



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

---

Facultad de Ciencias Fisico-Matemáticas

---

Caracterización no lineal refractiva y absorptiva en un material híbrido metal-cristal líquido.

Tesis presentada al

**Colegio de Física**

como requisito parcial para la obtención del grado de

**Licenciado en Física**

por

Iván Rincón Campeche

asesorado por

Maximino Luis Arroyo Carrasco

Puebla Pue.  
Agosto 2016





Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

---

Facultad de Ciencias Fisico-Matemáticas

---

Caracterización no lineal refractiva y absorptiva en un material híbrido metal-cristal líquido.

Tesis presentada al

**Colegio de Física**

como requisito parcial para la obtención del grado de

**Licenciado en Física**

por

Iván Rincón Campeche

asesorado por

Maximino Luis Arroyo Carrasco

Puebla Pue.  
Agosto 2016



**Título:** Caracterización no lineal refractiva y absortiva en un material híbrido metal-cristal líquido.

**Estudiante:** IVÁN RINCÓN CAMPECHE

COMITÉ

---

Marcela Maribel  
Méndez Otero  
Presidente

---

Edmundo Reynoso  
Lara  
Secretario

---

Rubén Ramos García  
Vocal

---

María del Rosario  
Pastrana Sánchez  
Vocal

---

Maximino Luis Arroyo  
Carrasco  
Asesor



**Título:** Caracterización no lineal refractiva y absorptiva en un material híbrido metal-cristal líquido.

**Estudiante:** IVÁN RINCÓN CAMPECHE

COMITÉ

---

Marcela Maribel  
Méndez Otero  
Presidente

---

Edmundo Reynoso  
Lara  
Secretario

---

Rubén Ramos García  
Vocal

---

María del Rosario  
Pastrana Sánchez  
Vocal

---

Maximino Luis Arroyo  
Carrasco  
Asesor





**Título:** Caracterización no lineal refractiva y absortiva en un material híbrido metal-cristal líquido.

**Estudiante:** IVÁN RINCÓN CAMPECHE

COMITÉ

---

Marcela Maribel  
Méndez Otero  
Presidente

---

Edmundo Reynoso  
Lara  
Secretario

---

Rubén Ramos García  
Vocal

---

María del Rosario  
Pastrana Sánchez  
Vocal

---

Maximino Luis Arroyo  
Carrasco  
Asesor



# Índice general

<b>Resumen</b>	<b>VII</b>
<b>Introducción</b>	<b>IX</b>
<b>1. Principios Generales</b>	<b>1</b>
1.1. Óptica lineal . . . . .	1
1.1.1. Difracción . . . . .	2
1.2. Óptica no lineal . . . . .	5
1.2.1. Procesos ópticos no lineales de tercer orden . . . . .	7
1.3. Materiales ópticamente no lineales . . . . .	7
1.3.1. Cristales líquidos . . . . .	8
1.3.2. Respuestas ópticas no lineales del cristal líquido . . . . .	13
1.3.3. Uso de metales para mejorar las propiedades ópticas lineales y no lineales de cristales líquidos. . . . .	14
<b>2. Z-scan</b>	<b>15</b>
2.1. Técnica de Z-scan . . . . .	15
2.2. Modelo teórico de Z-scan para medio no lineal kerr . . . . .	17
2.3. Modelo teórico de Z-scan para una muestra no local no lineal . . . . .	18
<b>3. Metodología para el estudio de respuestas ópticas no lineales</b>	<b>21</b>
3.1. Desarrollo Experimental . . . . .	21
3.1.1. Preparación de las muestras. . . . .	22
3.1.2. Arreglo experimental . . . . .	23
3.2. Desarrollo analítico. . . . .	26
<b>4. Resultados Experimentales y Simulación Numérica</b>	<b>29</b>
4.1. Resultados Experimentales . . . . .	29
4.1.1. Muestra con Película delgada de oro . . . . .	29
4.1.2. Muestra de titanio . . . . .	31
4.2. Resultados analíticos . . . . .	34
<b>5. Conclusiones</b>	<b>37</b>



