como:

$$P(t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} E(t) + \epsilon_0 \chi^{(2)} E^2(t) + \epsilon_0 \chi^{(3)} E^3(t) + \dots \quad (2.67)$$

donde las cantidades $\chi^{(2)}$ y $\chi^{(3)}$ son las susceptibilidades ópticas no lineales a segundo y tercer orden, respectivamente. El primer término es la polarización lineal P_L y los términos de orden mayor forman la polarización no lineal P_{NL} . De esta manera, la polarización total se puede expresar como la suma de la polarización lineal P_L y la polarización no lineal P_{NL} del material:

$$P = P_L + P_{NL}. \quad (2.68)$$

Dependiendo de las características del material y la amplitud del campo será el orden de la respuesta óptica no lineal. Por ejemplo, algunos materiales que son homogéneos, anisotrópicos, no magnéticos y no conductores, como los cristales, tienen una no linealidad de segundo orden; en este caso el efecto a tercer orden es débil y se considera despreciable. Sin embargo, existen otros materiales donde la no linealidad a tercer orden predomina y a segundo orden se desprecia, tal es el caso de los materiales centrosimétricos. Por lo regular, estos últimos son materiales líquidos, como el aceite. [8, 11, 14]

Los fenómenos ópticos no lineales pueden ocurrir sin que se generen ondas con frecuencia diferente a la onda que incide en el material, pero el comportamiento no lineal se hace presente como un cambio autoinducido en las características de propagación de una onda viajando a través del material. De acuerdo a la expresión (2.67), estos fenómenos únicamente pueden ser causados por una no linealidad a tercer orden (o términos impares de alto orden), los cuales a través del triple

producto del campo puede dar como resultado una polarización no lineal en la misma frecuencia o vector de onda que el haz incidente en el material. Para que esto ocurra, se deben cumplir las condiciones de acoplamiento de fase espacial y temporal dadas por (ver figura 2.10):

$$\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 - \omega_3 = \omega + \omega - \omega. \quad (2.69)$$

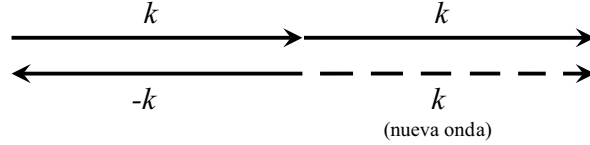


Figura 2.10: Condición de fase para un efecto auto inducido.

2.7.1. Índice de refracción

En un medió óptico no lineal, la propagación de la luz depende de su índice de refracción y este puede representarse como:

$$n = n_0 + \delta n(I) \quad (2.70)$$

donde n_0 es el índice de refracción lineal y $\delta n(I)$ es el índice de refracción no lineal que depende de la intensidad de la luz y determina la respuesta no lineal del medio.

Algunos de los procesos físicos que producen un cambio no lineal en el índice de refracción están enlistados en la tabla 2.1 y es de nuestro interés estudiar los efectos térmicos. [14]

Respuesta óptica no lineal	n_2 (cm^2/W)	$\chi^{(3)}$ (m^2/V^2)	Tiempo de Respuesta (seg)
Polarización electrónica	10^{-16}	10^{-22}	10^{-15}
Orientación molecular	10^{-14}	10^{-20}	10^{-12}
Electrostricción	10^{-14}	10^{-20}	10^{-9}
Absorción de saturación atómica	10^{-10}	10^{-16}	10^{-8}
Efectos térmicos	10^{-6}	10^{-12}	10^{-3}
Efectos fotorrefractivos	-	-	(depende de la intensidad)

Tabla 2.1: Valores típicos del índice de refracción no lineal

Índice de refracción térmico

Los procesos térmicos que surgen por la interacción de luz y la materia pueden guiarnos a efectos ópticos no lineales. El origen de los efectos ópticos térmicos no lineales es debido a que una pequeña fracción de la intensidad de un haz de luz se absorbe al pasar a través del material. Consecuentemente, la temperatura incrementa en la porción iluminada, lo que implicará un cambio en el índice de refracción del material.[14]

El índice de refracción del material puede aumentar o disminuir con el cambio en la temperatura; esto dependerá de la estructura interna del material. Matemáticamente, los efectos ópticos térmicos no lineales se describen asumiendo que el índice de refracción n , que depende de la posición transversal r y del tiempo t , varía con la temperatura T ; así que el índice de refracción no lineal está dado por:

$$\delta n(I) = \frac{dn}{dT} \delta T(I), \quad (2.71)$$

donde dn/dT es una propiedad intrínseca del material y δT es la variación de temperatura inducida.

Es difícil encontrar una relación exacta entre la parte no lineal del índice de refracción debido a efectos térmicos y la intensidad de luz incidente. En realidad, los parámetros experimentales que

se relacionan a la geometría del sistema (ancho de la celda, tamaño del spot del haz, conductividad térmica del sustrato) determinan la dinámica del intercambio de calor entre el material y el haz de luz incidente. Para esto, bajo las condiciones de estado estable, es posible obtener una primera aproximación de la expresión a partir de la *ecuación de conductividad del calor*, expresada de la siguiente manera:

$$\kappa \nabla^2 T - \rho c_v \frac{\partial T}{\partial t} = -\alpha I, \quad (2.72)$$

donde αI es el calor dado al material por unidad de tiempo y unidad de volumen, κ es la conductividad térmica, ρ es la densidad de masa, c_v es el calor específico a volumen constante y α es el coeficiente de absorción lineal del material. La ecuación (2.72) puede reescribirse como:

$$D \nabla^2 T - \frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{\alpha}{\rho c_v} I, \quad (2.73)$$

donde D es el coeficiente de difusión térmico definido por:

$$D = \frac{\kappa}{\rho c_v}. \quad (2.74)$$

Note que los efectos ópticos no lineales con respuesta térmica son no locales, ya que, el cambio en el índice de refracción en algún punto dado también depende de contribución de la intensidad del haz de otros puntos cercanos a él. [8]

Autoenfocamiento y Autodesenfocamiento

Se pueden observar efectos ópticos no lineales generados cuando un haz de luz intenso modifica las propiedades de un material. La respuesta de la interacción puede inducir un autoenfocamiento o autodesenfocamiento del haz a la salida del medio debido a un cambio en el índice de refracción no lineal, ya sea, positivo ($\delta n > 0$) o negativo ($\delta n < 0$), respectivamente. Estas no linealidades ocasionan que el medio óptico tenga un comportamiento similar a una lente, conocida como *lente no lineal*.

Consideremos un haz de luz con un perfil de intensidad Gaussiano que se propaga dentro de un material, con un índice de refracción n expresado por la ecuación (2.70):

$$n = n_0 + \delta n(I). \quad (2.75)$$

Si δn es positivo, la parte central del haz tiene una alta intensidad que hacia los bordes del haz; por esta razón, en el centro el índice de refracción es más grande (y la velocidad de la luz es menor) que hacia el exterior del haz, formándose así, el efecto de una lente positiva. Este autoenfocamiento de un haz es el resultado de que el frente de onda del haz se distorsiona cuando atraviesa un medio no lineal. Por otro lado, el autodesenfocamiento puede ocurrir si δn es negativo, ya que, la distorsión del frente de onda es ahora opuesto al caso de autoenfocamiento y se observa el efecto de una lente negativa.

El *autodesenfocamiento* a partir de un efecto térmico inducido por un láser es también conocido como *desenfocamiento térmico* y es resultado de que en el material se forma el efecto de una lente conocida comúnmente como *lente térmica*. Un medio óptico no lineal actuará como una lente divergente, delgada o gruesa, dependiendo si la absorción del medio es débil o fuerte. Este efecto puede ser detectado midiendo la variación en el diámetro del haz proyectado sobre una pantalla a campo lejano.[8, 14]

Automodulación espacial de fase

La automodulación de fase es otra consecuencia de que el índice de refracción varia con la intensidad incidente en el material. De hecho, la variación del índice de refracción no solo produce

un autoenfocamiento o autodesenfocamiento en el haz transmitido, sino también induce cambios en el camino óptico de la luz en cada punto sobre el haz. La automodulación de fase es la distorsión del frente de onda de un haz que entra a un medio óptico no lineal. Puede describirse a este efecto como un fenómeno de difracción de la luz.

Consideremos un haz láser Gaussiano viajando en la dirección z , que tiene una intensidad en $z = 0$ dada por:

$$I(r) = I_0 \exp \left[-\frac{2r^2}{W^2(z)} \right]. \quad (2.76)$$

Esta distribución de intensidad da origen a una distribución transversal Gaussiana del índice de refracción no lineal del material de la forma:

$$\delta n(r, z) = \delta n(z) \exp \left[-\frac{2r^2}{W^2(z)} \right]. \quad (2.77)$$

En consecuencia, la fase no lineal de la onda estará dada por:

$$\phi_{NL}(r) = \phi_0 \exp \left[-\frac{2r^2}{W^2(z)} \right] \quad (2.78)$$

que significa que el frente de onda sufre un cambio de fase que dependerá de la coordenada transversal r .

Antes de que un haz gaussiano entre a un medio óptico no lineal, su frente de onda justo en su cintura corresponde a una onda plana y conforme se propaga su frente de onda se va curvando (ver sección 2.5.1). A la salida de medio óptico, la fase del haz gaussiano se modifica debido a un cambio en el índice de refracción del material por la interacción con la luz. Como consecuencia, el perfil del frente de onda será similar al perfil de intensidad de la luz incidente, es nuestro caso es un perfil Gaussiano, ver figura 2.11.