# Índice de figuras

1.1.	Diagrama de reflexión. . . . .	1
1.2.	Diagrama de la refracción. . . . .	2
1.3.	Experimento de Grimaldi. . . . .	2
1.4.	Experimento de Grimaldi. . . . .	3
1.5.	Difracción entre dos planos paralelos. . . . .	4
1.6.	Difracción con respecto a la distancia donde se encuentra el plano de observación. . . . .	6
1.7.	Curvas teóricas para cambios de índice refracción negativos y positivos. . . . .	8
1.8.	Fases de un cristal líquido. . . . .	9
1.9.	Resultado de la orientación de las moléculas de un cristal líquido bajo la influencia de un campo eléctrico. . . . .	10
1.10.	Propagación de la luz en un medio birrefringente. . . . .	11
1.11.	Tipos de alineación para un cristal líquido nemático (CLN). . . . .	12
1.12.	Alineación a lo largo de la dirección de rayado en un CLN. . . . .	12
1.13.	Estructura molecular del cristal líquido 5CB. . . . .	12
2.1.	Arreglo experimental de la técnica de Z-scan. . . . .	16
2.2.	Propagación de un haz de luz a través de una muestra con refracción no lineal. . . . .	16
3.1.	Esquema de las muestras. . . . .	22
3.2.	Muestras híbridas metal-cristal líquido. . . . .	23
3.3.	Arreglo experimental Z-scan. . . . .	24
3.4.	Láser He-Ne modelo HNL100L. . . . .	24
3.5.	Montura de desplazamiento. . . . .	25
3.6.	Controlador de movimiento. . . . .	25
3.7.	Lente plano convexa. . . . .	25
3.8.	Polarizador lineal. . . . .	26
3.9.	Sensores de potencia . . . . .	26
3.10.	Medidor de potencia doble canal. . . . .	26
3.11.	Código del programa de la simulación numérica en <i>MatLab</i> . . . . .	27
3.12.	Código del programa de la simulación numérica en <i>MatLab</i> . . . . .	28

4.1. Curvas experimentales de Z-scan con abertura para diferentes muestras, iluminadas con luz láser polarizada paralela al eje director de las moléculas. . . . .	30
4.2. Curvas experimentales de Z-scan con abertura para el material híbrido oro-cristal líquido, iluminado con luz láser y polarización paralela al eje director de la muestra y diferentes potencias. . . . .	31
4.3. Curvas experimentales de Z-scan con abertura para la muestra de oro-cristal líquido, iluminado con luz láser polarizada perpendicularmente al vector director de la muestra para diferentes potencias. . . . .	32
4.4. Curvas experimentales de Z-scan con abertura para el material híbrido oro-cristal líquido, iluminado con luz láser con diferentes polarizaciones respecto al vector director de la muestra para potencia de 8mW. . . . .	32
4.5. Curvas experimentales de Z-scan con abertura para el material híbrido titanio-cristal líquido, iluminado con luz láser polarizada paralela al vector director de la muestra para diferentes potencias. . . . .	33
4.6. Curvas experimentales de Z-scan con abertura para el material híbrido titanio-cristal líquido, iluminado con luz láser polarizada perpendicular al vector director de la muestra para diferentes potencias. . . . .	33
4.7. Curvas experimentales de Z-scan con abertura para el material híbrido titanio-cristal líquido, iluminado con luz láser con diferentes polarizaciones respecto al vector director de la muestra para potencia de 2.5mW. . . . .	34
4.8. Curvas experimentales de Z-scan sin abertura para el material híbrido titanio-cristal líquido a diferentes potencias.	35
4.9. Curvas experimental y numérica del material híbrido titanio-cristal líquido, obtenidas con un parámetro de no localidad $m = 0.15$ , $\Delta\Phi_0 = -5.5\pi$ y $\Delta\Psi_0 = 0.038\pi$ . . . . .	35
4.10. Curvas experimental y numérica del material híbrido oro-cristal líquido, obtenidas con un parámetro de no localidad $m = 0.6$ , $\Delta\Phi_0 = -4.5\pi$ , $\Delta\Psi_0 = 0.6\pi$ . . . . .	36

# Resumen

Los materiales compuestos o híbridos han ganado popularidad en los últimos años debido a su capacidad de modelar respuestas ópticas lineales y/o no lineales, lo que hace posible su aplicación en diversas áreas tecnológicas e industriales. La interacción de la luz con estos materiales se puede modificar variando la constitución de los mismos, su distribución espacial o concentraciones, logrando con esto obtener respuestas que en general estarían ausentes en los componentes por separado, por lo que estudiar su comportamiento óptico lineal y no lineal es de gran interés científico. En este trabajo se construyó un material híbrido metal-cristal líquido, depositando sobre un sustrato de vidrio una película delgada metálica sobre la cual se encuentra una capa de cristal líquido nemático 5CB sin colorante contenida por un segundo sustrato de vidrio. Para medir la respuesta óptica no lineal refractiva y absorptiva se utilizó la técnica de z-scan con abertura y sin abertura, usando como fuente de luz un láser He-Ne con longitud de onda de 633 nm y potencias del orden de mW. Se obtuvieron los valores del cambio de fase máximo en eje por refracción y el cambio de fase máximo en eje por absorción duplicando los resultados experimentales con un modelo numérico que considera la no localidad de la respuesta óptica no lineal. La respuesta óptica no lineal se incrementa rápidamente a medida que aumenta la intensidad de iluminación, debido al aumento de los cambios de fase en el haz de luz transmitido inducidos por el cambio de índice de refracción del material. Los resultados muestran una respuesta óptica no lineal no local que corrobora la influencia del material fotoconductor sobre el cristal líquido, la cual no aparece en los materiales por separado. Los resultados obtenidos en éste trabajo son novedosos e interesantes y no han sido reportados en la literatura.





# Introducción

Desde la antigüedad la física es la ciencia que se ha encargado de estudiar los fenómenos naturales. Debido a la gran diversidad de interacciones que se encuentran en la naturaleza se dividió en diversas áreas, cada una enfocada a diferentes aspectos. Una de las ramas de la física que en los últimos años ha tenido gran impacto en el desarrollo científico y tecnológico es la óptica.

La tecnología óptica tiene orígenes muy remotos. Espejos de cobre pulido que datan de los años 1900 a.C han sido encontrados en tumbas egipcias. Filósofos griegos propusieron interesantes teorías sobre la naturaleza de la luz. Euclides (300 a.C) ya tenía conocimiento de la propagación rectilínea de la luz, así como de los fenómenos de reflexión y refracción enunciados en su libro “*Catóptrica*”. Años después en el siglo XVI René Descartes (1596-1650) fue el primero en publicar la formulación de la refracción en función de senos. María Grimaldi (1618-1663) fue el primero en observar el fenómeno de difracción; Robert Hooke (1635-1703) dio las pautas para la teoría ondulatoria, Isaac Newton concluyó que la luz blanca era una mezcla de colores independientes y Christian Huygens (1629-1695) dedujo las leyes de reflexión y refracción usando su teoría ondulatoria, entre otros muchos avances que se presentaron en ese siglo. En el siglo XIX Thomas Young (1773-1829) y Jean Fresnel (1778-1827) dieron nuevo auge a la teoría ondulatoria de la luz, acentuando las bases de esta teoría a como la conocemos hoy en día. En el siglo veinte el estudio de la luz tomó un nuevo giro gracias a la mecánica cuántica. Albert Einstein (1879-1955) afirmaba que la luz estaba formada por partículas de energía, lo cual generó una gran cantidad de nuevos estudios del comportamiento de la luz y sus aplicaciones, una de las más utilizadas hasta la fecha fue la creación del láser en 1960 [1].

La invención del láser llevó al descubrimiento de nuevos efectos ópticos (generación de armónicos, mezclado de frecuencias, etc.), que dio vida a una rama de la óptica conocida como Óptica no lineal. Esta abarca fenómenos que ocurren como consecuencia de la modificación de las propiedades ópticas de la materia en presencia de luz, generalmente sólo luz láser es suficientemente intensa como para modificar las propiedades ópticas de la materia [2]. El uso de cristales como generadores de respuestas ópticas no lineales como la generación de armónicos, mezcla de frecuencias, etc., estimuló la investigación en óptica de cristales contemporánea[1].

A unos meses de la primera puesta en marcha del láser, Franken, A. E Hill *et al* [3], realizaron la primera demostración de la generación del segundo armónico, propagando un láser de rubí a través de un cristal de cuarzo, observaron la creación de un haz al doble de frecuencia que resultó en el ultravioleta. En 1962 Terhune, *et al* [4], observaron por primera vez la generación del tercer armónico y en ese mismo año, se encontró que el índice de refracción de un material era dependiente de la intensidad incidente.

En 1978 Miller reportó la observación de efectos ópticos no lineales notables en InSb [5], particularmente la propagación de un haz Gaussiano a través de una muestra de InSb, que presentó un perfil “complicado”, el cual era dependiente de la potencia de la luz incidente y en un principio se atribuyó tentativamente a la refracción no lineal. Un año después D. Weaire [6] solucionó este problema de la propagación de un haz Gaussiano a través de este medio que presentaba refracción no lineal, usando una expansión en funciones Gaussianas (Descomposición Gaussiana), estableciendo así el signo apropiado del coeficiente no lineal de la refracción y estimando su magnitud.