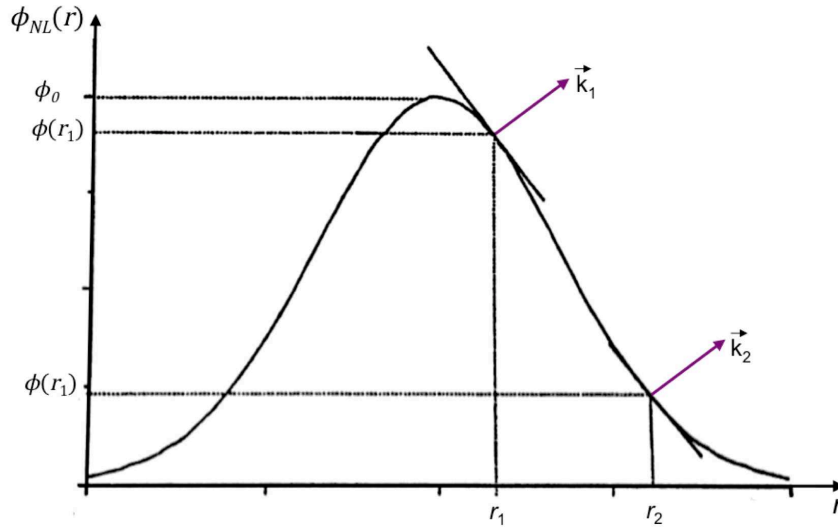


Figura 2.11: Perfil gaussiano del cambio de fase no lineal debido a un cambio del índice de refracción por efectos óptico-térmicos cuando un haz gaussiano se propaga en un material no lineal.

Bajo estas restricciones, el efecto no lineal de automodulación de fase puede observarse como un conjunto de anillos concéntricos. Esto es porque hay dos valores diferentes de r (r_1 y r_2) que corresponde a dos valores de ϕ_{NL} que tienen la misma pendiente y consecuentemente el mismo vector de propagación $\vec{k}_1 = \vec{k}_2$. Esto significa que estos dos puntos del frente de onda viajan en la misma dirección y pueden interferir.

Capítulo 3

Modelo de lente térmica

3.1. Modelo teórico de lente térmica

En 1965, Gordon y colaboradores [1], fueron los primeros en reportar la existencia del efecto de una lente en materiales líquidos. Observaron otros fenómenos interesantes en celdas que contenían materiales líquidos de componentes orgánicos colocadas dentro de un resonador de un láser de He-Ne con una longitud de onda de 632 nm , estos se atribuyeron a efectos térmicos; estos fenómenos son: el aumento y decaimiento de los transientes, cambio de modos, oscilación de relajación y cambios en el tamaño de los spots del haz en los espejos. En la figura 3.1, se esquematiza el arreglo experimental que usaron para detectar dichos fenómenos. La celda (LC) que contiene al material líquido, de 1 cm de espesor, es colocada entre el tubo que contenía la mezcla de He-Ne (LD) y uno de los dos espejos del láser (M1) y ajustada al ángulo de Brewster para maximizar la potencia del láser.

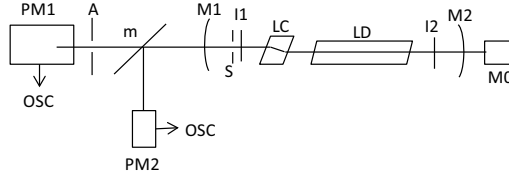


Figura 3.1: Esquema del arreglo experimental de Gordon

Se dieron cuenta que si la celda se removía del resonador, los spots del haz proyectados sobre los espejos (M1 y M2) tenían el mismo tamaño; pero si la celda era colocada nuevamente el tamaño entre los spot era diferente. Esto sostuvo la idea que el fenómeno que se observaba era el efecto de una lente. Pudo estimarse, a partir de longitudes de trayectoria y tamaños de los spots, que la celda actuaba como una lente divergente con una distancia focal aproximadamente igual a la de los espejos, 1 m . Este fenómeno se adjudicó a la absorción de la luz por el material y lo denominaron *lente térmica*. Gordon creía que el efecto de lente se producía por un cambio en la constante dieléctrica. También suponía que se había un calentamiento a partir de la absorción de la luz roja en el material contenido en la celda.

Matemáticamente para describir dicho efecto, Gordon y colaboradores propusieron un modelo para estudiar el fenómeno de lente térmica donde la muestra es colocada en la cintura del haz láser que tiene una distribución de intensidad gaussiana, transversal al eje del haz. Ellos esperaban que el índice de refracción del material tuviera el mismo comportamiento gaussiano; sin embargo, en su modelo consideraron un perfil de cambio parabólico del índice de refracción con el radio transversal

CAPÍTULO 3. MODELO DE LENTE TÉRMICA

3.1. MODELO TEÓRICO DE LENTE TÉRMICA

r , respecto del eje del haz. En una primera aproximación, se tiene que el índice de refracción es:

$$n = n_0 \left[1 + \delta \left(\frac{r}{W_0} \right)^2 \right], \quad (3.1)$$

donde n_0 es el índice de refracción lineal, W_0 es el radio de la cintura del haz y δ es el cambio fraccional del índice de refracción a partir del eje óptico hacia los borde del haz.

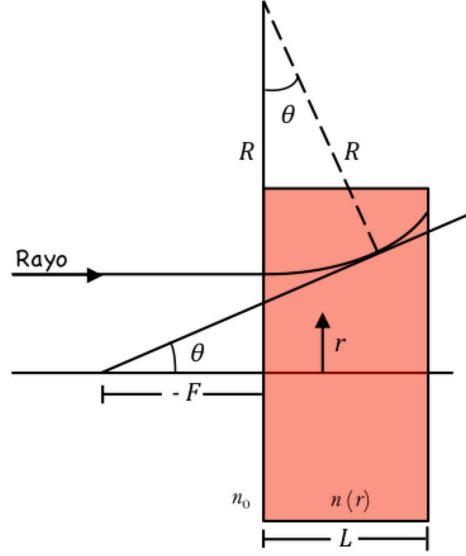


Figura 3.2: Modelo teórico de J. P. Gordon y colaboradores

En la figura 3.2 se muestra el esquema del modelo de Gordon, en el cual se considera un sólo rayo paralelo al eje del haz entrando al material de longitud L . Cuando el rayo se propaga en el material (ver sección 2.4), seguirá una trayectoria circular dada por:

$$\frac{1}{R} = -\hat{a} \cdot \nabla \ln(n) = \left(\frac{1}{n} \right) \frac{dn}{dr}, \quad (3.2)$$

donde $\hat{a}$ es el vector unitario en dirección radial. Derivando respecto de la componente radial r a la ecuación (3.1), se obtiene que la curvatura del haz será:

$$\frac{1}{R} = -\frac{2\delta r}{W_0^2}. \quad (3.3)$$

De acuerdo a la geometría del modelo (ver figura 3.2), se tiene que:

$$\sin \theta = \frac{L}{R}, \quad (3.4a)$$

$$\tan \theta = \frac{r}{-F}. \quad (3.4b)$$

En aproximación paraxial, se obtiene que la longitud focal F de la lente térmica generada en el medio óptico es:

$$F \simeq \frac{r}{\theta} \simeq \frac{rR}{L} = -\left(\frac{1}{2\delta} \right) \frac{W_0^2}{L}, \quad (3.5)$$

CAPÍTULO 3. MODELO DE LENTE TÉRMICA

3.1. MODELO TEÓRICO DE LENTE TÉRMICA

Debido a que el material absorbe parte de la energía de la luz incidente, en la región iluminada se produce un calentamiento generando cambios en la temperatura del material. Ya que el perfil de intensidad del haz es gaussiano, la temperatura tendrá el mismo perfil; en el material, esto ocasiona que la temperatura sobre el eje del haz sea mayor que en los bordes. Como resultado del cambio en la temperatura, $\delta T(r, t)$, se induce un índice de refracción que depende de la posición radial r y del tiempo t , expresado por:

$$n(r, t) = n_0 + \frac{dn}{dT} \delta T(r, t), \quad (3.6)$$

donde dn/dT es el cambio del índice de refracción con la temperatura y el producto $(dn/dT)\delta T(r, t)$ es el índice de refracción no lineal del material debido a efectos térmicos (ver sección 2.7.1). Resolviendo la ecuación de conductividad térmica (2.73) se obtiene que:

$$\delta T(r, t) = \frac{0.06\alpha P}{\pi k} \left[\ln \left(1 + \frac{8Dt}{W_0^2} \right) - \left(\frac{16Dt}{W_0^2 + 8Dt} \right) \frac{r^2}{W_0^2} \right], \quad (3.7)$$

donde α es el coeficiente de absorción, P es la potencia de la luz incidente al material y D es el coeficiente de difusión térmico dado por:

$$D = \frac{k}{\rho c_p}, \quad (3.8)$$

κ es la conductividad térmica, ρ es la densidad de masa y c_p es el calor específico del material. Sustituyendo la ecuación (3.7) en (3.6), se obtiene que el índice de refracción para fenómenos ópticos generados por efectos térmicos sobre el material es:

$$n(r, t) = \frac{0.06\alpha P}{\pi k} \left[\ln \left(1 + \frac{8Dt}{W_0^2} \right) - \left(\frac{16Dt}{W_0^2 + 8Dt} \right) \frac{r^2}{W_0^2} \right] \quad (3.9)$$

Como el cambio del índice de refracción con la temperatura dn/dT es aproximadamente del orden de 10^{-5} , el término con el logaritmo natural es despreciable [1-5]. Comparando las ecuaciones (3.1) y (3.9), se obtiene que:

$$\delta = -\frac{0.12\alpha P}{\pi k n_0} \left(\frac{dn}{dT} \right) \frac{8Dt}{W_0^2 + 8Dt}. \quad (3.10)$$

Sustituyendo esta última expresión en (3.5), se encuentra que la expresión para la ecuación de la lente térmica o también llamada longitud focal de la lente térmica es:

$$F(t) = \frac{\pi k n_0 W_0^2}{0.24 P_{abs} (dn/dT)} \left(1 + \frac{t_c}{2t} \right), \quad (3.11)$$

donde $P_{abs} = \alpha L P$ es la potencia absorbida por el material y $t_c = W_0^2/4D$ es el tiempo al cual se alcanza el equilibrio, es decir, es tiempo que tarda en formarse la lente. De esta manera, la longitud focal de la lente térmica en equilibrio será:

$$F_\infty = \frac{\pi k n_0 W_0^2}{0.24 P_{abs} (dn/dT)} \quad (3.12)$$

El modelo teórico de J. P. Gordon y colaboradores [1] hace un análisis de la trayectoria de los rayos en un material absorbente posicionado justo en la cintura del haz con radio W_0 y con un índice de refracción que depende de la posición y del tiempo. Es necesario conocer el índice de refracción para obtener el cambio de fase no lineal de un haz Gaussiano al propagarse en un material isotrópico, homogéneo y centrosimétrico.