En pocos años surgieron numerosas técnicas para medir el índice de refracción no lineal de materiales como la interferometría no lineal [7], mezcla de cuatro-ondas [8], mediciones de distorsión de haces [9], entre otras. La interferometría no lineal y la mezcla de ondas son técnicas de gran sensibilidad, pero requieren aparatos experimentales muy complejos. La distorsión de haces por otro lado, requiere de barridos precisos del haz seguidos de un detallado análisis de la propagación de la onda. En 1989 M. Sheik-Bahae *et al* [10], presentaron una técnica (Z-scan) más simple para medir el signo y magnitud del coeficiente de refracción no lineal que ofrecía una alta precisión, esta técnica consiste en hacer pasar un haz láser enfocado a través de un medio con refracción no lineal y recolectarlo en un detector a través de una abertura finita a campo lejano. Posteriormente, en un segundo trabajo [11], mostraron que cuando la refracción no lineal es acompañada por absorción no lineal, esta puede ser evaluada de forma separada realizando un segundo Z-Scan con una pequeña modificación al remover la abertura a campo lejano, además consideró también muestras delgadas en esta técnica [12]. Así, con esta misma técnica es posible encontrar el índice de refracción no lineal y el coeficiente de absorción de los materiales y muestras delgadas.

La técnica de Z-scan proviene de la técnica que presentan Hu y Whinnery [13] para estudiar los efectos termo-ópticos generados por la baja absorción en líquidos [14, 15]. En 1982 Sheldon S. J. *et al* [16] propusieron un nuevo modelo teórico para el efecto de lente térmica inducido por un láser que consideraba la naturaleza aberrante de la lente. Un método más completo para la lente térmica aberrante fue presentado por F. Jürgensen y W. Schröer [17], sin embargo este método consideraba aproximaciones en la parte térmica. El estudio teórico del

Z-scan para calcular la intensidad en eje a campo lejano puede ser realizado utilizando el principio de Huygens-Fresnel [18], la teoría de difracción [19], la descomposición Gaussiana [6], entre otros. La descomposición Gaussiana es una aproximación utilizada para describir muestras con cambios de fase no lineal muy grandes ( $>\pi$ ) [20]. En [21] se demuestra numéricamente que las aproximaciones obtenidas con la descomposición Gaussiana son válidas únicamente cuando la respuesta del material es local, es decir la respuesta no-lineal en un punto del material es causada por la intensidad de luz en ese mismo punto [22]. En [23] se presenta un modelo donde se da una expresión que permite considerar una respuesta no local en el material (la respuesta no lineal no se encuentra solo en el punto donde está siendo iluminada). En [24] se hace una extensión de estos trabajos y se presentan las expresiones analíticas para estudiar Z-scan con cambios de fase arbitrarios en un medio delgado no local y no lineal. Estas ideas tuvieron buena correspondencia entre lo experimental y lo teórico en experimentos con materiales como cristales líquidos y soluciones con colorantes.

El cristal líquido es excelente ejemplo de un material no lineal ya que la luz tiene una fuerte interacción con las moléculas del cristal líquido que generan una gran respuesta óptica no lineal [25]. Aunque por si solos no presentan una respuesta óptica no lineal, los cristales líquidos son materiales muy atractivos para el estudio de respuestas ópticas no lineales gracias a propiedades como su gran birrefringencia y su respuesta a campos eléctricos. Sus propiedades ópticas no lineales fueron estudiadas desde 1980 [26] donde se reportan respuestas ópticas no lineales gigantescas. En 1990 se descubrió [27] que la no linealidad de los cristales líquidos puede ser mejorada al doparlos con pequeñas cantidades de antraquinona. Se reportaron respuestas ópticas no lineales incluso mayores en cristales líquidos dopados con colorantes azo [28, 29]. Trabajos donde se utilizó la técnica de Z-scan en cristales líquidos dopados con colorantes produjeron resultados que mostraron un índice de refracción no lineal positivo o negativo según la polarización del haz de entrada, el colorante, el campo eléctrico externo, la longitud de onda, la temperatura, etc.. Es decir, aunque Z-scan es una técnica simple, identificar el mecanismo responsable de las no linealidades ópticas no es una tarea sencilla ya que esta puede ser atribuida a no linealidades de tipo Kerr [30], del tipo térmicas [13], etc.

Otra forma de obtener respuestas ópticas no lineales en cristales líquidos es incrementar sus propiedades electro-ópticas [31, 32], combinando un cristal líquido con un metal, ya sea por medio de nano-partículas metálicas o colocando el cristal líquido entre una placa de vidrio y una película delgada metálica. El estudio de propiedades ópticas no lineales con metales ha sido realizado con nano-partículas metálicas, vidrios dopados con metales o películas delgadas de metales para evitar la gran absorción que tienen estos materiales en bulto. Posteriormente surgió la idea de combinar estos metales con cristales líquidos para mejorar sus propiedades electro-ópticas que son muy utilizadas en la industria. En trabajos como [33, 34] se

reportó que al dopar cristales líquidos con partículas de oro ó titanio, estas generan un aumento en el campo eléctrico con ayuda de la alineación de las moléculas de cristal líquido provocando que estos materiales híbridos presentaran respuestas ópticas no lineales considerables.

En este trabajo de tesis se estudian los cambios de índice de refracción no lineal y el coeficiente de absorción no lineal en materiales híbridos metal-cristal líquido, con el objetivo de conocer la influencia que tiene el reacomodo de electrones en el metal en presencia de luz, en la orientación de las moléculas de cristal líquido. El cristal líquido esta contenido entre una película delgada de metal depositada en un sustrato de vidrio y un segundo vidrio. Los cambios en el índice de refracción y el coeficiente de absorción son diferentes a los que presentan ambos materiales por separado. Para medir los coeficientes no lineales refractivo y absorptivo que se presentan en estos materiales híbridos se utiliza la técnica de Z-scan con abertura y sin abertura. Se realiza un estudio numérico para obtener los valores de los coeficientes no lineales utilizando un modelo teórico que considera la no linealidad y no localidad de la respuesta [24], por medio de una simulación en el programa *MatLab* para comparar los datos experimentales y numéricos.

Para lograr los objetivos este trabajo esta organizado de la siguiente manera:

**Capítulo 1.** En este capítulo se abordan los fundamentos teóricos de óptica y óptica no lineal elementales en el desarrollo de este trabajo. Se da una descripción de qué es un cristal líquido y bajo qué condiciones se han estudiado sus respuestas ópticas no lineales. Se describen algunas de las características que hacen que los metales sean interesantes para su estudio en óptica y óptica no lineal.

**Capítulo 2.** En este capítulo se encuentra una descripción de la técnica de Z-scan, como surge la técnica y cuales son los fundamentos teóricos que la sustentan. También se describe el modelo teórico con el cual se estudiaron las respuestas ópticas no lineales de los materiales y las ecuaciones que nos permiten estudiar la técnica de Z-scan analíticamente.

**Capítulo 3.** Este capítulo describe la parte experimental y analítica de este trabajo. Primero se detalla el proceso experimental que se siguió, describiendo como se elaboraron los materiales utilizados, se presenta el arreglo experimental y el equipo de laboratorio utilizado en el arreglo. Finalmente se describe el programa que se utiliza para simular la técnica de Z-scan y con el cual se comparan la respuesta experimental y analítica para obtener los valores numéricos de los coeficientes no lineales.

**Capítulo 4.** Se presentan los resultados experimentales de los materiales estudiados y se describen las respuestas obtenidas. Se hace la comparación de los

resultados numéricos con los experimentales y se dan los valores de los coeficientes para los cuales la parte numérica coincide con la experimental.



# Capítulo 1

## Principios Generales

### 1.1. Óptica lineal

Desde el principio del desarrollo de la óptica fueron conocidos dos fenómenos que se manifiestan a través de la desviación de los rayos luminosos respecto al camino rectilíneo: la reflexión y la refracción.

La reflexión es el fenómeno que sucede cuando un haz de luz alcanza una interfaz. Entonces una parte de la luz se esparce hacia atrás con un ángulo igual al de su incidencia. Este comportamiento de la luz esta descrito por el fenómeno de reflexión, que aparece por primera vez en el libro *Catoptrics* escrito por Euclides. Esta ley expresa que el ángulo de incidencia es igual al ángulo de reflexión.

$$\theta_1 = \theta_2 \quad (1.1)$$

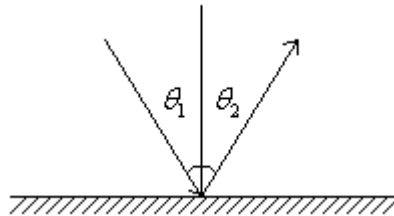
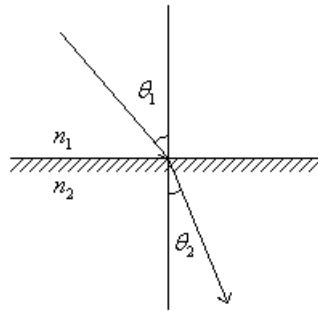


Figura 1.1: Diagrama de reflexión.