CAPÍTULO 3. MODELO DE LENTE TÉRMICA

3.1. MODELO TEÓRICO DE LENTE TÉRMICA

3.1.1. Perfil de cambio de fase de una lente térmica

Consideremos un haz Gaussiano con una cintura W_0 y longitud de onda λ , su distancia de Rayleigh es $z_0 = \pi W_0^2/\lambda$. El haz se propaga en dirección del eje óptico (eje z positivo) con una amplitud de campo compleja dada por:

$$E_0(r, z) = A_0 \frac{W_0}{W(z)} \exp\left(-\frac{r^2}{W(z)^2}\right) \exp\left[-ikz - ik\frac{r^2}{2R(z)} + i\zeta(z)\right], \quad (3.13)$$

donde A_0 es una constante y $k = 2\pi/\lambda$ es el número de onda; $W(z)$, $R(z)$ y $\zeta(z)$ son el ancho del haz, el radio de curvatura y la fase de Gouy relativa a una onda plana, respectivamente, dadas por las ecuaciones (2.42).

En la sección 2.7, se explica que los efectos ópticos no lineales autoinducidos que se observan cuando un haz Gaussiano se propaga en un medio isotrópico, homogéneo y centrosimétrico (como el aceite) se determinan a partir de una polarización no lineal a tercer orden, ya que, por el triple producto del campo eléctrico puede obtenerse a la salida del medio una onda a la misma frecuencia y vector de onda que la incidente. Por esta razón, el campo eléctrico de haz transmitido estará dado de la siguiente manera:

$$E(r, z) = E_0(r, z) \exp(-i\phi_{NL}(r)), \quad (3.14)$$

donde $\phi_{NL}(r)$ es el perfil de cambio de fase no lineal que depende del radio transversal del haz r , dado por:

$$\phi_{NL}(r) = \phi_0 \exp(-kG(r)); \quad (3.15)$$

el término $G(r)$ es la diferencia de camino óptico, para un material de espesor L a partir del centro $r = 0$ a r :

$$G(r) = L \int_0^r n(r, t) dr \quad (3.16)$$

donde el índice de refracción $n(r, t)$ para un medio óptico no lineal es descrito por la ecuación (3.6). Si consideramos que el material puede ser colocado en cualquier posición cercana a la cintura del haz sobre el eje z donde el ancho del spot es $W(z)$, el índice de refracción estará expresado como:

$$n(r, t) = n_0 + \frac{0.06\alpha P}{\pi k} \frac{dn}{dT} \left[\ln\left(1 + \frac{8Dt}{W^2}\right) - \left(\frac{16Dt}{W^2 + 8Dt}\right) \frac{r^2}{W^2} \right]; \quad (3.17)$$

Entonces la diferencia de camino óptico será:

$$G(r) = -0.06 \frac{P_{abs}}{\pi \kappa} \left(\frac{dn}{dT} \right) \frac{16D}{\left(\frac{W^2}{t} + 8D \right)} \frac{r^2}{W^2}. \quad (3.18)$$

La lente térmica llega a un estado de equilibrio después de que ha transcurrido un tiempo crítico $t_c = w_0^2/4D$; así que para tiempos muy grandes, cuando $t \rightarrow \infty$, la ecuación anterior queda como:

$$G(r) = -0.12 \frac{P_{abs}}{\pi \kappa} \left(\frac{dn}{dT} \right) \frac{r^2}{W^2}. \quad (3.19)$$

Así que la expresión para la fase autoinducida por efectos óptico-térmicos no lineales es:

$$kG(r) = -(0.12)k \frac{P_{abs}}{\pi \kappa} \left(\frac{dn}{dT} \right) \frac{r^2}{W^2}. \quad (3.20)$$

donde $k = 2\pi/\lambda$ es el número de onda. Por lo tanto, el perfil de cambio de fase no lineal será:

$$\phi_{NL}(r) = \phi_0 \exp\left[-0.12 k \frac{P_{abs}}{\pi \kappa} \left(\frac{dn}{dT} \right) \frac{r^2}{W^2}\right]. \quad (3.21)$$

CAPÍTULO 3. MODELO DE LENTE TÉRMICA

3.2. MODELO NUMÉRICO DE LA LENTE TÉRMICA

Sustituyendo esta expresión en la ecuación (3.14), el campo eléctrico a la salida de un medio óptico no lineal estará dado por:

$$E(r, z) = E_0(r, z) \exp \left[-i\phi_0 \exp \left(-0.12 k \frac{P_{abs}}{\pi\kappa} \left(\frac{dn}{dT} \right) \frac{r^2}{W^2} \right) \right]. \quad (3.22)$$

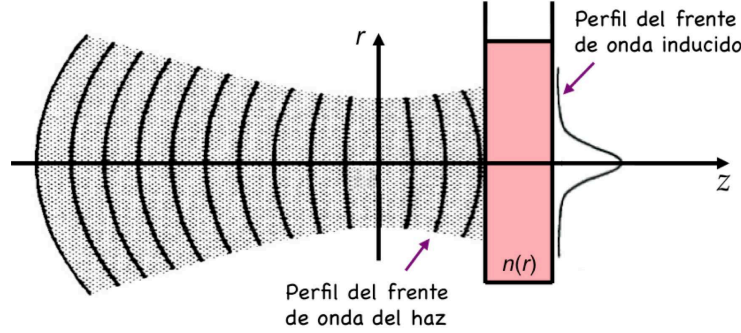


Figura 3.3: Distorción del frente de onda de un haz gaussiano a la salida del medio óptico no lineal debido un cambio del índice de refraccion por efectos óptico-térmicos.

De la expresión (3.21) se puede notar que el perfil cambio de fase no lineal inducida por efectos térmicos en el material es una función gaussiana respecto de la posición radial del haz r , ver figura 3.2. Sobre el eje óptico del haz ($r = 0$), se tiene un cambio de fase máximo de la onda $[\phi_0]_{max}$. Si $[\phi_0]_{max}$ es mayor a 2π , entonces la distribución de intensidad del haz a la salida del medio debería mostrar cimas o valles resultado de la interferencia constructiva o destructiva de la luz por presencia del medio óptico no lineal. Este fenómeno comúnmente, aparece en forma de anillos, que se pueden observar al ser proyectados sobre una pantalla (ver sección 2.7.1). [11, 8]

3.2. Modelo numérico de la lente térmica

El estudio del efecto de lente térmica en un medio óptico no lineal se hace por la propagación a campo lejano de un haz láser que pasa a través de un material colocado en regiones cercanas a la cintura del haz, pudiendo observar un patrón de difracción. Para analizar numéricamente el efecto de lente térmica, se ha hecho un programa en MatLab para simular dichos patrones. A continuación, se describirán las consideraciones hechas en el programa.

Parte 1: Se establecen el rango de valores de la variable independiente que se analizarán y se hace un cambio de coordenadas cartesianas a polares.

Parte 2: Se definen los parámetros del haz de luz Gaussiano que incide en el medio óptico como: el radio de la cintura W_0 , la distancia de Rayleigh z_0 , el ancho $W(z)$, el radio de curvatura $R(z)$ y a potencia P .

Parte 3: Es necesario definir algunas propiedades físico-químicas del medio óptico que se analiza, que en nuestro caso será aceite de ricino. Este material tiene una conductividad térmica de $\kappa = 1.8 \text{ mW/K cm}$ [26, 27]. Se especifican parámetros como: la potencia óptica incidente, grosor de la muestra y el coeficiente de absorción del aceite de ricino para las longitudes de onda de 488 y 514 nm. También se considera el cambio del índice de refracción con la temperatura dn/dT el cual cambia en base al análisis que se hará.

CAPÍTULO 3. MODELO DE LENTE TÉRMICA

3.2. MODELO NUMÉRICO DE LA LENTE TÉRMICA

Parte 4: Se describe la fase no lineal y la expresión para el campo eléctrico del haz transmitido por el medio óptico, ecuación (3.22). También se hace el calculo de la transformada de Fourier (ver sección 2.6).

Parte 5: Se calcula la intensidad del patrón de difracción elevando al cuadrado al campo eléctrico transmitido y se grafican los resultados.

Simulación de los patrones de difracción de una lente térmica.

```
% Parte 1
clear
xm=1000e-6; %ancho 2mm
np=2^10;
x=linspace(-xm,xm,np+1);
[x y]= meshgrid(x);
[theta,r]=cart2pol(x,y);

% Parte 2
l=488e-9; %Longitud de onda en cm
w0=25e-6; %Ancho de la cintura en cm
z0=(pi*w0^2)/l;
k0=2*pi/l;

d=0.3*z0;
w=w0*sqrt(1+(d/z0)^2);
R0=d*(1+(z0/d)^2);

% Parte 3
P=25e-3; %Potencia
b=1.283e2; %Coeficiente de absorción: 1.283 y 0.563
L=5e-3; %Ancho de la muestra
k=1.8e-1; %Conductividad térmica
Pabs=P*b*L; %Potencia absorbida

dn=-1.8e-5;

% Parte 4
fi0=8*pi;
fi=fi0*exp((0.12*k0*dn*Pabs/(pi*k))*r.^2/w^2);

if (d>0 || d<0),
psil=k0*(r.^2/(2*R0))+fi;
fase=exp(-i*psil);
E=exp(-r.^2/(w^2)).*fase;
FE=fftshift(fft2(fftshift(E)));
else
psil=fi;
fase=exp(-i*psil);
E=exp(-r.^2/(w^2)).*fase;
FE=fftshift(fft2(E));
end

% Parte 5
figure
imagesc(abs(FE).^2),axis square,axis off, colormap gray

figure
x=1:np+1;
plot((x-np/2)/d,abs(FE(np/2,:)).^2/max(abs(FE(np/2,:)).^2),'r'),
xlabel('r')
ylabel('Intensity (a.u)')
```

Capítulo 4

Desarrollo experimental y discusión de resultados

4.1. Características de la muestra líquida

El medio óptico no lineal que se va a estudiar es el aceite de ricino. Al aceite se le agrega un colorante para aumentar su absorción de luz, se agita y por último se filtra para evitar que haya partículas grandes del colorante en el aceite. El colorante es rojo de metilo; este no se disuelve en aceite sino que pequeñas partículas del colorante se quedan suspendidas en el aceite de tal forma que a escala macroscópica la distribución es homogénea, ver figura 4.1 (a).

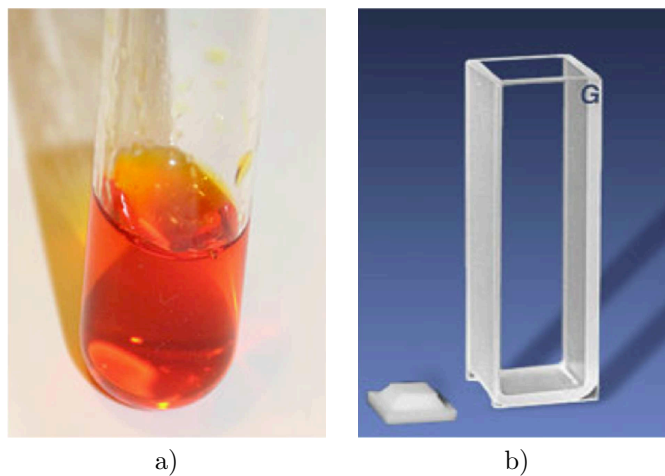


Figura 4.1: a) Aceite de Ricino con colorante Rojo de Metilo. b) Celda de vidrio con paredes paralelas de 5 mm de grosor.

Finalmente, el aceite con el colorante se deposita en una celda de vidrio con paredes paralelas de 5 mm de espesor, ver figura 4.1 (b).

4.2. Medición del coeficiente de absorción

El efecto de lente térmica es atribuido a la absorción de una porción de la energía de luz incidente en el material, lo que incrementa su temperatura local. El material ha analizar es aceite de ricino (o también conocido como aceite de castor), el cual es dopado con colorante rojo de metilo para aumentar su absorción de luz en las longitudes de onda de 488 nm y 514 nm .

Para medir el coeficiente de absorción del aceite de ricino dopado con colorante de metilo, se usa el siguiente arreglo experimental (ver figura 4.2):

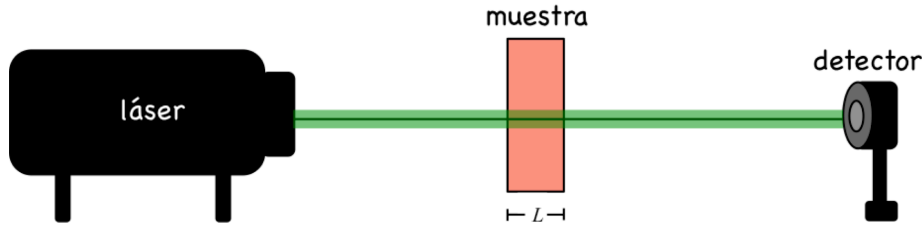


Figura 4.2: Arreglo experimental para medir el coeficiente de absorción

Se utiliza un láser de iones de Argón de emisión continua (Modu-Laser, Stellar-Pro-Select), el cual ya ha sido caracterizado en el laboratorio de fotónica de la FCFM, BUAP. Emite en una longitud de onda de 488 nm , con una potencia óptica máxima de 45 mW , tiene una cintura de $W_0 = 280 \mu\text{m}$ y su distancia de Rayleigh es de $z_0 = 50.5 \text{ cm}$. También emite a una longitud de onda de 514 nm . La celda que contiene al material es de vidrio y de 5 mm de espesor; es colocada entre el láser y un medidor de potencia (S120B, Thorlabs), con un rango espectral de 400 a 1100 nm .

Como sabemos la intensidad luminosa esta definida como:

$$I = I_0 \exp(-\alpha L), \quad (4.1)$$

donde I_0 es la intensidad que incide en el material, I es la intensidad que se transmite, α es el coeficiente de absorción y L es el espesor del material. Por otro lado, la intensidad luminosa y la potencia óptica se relacionan de la siguiente manera: $I = P/A$ donde A es el área.

Para un material de 5 mm de espesor se obtuvieron los siguientes coeficientes de absorción para las longitudes de onda de 488 nm y 514 nm , mostrados en la tabla 4.1.

$\lambda \text{ (nm)}$	$P_0 \text{ (mW)}$	$P \text{ (mW)}$	$L \text{ (cm)}$	$\alpha \text{ (cm}^{-1}\text{)}$
488	14.04	7.38	0.5	1.283
514	16.33	12.32	0.5	0.563

Tabla 4.1: Coeficientes de absorción del aceite de ricino dopado con colorante rojo de metilo para las longitudes de onda de 488 nm y 514 nm .

4.3. Arreglo experimental para el análisis de la lente térmica

Para analizar experimentalmente la formación de la lente térmica en una muestra de aceite de ricino dopado con colorante rojo de metilo se utiliza el siguiente arreglo experimental (ver figura 4.3):

Una lente biconvexa, con una longitud focal de 5 cm , es colocada a una distancia de $z = 22 \text{ cm}$ del láser de iones de Argón. La lente hace converger al haz láser a una distancia de $z' = 5.2 \text{ cm}$, formándose una nueva cintura $W'_0 = 25 \mu\text{m}$ y distancia de Rayleigh $z'_0 = 0.4 \text{ cm}$. El aceite de ricino

CAPÍTULO 4. DESARROLLO EXPERIMENTAL Y DISCUSIÓN DE RESULTADOS

4.4. RESULTADOS EXPERIMENTALES Y NUMÉRICOS

es contenido en una celda de vidrio de 5 mm de espesor y es colocada en diferentes posiciones (sobre el eje del haz) cercanas a la cintura del haz. Después de que el haz de luz incide sobre el material, el haz de luz transmitido se propaga a campo lejano (aproximadamente una distancia de 150 cm a partir de la celda). El haz que se propaga es proyectado sobre una pantalla para observar el patrón de difracción que se genera. Las imágenes de los patrones de difracción son obtenidas con una cámara digital (Sony) colocada a una distancia de 30 cm frente la pantalla sobre un costado del haz. Los resultados se obtuvieron variando la posición de la celda que contiene al material y variando la potencia óptica del láser. La potencia es medida con un detector colocado entre el láser y la lente biconvexa.

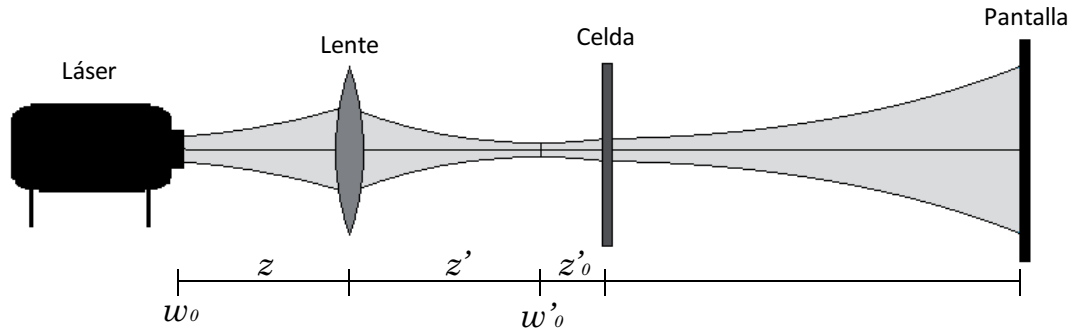


Figura 4.3: Arreglo experimental para obtener los patrones de difracción de una lente térmica.

4.4. Resultados experimentales y numéricos

A continuación se presentan los patrones de difracción experimentales y numéricos obtenidos por la presencia del efecto de lente térmica que se forman cuando un haz de luz de distribución de intensidad gaussiana incide en aceite de ricino dopado con colorante rojo de metilo contenido en una celda de 5 mm de espesor. Se analizan estos resultados en diferentes dependencias características como: potencia óptica P_0 , longitud de onda λ y posición del medio óptico sobre el eje z . Los patrones de difracción se obtuvieron para una longitud de onda del láser de 488 nm; a esta longitud corresponde un coeficiente de absorción del material de 1.238 cm^{-1} (ver sección 4.2).

4.4.1. Dependencia con la longitud de onda λ

En la figura 4.4, se muestran los patrones de difracción obtenidos para las longitudes de onda de 488 nm y 514 nm. Se comparan ambos resultados aplicando potencias ópticas similares y la posición de la muestra de aceite de ricino dopado con colorante rojo de metilo es fija para estos resultados, $z = 0$. Se obtuvo que el coeficiente de absorción aplicando una longitud de onda de 488 nm es igual a 1.283 cm^{-1} y al aplicar la longitud de onda de 514 nm es $\alpha = 0.563 \text{ cm}^{-1}$ (ver sección 4.2).

Debido a que se midió el coeficiente de absorción, se deduce que a 488 nm el material absorbe mayor cantidad de energía de luz incidente que a 514 nm. Por otro lado, los resultados obtenidos experimentalmente del efecto no lineal de lente térmica confirman que será mucho más intenso aplicando una longitud de onda de 488 nm. A una potencia óptica de 25 mW, el número de anillos es mayor para 488 nm. Todo esto es evidencia clara de que el proceso no lineal que ocurre en el material es térmico y que depende de la cantidad de luz que se absorbe.

CAPÍTULO 4. DESARROLLO EXPERIMENTAL Y DISCUSIÓN DE RESULTADOS

4.4. RESULTADOS EXPERIMENTALES Y NUMÉRICOS

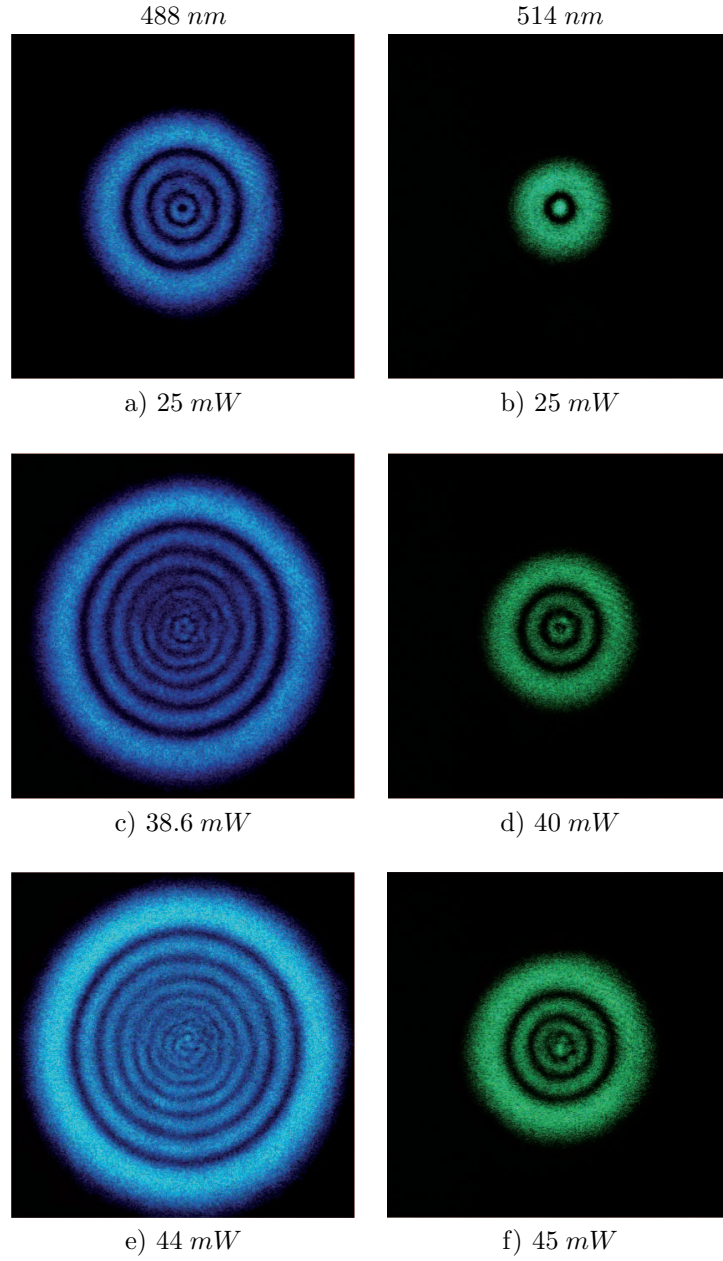


Figura 4.4: Patrones de difracción vs. longitud de onda λ . Resultados experimentales aplicando potencias ópticas similares y $z = z_0$. Para $\lambda = 488 \text{ nm}$, $\alpha = 1.283 \text{ cm}^{-1}$ y para $\lambda = 514 \text{ nm}$, $\alpha = 0.563 \text{ cm}^{-1}$.

4.4.2. Dependencia con la posición de la celda z

Ahora se presentan los patrones de difracción experimentales obtenidos al variar la posición de la celda z ; se varia hasta tres distancias de Rayleigh z_0 antes y después de la cintura del haz gaussiano.

En los patrones mostrados en la figura 4.5 se aplica una potencia óptica de 19 mW y los que se muestran en la figura 4.6, la potencia es de 38 mW . La longitud de onda que se usa es de 488 nm

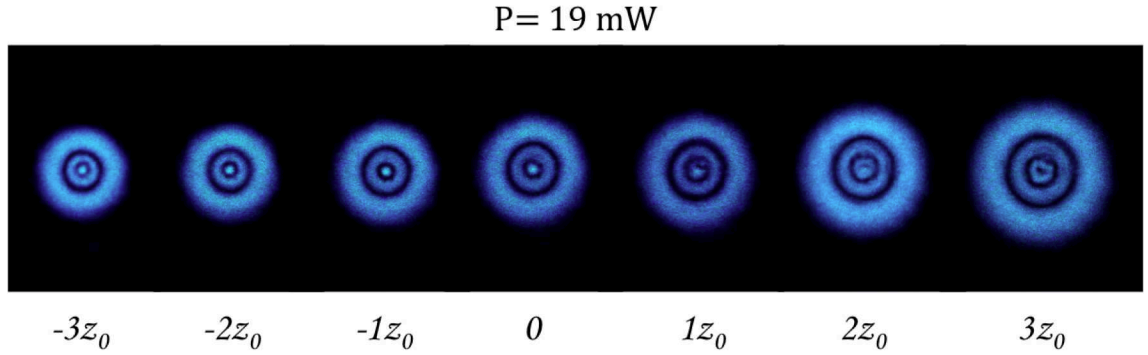


Figura 4.5: Patrones de difracción vs. posición de la muestra z_0 . $\lambda = 488 \text{ nm}$, $P_0 = 19 \text{ mW}$ y $\alpha = 1.283 \text{ cm}^{-1}$

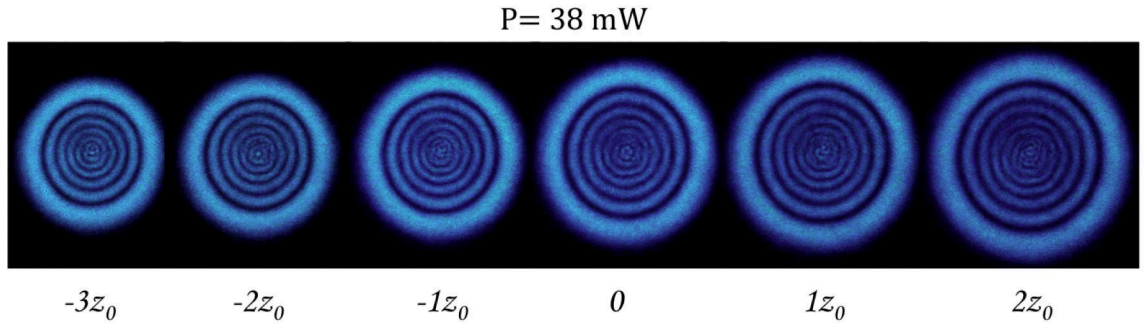


Figura 4.6: Patrones de difracción vs. posición de la muestra z_0 . $\lambda = 488 \text{ nm}$, $P_0 = 38 \text{ mW}$ y $\alpha = 1.283 \text{ cm}^{-1}$

En ambos resultados, se observa un crecimiento del patrón de difracción resultado de un auto-desenfocamiento del haz láser conforme se mueve la celda hacia distancias de Rayleigh positivas. Por otro lado, se observa que si la potencia óptica aumenta entonces el número de anillos incrementa como consecuencia de que el efecto de lente térmica depende de la potencia absorbida por el material. Además hay una transición de un centro brillante a un centro oscuro.

En esta dependencia, también se presentan los resultados experimentales aplicando una longitud de onda de 514 nm . En los patrones de difracción de la figura 4.7 el haz láser incidente tiene una potencia óptica de 30 mW y en los patrones de la figura 4.8 se tiene una potencia de 51 mW .

CAPÍTULO 4. DESARROLLO EXPERIMENTAL Y DISCUSIÓN DE RESULTADOS

4.4. RESULTADOS EXPERIMENTALES Y NUMÉRICOS

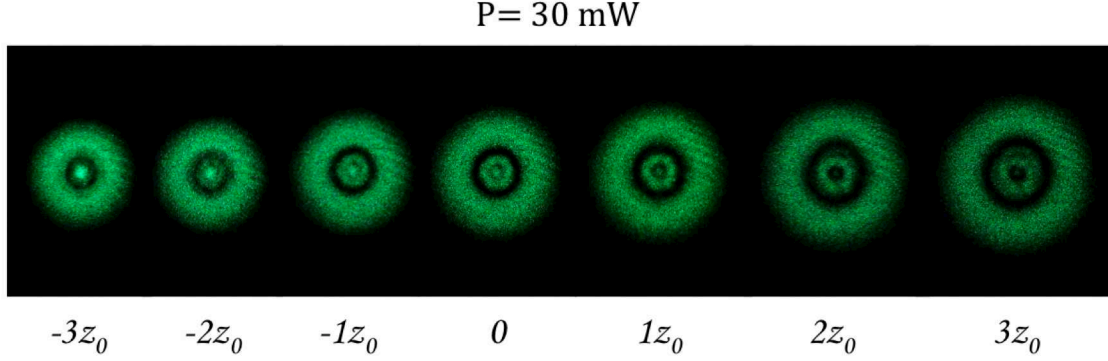


Figura 4.7: Patrones de difracción vs. posición de la muestra z_0 . $\lambda = 514 \text{ nm}$, $P_0 = 30 \text{ mW}$ y $\alpha = 0.563 \text{ cm}^{-1}$

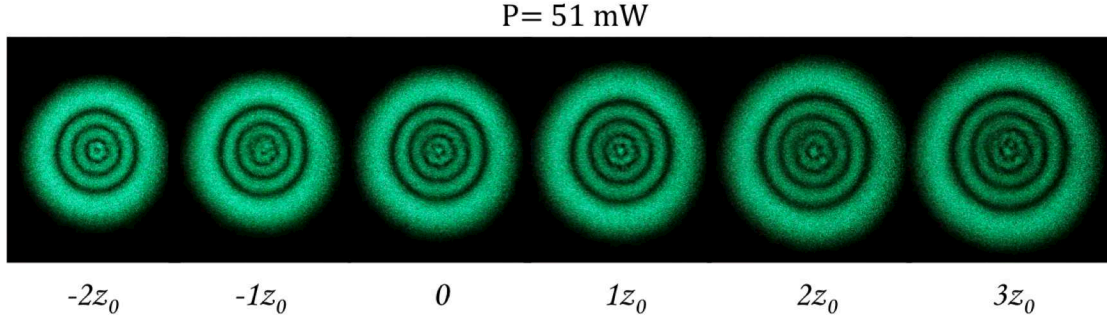


Figura 4.8: Patrones de difracción vs. posición de la muestra z_0 . $\lambda = 514 \text{ nm}$, $P_0 = 51 \text{ mW}$ y $\alpha = 0.563 \text{ cm}^{-1}$

Al igual que el caso anterior, se observa un crecimiento del patrón a medida de que el material avanza a distancias de Rayleigh positivas y una transición de un centro brillante a un centro oscuro como resultado del efecto de automodulación de fase.

En ambos casos, el crecimiento del patrón con la posición de la muestra indica que en el haz ha ocurrido un autodesenfocamiento por lo cual la presencia del efecto de lente, negativa o divergente, es evidente.

4.4.3. Dependencia con la potencia óptica P_0

En las figuras 4.9, 4.10 y 4.11 se muestran los patrones para diferentes posiciones de la celda: z_0 , 0 y $-z_0$, respectivamente. En cada resultado, la potencia óptica varía en un rango de 12 mW a 44 mW . Las imágenes de los patrones de difracción de color azul son los resultados experimentales; los patrones de color blanco son los resultados numéricos. Se observa una gran similitud entre los patrones de difracción experimentales y numéricos los cuales fueron obtenidos ajustando algunos parámetros en el programa como: posición de la celda z , la razón de cambio del índice de refracción con temperatura dn/dT y la amplitud del cambio de fase no lineal ϕ_0 . En la tabla 4.2 se presentan los valores de estos parámetros en base al cambio de potencia óptica.

CAPÍTULO 4. DESARROLLO EXPERIMENTAL Y DISCUSIÓN DE RESULTADOS

4.4. RESULTADOS EXPERIMENTALES Y NUMÉRICOS

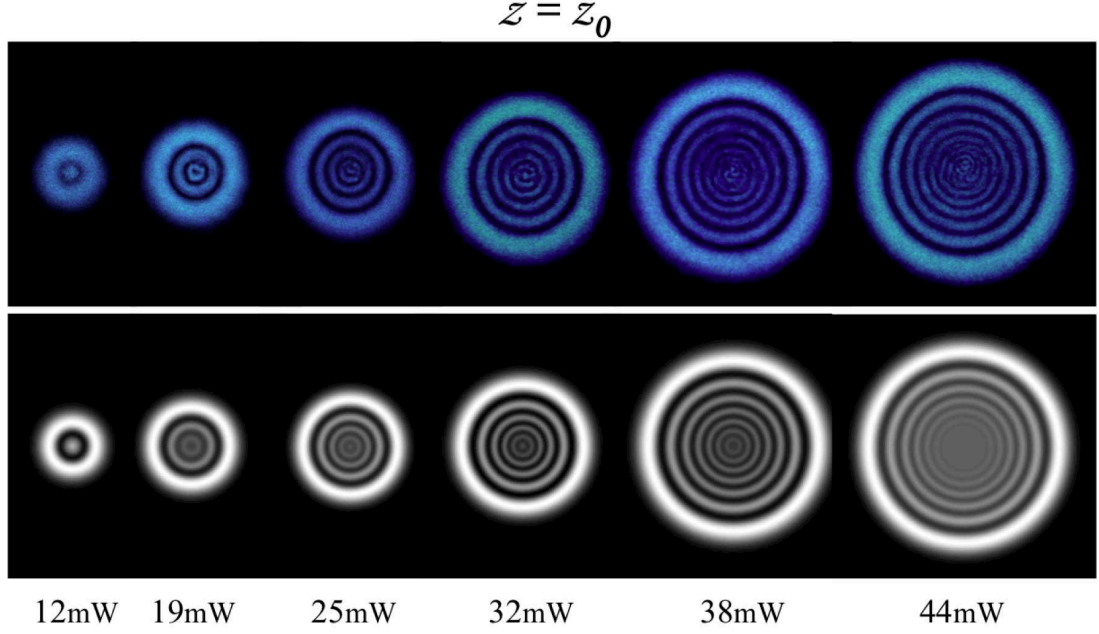


Figura 4.9: Patrones de difracción vs. potencia óptica P_0 . Resultados experimentales (azules) y numéricos (blancos). $z = z_0$, $\lambda = 488 \text{ nm}$, $\alpha = 1.283 \text{ cm}^{-1}$ y $L = 5 \text{ mm}$.

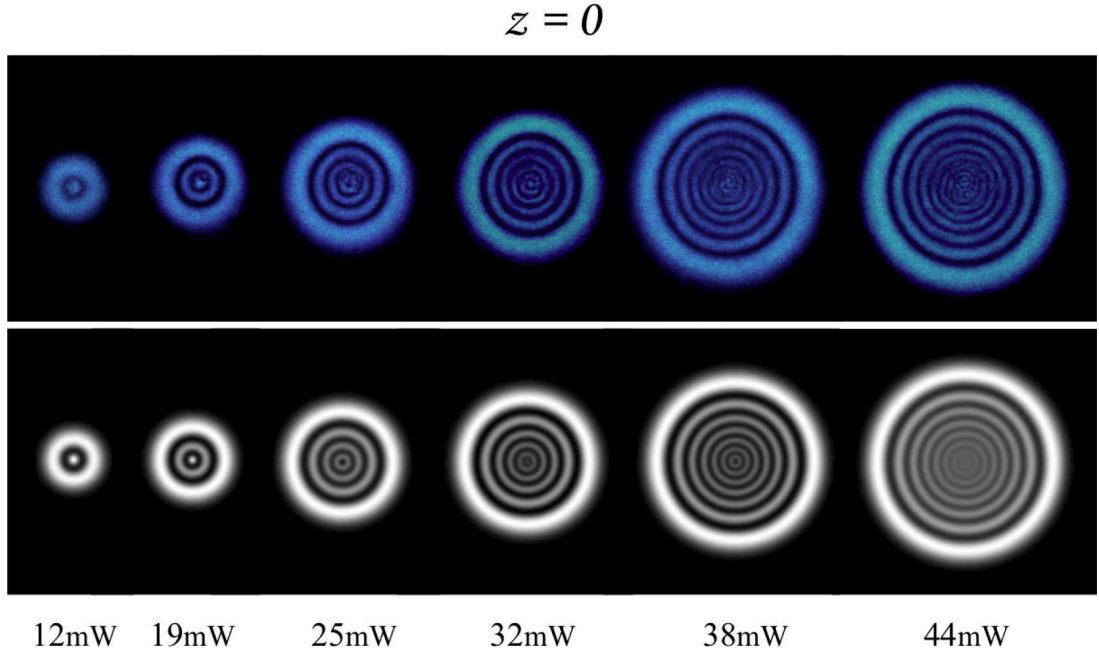


Figura 4.10: Patrones de difracción vs. potencia óptica P_0 . Resultados experimentales (azules) y numéricos (blancos). $z = 0$, $\lambda = 488 \text{ nm}$, $\alpha = 1.283 \text{ cm}^{-1}$ y $L = 5 \text{ mm}$.

CAPÍTULO 4. DESARROLLO EXPERIMENTAL Y DISCUSIÓN DE RESULTADOS

4.4. RESULTADOS EXPERIMENTALES Y NUMÉRICOS

Al fijar la potencia óptica y variar la posición de la celda, corresponderá un cambio de índice de refracción con la temperatura fijo; esto se debe a que el efecto de lente térmica depende de la intensidad luminosa incidente, la cual permanece fija.

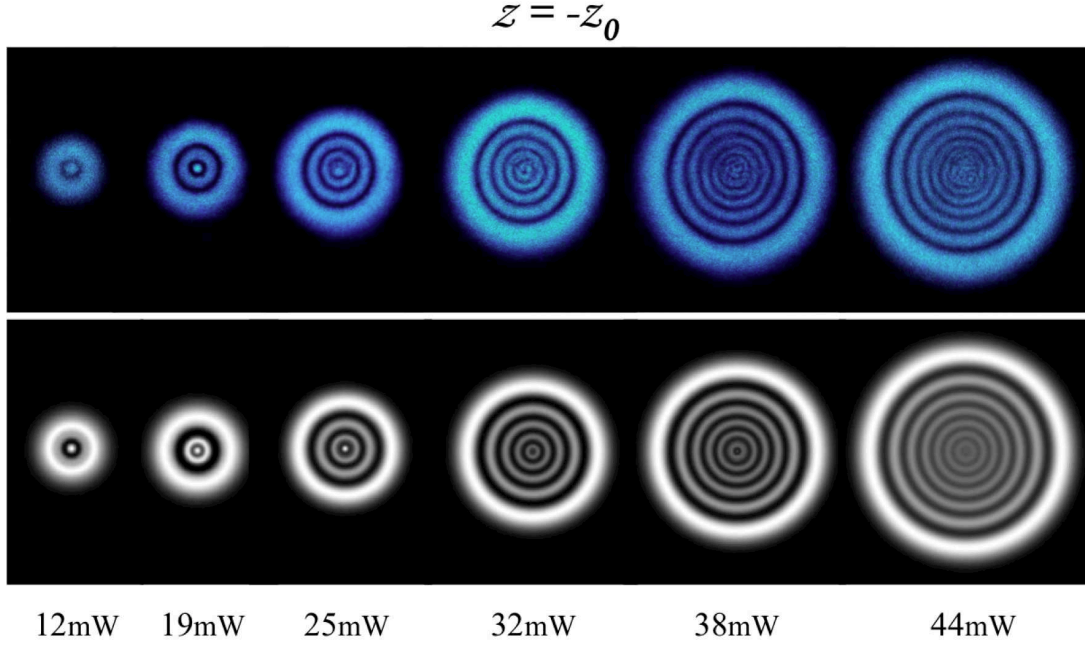


Figura 4.11: Patrones de difracción vs. potencia óptica P_0 . Resultados experimentales (azules) y numéricos (blancos). $z = -z_0$, $\lambda = 488 \text{ nm}$, $\alpha = 1.283 \text{ cm}^{-1}$ y $L = 5 \text{ mm}$.

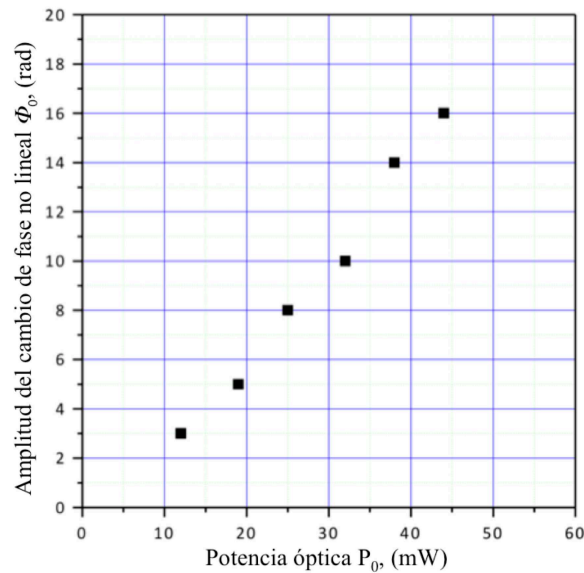


Figura 4.12: Dependencia de la amplitud de cambio de fase no lineal ϕ_0 con la potencia óptica P_0 , usando una longitud de onda de 488 nm

CAPÍTULO 4. DESARROLLO EXPERIMENTAL Y DISCUSIÓN DE RESULTADOS

4.4. RESULTADOS EXPERIMENTALES Y NUMÉRICOS

Se observa que si potencia óptica incrementa el cambio de índice de refracción con la temperatura dn/dT aumenta, debido a que el material absorbe mayor cantidad de energía luminosa. La amplitud de cambio de fase no lineal es mayor a 2π e incrementa con la potencia óptica. En la gráfica de la figura 4.12, claramente se observa una relación lineal entre la potencia óptica incidente P_0 con la amplitud de cambio de fase no lineal ϕ_0 . También, se observa que el número de anillos incrementa al aumentar la potencia óptica; siendo el ultimo anillo el más brillante. Debido a este incremento de potencia, el efecto no lineal de lente térmica será más notorio.

Valores de dn/dT y ϕ_0 para diferentes potencias ópticas P_0		
P_0 (mW)	ϕ_0 (rad)	dn/dT (K^{-1})
12	3π	-4.60×10^{-5}
19	5π	-2.70×10^{-5}
25	8π	-1.80×10^{-5}
32	10π	-1.60×10^{-5}
38	14π	-1.17×10^{-5}
44	16π	-0.75×10^{-5}

Tabla 4.2: Valores de numéricos de dn/dT y ϕ_0 para diferentes potencias ópticas P_0 incidentes en aceite de ricino dopado con colorante rojo de metilo. Datos obtenidos para $\lambda = 488 \text{ nm}$, $z = z_0$, 0 , $-z_0$.

Ahora se muestran los patrones de difracción para una longitud de onda de láser igual a 514 nm . A esta longitud de onda, el material tiene un coeficiente de absorción de 0.563 cm^{-1} (ver sección 4.2). El rango de potencias ópticas es de 25 mW a 51 mW . En las figuras 4.13, 4.14 y 4.15 se observan los resultados experimentales y numéricos para tres posiciones de la muestra z_0 , 0 y $-z_0$, respectivamente.

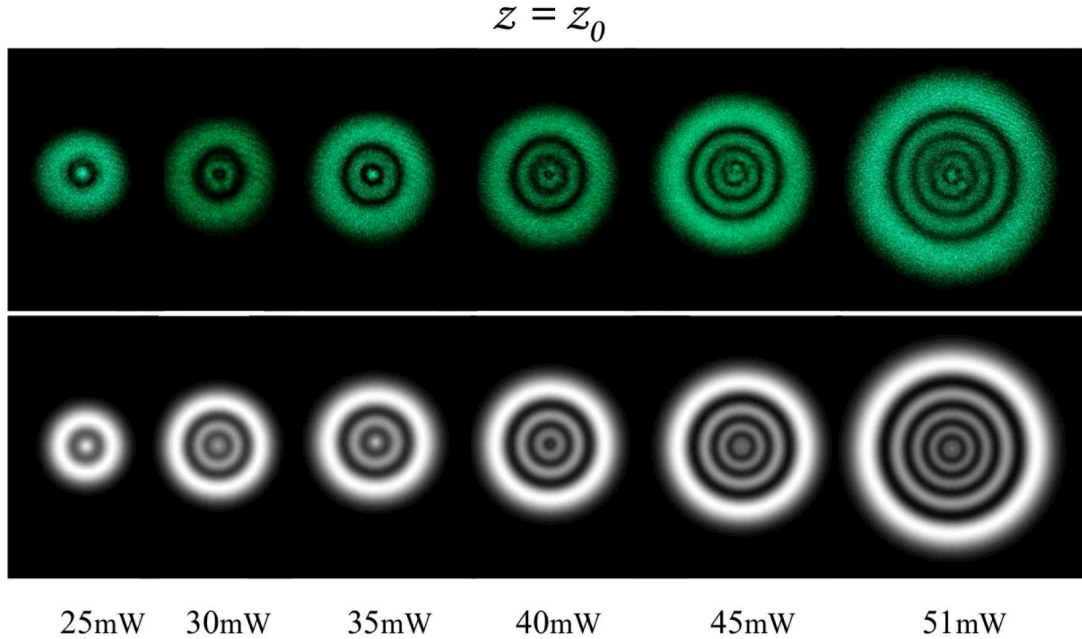


Figura 4.13: Patrones de difracción vs. potencia óptica P_0 . Resultados experimentales (verdes) y numéricos (blancos). $z = z_0$, $\lambda = 514 \text{ nm}$, $\alpha = 0.563 \text{ cm}^{-1}$ y $L = 5 \text{ mm}$.

CAPÍTULO 4. DESARROLLO EXPERIMENTAL Y DISCUSIÓN DE
RESULTADOS

4.4. RESULTADOS EXPERIMENTALES Y NUMÉRICOS

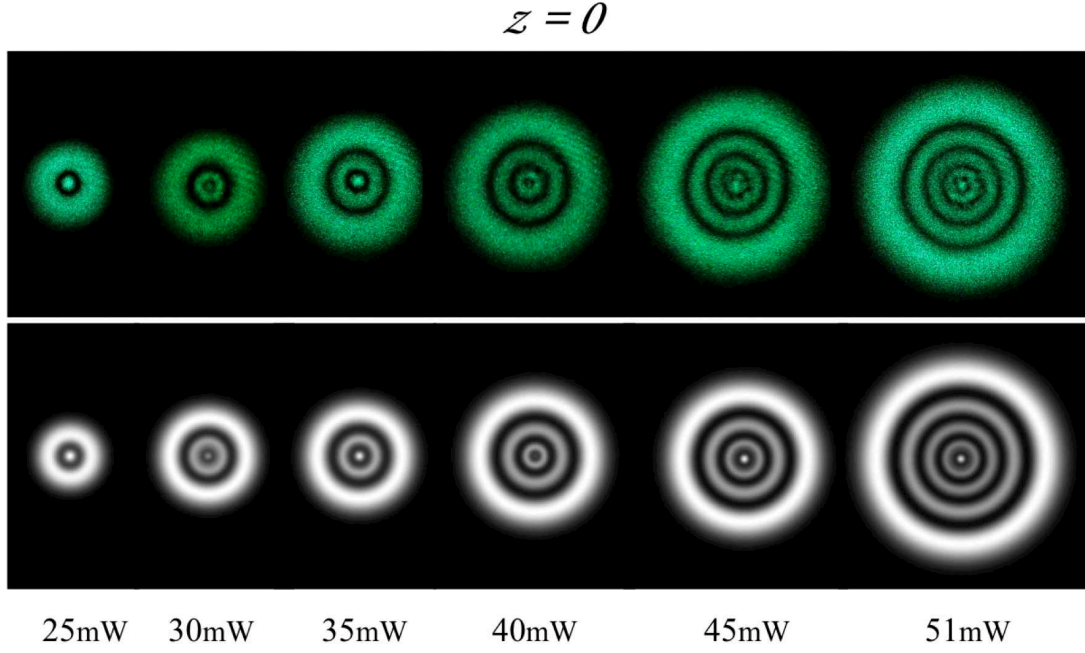


Figura 4.14: Patrones de difracción vs. potencia óptica P_0 . Resultados experimentales (verdes) y numéricos (blancos). $z = 0$, $\lambda = 514 \text{ nm}$, $\alpha = 0.563 \text{ cm}^{-1}$ y $L = 5 \text{ mm}$.

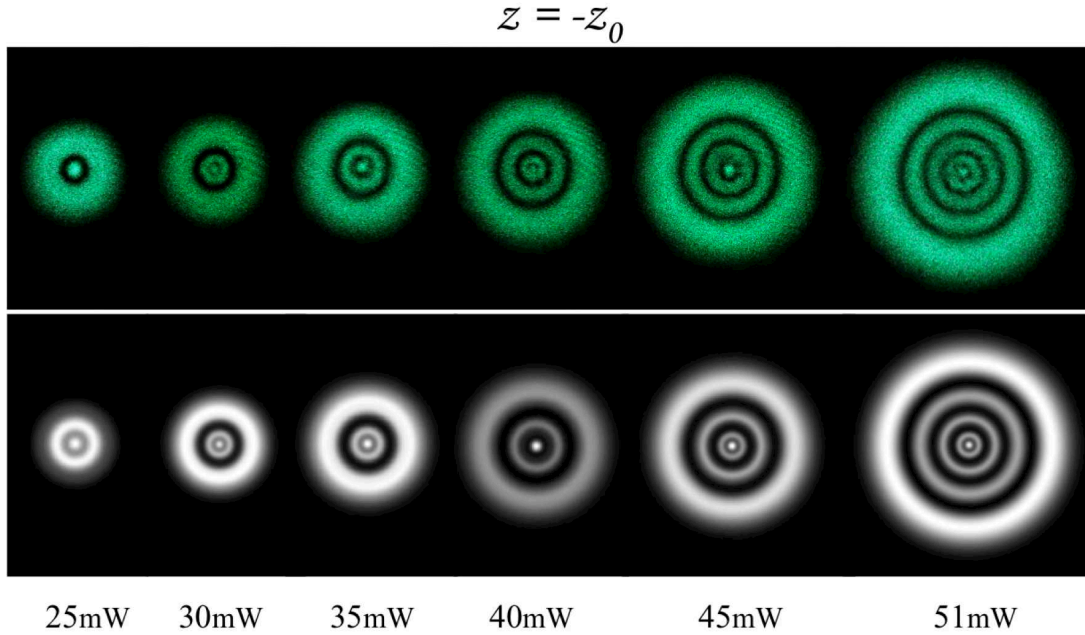


Figura 4.15: Patrones de difracción vs. potencia óptica P_0 . Resultados experimentales (verdes) y numéricos (blancos). $z = -z_0$, $\lambda = 514 \text{ nm}$, $\alpha = 0.563 \text{ cm}^{-1}$ y $L = 5 \text{ mm}$.

CAPÍTULO 4. DESARROLLO EXPERIMENTAL Y DISCUSIÓN DE RESULTADOS

4.4. RESULTADOS EXPERIMENTALES Y NUMÉRICOS

Al igual que para una longitud de onda 488 nm , a 514 nm se observa que el número de anillos incrementa si la potencia óptica aumenta; esto significa que el efecto no lineal de lente térmica depende fuertemente de la intensidad luminosa incidente. En la gráfica de la figura 4.16, claramente se observa una relación lineal entre la potencia óptica P_0 con la amplitud de cambio de fase no lineal ϕ_0 . En la tabla 4.3 se presentan los valores numéricos del cambio del índice de refracción con la temperatura dn/dT y la amplitud del cambio de fase no lineal ϕ_0 a esta longitud de onda.

Valores de dn/dT y ϕ_0 para diferentes potencias ópticas P_0		
$P_0 \text{ (mW)}$	$\phi_0 \text{ (rad)}$	$dn/dT \text{ (K}^{-1}\text{)}$
25	4π	-3.6×10^{-5}
30	5π	-2.96×10^{-5}
35	6π	-2.70×10^{-5}
40	7π	-2.61×10^{-5}
45	8π	-2.40×10^{-5}
51	10π	-2.20×10^{-5}

Tabla 4.3: Valores de numéricos de dn/dT y ϕ_0 para diferentes potencias ópticas P_0 incidentes en aceite de ricino dopado con colorante rojo de metilo. Datos obtenidos para $\lambda = 514 \text{ nm}$, $z = z_0$, $0, -z_0$.

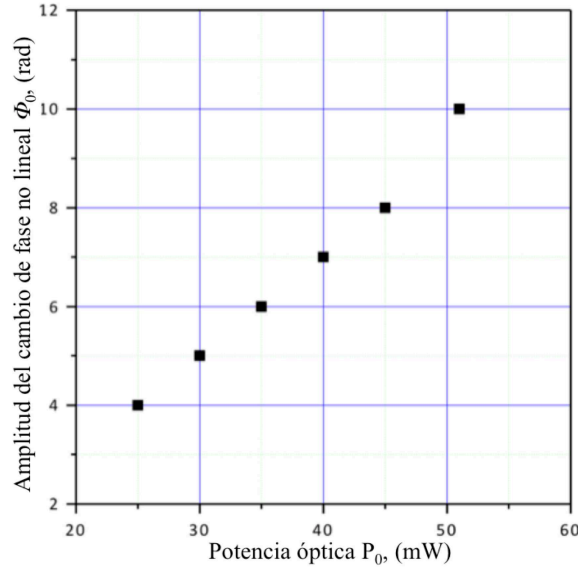


Figura 4.16: Dependencia de la amplitud de cambio de fase no lineal ϕ_0 con la potencia óptica P_0 , usando una longitud de onda de 514 nm

Como se puede notar, el análisis numérico de los patrones de difracción obtenidos experimentalmente para ambas longitudes de onda, 488 nm y 514 nm , arrojan que el efecto no lineal de lente térmica tiene un cambio de índice de refracción con la temperatura del orden de 10^{-5} . Se obtuvo que la amplitud del cambio de fase no lineal es mayor a 2π . Puede notarse también que en cada caso el ultimo anillo es el más brillante.

Capítulo 5

Conclusiones

En base al modelo teórico de lente térmica de J. P. Gordon y colaboradores [1] se encuentra del índice de refracción de un material con efectos óptico-térmicos. Pudo probarse que el aceite de ricino es un medio no lineal en el cual ocurren procesos térmicos.

Se midió el coeficiente de absorción del aceite de ricino dopado con colorante rojo de metilo y se encontró que es mucho más absorbente a una longitud de onda de 488 nm que a 514 nm .

Se demostró que los efectos presentes en el aceite de ricino son generados por procesos térmicos en el material.

La interacción entre un haz de luz láser, que tiene una distribución de intensidad Gaussina, y un medio óptico no lineal da como resultado la formación de una lente debida a los procesos térmicos, ya que por la absorción de la energía de la luz hay un cambio en la temperatura del material; esto ocasiona que ocurra un gradiente en la densidad local del material siendo el material menos denso en el centro (donde la luz viaja más rápido) que hacia los bordes. Estos procesos darán como resultado un cambio en el índice de refracción que depende de la temperatura.

Para una adecuada descripción del efecto de lente es necesario considerar también un cambio de fase. En el modelo numérico se hace esta consideración y es posible obtener la reproducción numérica de los patrones de difracción experimentales.

El análisis numérico de los patrones de difracción para una lente térmica arroja que el cambio del índice de refracción con la temperatura es del orden de 10^{-5}K^{-1} y la amplitud de cambio de fase de no lineal es mayor a 2π .

Fue posible observar un autodesenfocamiento del haz transmitido a campo lejano, lo que demuestra que la lente que se forma es divergente.

La generación de los patrones de difracción es consecuencia de un efecto de automodulación de fase presente en el medio óptico al interactuar con la luz.

Bibliografía

- [1] J. P. Gordon, R. C. C. Leite, R. S. Moore, S. P. S. Porto, and J. R. Whinnery; “*Long transient effects in lasers with inserted liquid samples*”; J. Appl. Phys. 36, 3-8 (1965).
- [2] C. Hu and J. R. Whinnery; “*New Thermo-optical Measurement Method and a Comparison with Other Methods*”; Appl. Opt. 12, 72-79; 1973.
- [3] S. J. Sheldon, L. V. Knight, and J. M. Thorne; “*Laser-induced thermal lens effect: a new theoretical model*”; Appl. Opt. 21, 1663-1669; 1982.
- [4] Carter C. A. and Harris J. M. “*Comparison of models describing the thermal lens effect*”, Appl. Opt. 23, 476-81; 1984.
- [5] Jürgensen F. and Schröer W.; “*Studies on the diffraction image of a thermal lens*”; Appl. Opt. 34, 41-50; 1995.
- [6] Sheik-Bahae M, Said A A, Wei T H, Hagan D J and Van Stryland; *Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam*; IEEE J. Quantum Electron, 26 760?9; 1990.
- [7] E. Hecht; *Optics*, Addison Wesley; ed. 4th; 2002.
- [8] Francesco Simoni; *Nonlinear optical properties of liquid crystals*; World Scientific, Vol. 2; 1997.
- [9] Saleh, Teich; *Fundamentals of Photonics*; John Wiley and Sons, Inc, 1994.
- [10] M. Born and E. Wolf; *Principles of Optics*; Pergamon; New York; 1965.
- [11] Y. R. Shen; *Principles Of Nonlinear Optics*; John Wiley and Sons, Inc. Edition 2003.
- [12] R. Guenther; *Modern Optics*; John Wiley and Sons, Inc; 1990.
- [13] W. Silfvast; *Laser fundamentals*; Cambridge University Press; Second Edition, 1996.
- [14] Robert W. Boyd; *Nonlinear Optics*; The Institute of Optics University of Rochester, New York; Academic press, second edition; 2003.
- [15] W. Thomas Cathey; *Optical Infotmation Processing and Holography*; John Wiley and Sons; New York, 1974.
- [16] R. C. C. Leite, R. S. Moore, and J. R. Whinnery; “*Low absorption measurement by mean of the thermal lens effect using a He-Ne laser*”; Appl. Phys. Lett. 5, 141-143; 1964.
- [17] García Ramírez E. V., Arroyo Carrasco M. L., Mendez Otero M. M., Chavez Cerda S. and Iturbe Castillo M. D.; “*Far field intensity distributions due to spatial self phase modulation of a Gaussian beam by a thin nonlocal nonlinear media*”; Opt. Express 18, 22067-79; 2010.
- [18] Deng L., He K., Zhou T. and Li C.; “*Formation and evolution of far-field diffraction patterns of divergent and convergent Gaussian beams passing through self-focusing and self-defocusing media*”; J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 7, 409-15; 2005.

- [19] García Ramírez E. V., Arroyo Carrasco M. L., Mendez Otero M. M., Reynoso Lara E., Chavez Cerda S. and Iturbe Castillo M. D.; “*Z-scan and spatial self-phase modulation of a Gaussian beam in a thin nonlocal nonlinear media*”; J. Opt. 13, 085203, 2011.
- [20] W. R. Callen, B. G. Huth, and R. H. Pantell; “*Optical patterns of thermally self-defocused light*”; Appl. Phys. Lett. 11(3), 103-105; 1967.
- [21] F. W. Dabby, T. K. Gustafson, J. R. Whinnery, and Y. Kohanzadeh; “*Thermally self-induced phase modulation of laser beam*”; Appl. Phys. Lett. 16(9), 362-365; 1970.
- [22] L. Lucchetti, S. Suchand, and F. Simoni; “*Fine structure in spatial self-phase modulation patterns: at a glance determination of the sign of optical nonlinearity in highly nonlinear films*”; J. Opt. A, Pure Appl. Opt. 11(3), 034002; 2009.
- [23] R. C. C. Leite, S. P. S. Porto, and T. C. Damen; “*The thermal lens effect as a power-limiting device*”; Appl. Phys. Lett. 10(3), 100-101; 1967.
- [24] Skvortsov Leonid; “*Light-Induced Absorption in Materials Studied by Photothermal Methods*”; Recent Patents on Engineering 2009, 3, 129-145.
- [25] L. C. Malacarne, N. G. C. Astrath, A. N. Medina, L. S. Herculano, M. L. Baesso, P. R. B. Pedreira, J. Shen, Q. Wen, K. H. Michaelian, and C. Fairbridge; “*Soret effect and photochemical reaction in liquids with laser-induced local heating*”; Opt. Express 19(5) 4047, (2011)
- [26] Aceite de Ricino; *Castor Oil No. 1*; Gustav Heess; Oleochemische Erzeugnisse I seit 1897.
- [27] IARC Monographs; *Evaluation of the caicinogenic risk of chemicals to humans*; International agency for research on cancer; volume 39.