La refracción sucede cuando un haz de luz sufre una desviación de su trayectoria al transmitirse de un medio a otro. Este fenómeno responde a la ley de Snell que esta dada por:

$$n_1 \text{sen} \theta_1 = n_2 \text{sen} \theta_2. \quad (1.2)$$

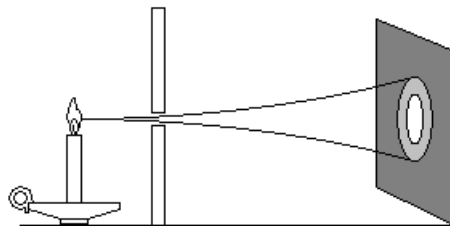


**Figura 1.2: Diagrama de la refracción.**

Posteriormente se encontró otro fenómeno de propagación de la luz en línea recta que no podía ser descrito por la reflexión ni por la refracción, a este fenómeno se le dio el nombre de difracción.

### 1.1.1. Difracción

En 1665 un clérigo italiano de nombre Grimaldi realizó un experimento fundamental que consistió en observar lo que sucedía cuando la luz de una vela pasaba a través de una obstrucción. (Fig. 1.3). Grimaldi descubrió que había luz dentro de la zona de sombra geométrica. El fenómeno fue bautizado hasta 1896 como difracción por Sommerfeld.



**Figura 1.3: Experimento de Grimaldi.**

En 1678 Huygens dio la primera explicación a este fenómeno con su llamado principio de Huygens que establece que cada punto en el frente de perturbación de una onda puede ser considerado como una fuente de onda esférica secundaria, de manera que la perturbación resultante representa la superposición de estas ondas esféricas elementales.

Fresnel completó esta teoría por la necesidad de tomar en cuenta la interferencia de las ondas esféricas secundarias, sin embargo la solución matemática de la difracción fue posible gracias a la teoría electromagnética de Maxwell.



**CAPÍTULO 1. PRINCIPIOS GENERALES**  
**1.1. ÓPTICA LINEAL**

---

De acuerdo a la teoría de Maxwell un campo luminoso se propaga en el espacio libre con índice de refracción  $n$  de acuerdo a la expresión:

$$\nabla^2 U(\vec{r}, t) - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} U(\vec{r}, t) = 0, \quad (1.3)$$

tomando una solución a la Ec. (1.3) de la forma:

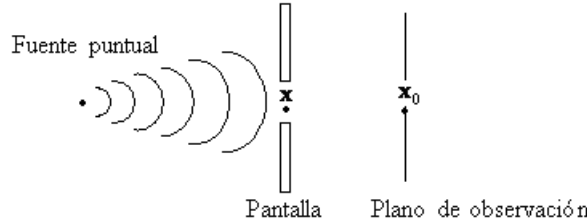
$$U(\vec{r}) = A(\vec{r}) \exp(i\varphi(\vec{r})), \quad (1.4)$$

esta señal óptica nos lleva a la ecuación:

$$\nabla^2 U(\vec{r}) + k^2 U(\vec{r}) = 0, \quad (1.5)$$

que es conocida como la ecuación de Helmholtz.

Utilizando una señal óptica de la forma dada por la Ec. (1.4) podemos proponer la siguiente formulación del problema de difracción para el caso del experimento de Grimaldi Fig 1.4.



**Figura 1.4: Experimento de Grimaldi.**

Entonces es necesario encontrar la señal óptica en el plano de observación  $U(\vec{x}_0)$  cuando la señal óptica  $U(\vec{x})$  en la abertura es conocida donde  $\vec{x}_0$  es plano de observación y  $\vec{x}$  el vector de la abertura. La señal óptica  $U(\vec{x}_0)$  en el plano de observación se describe por medio de la Ec. de Helmholtz, entonces es necesario hallar la solución de esta ecuación con la condición de que en la abertura la señal óptica es la función dada  $U(\vec{x})$ . En matemáticas éste es conocido como un problema de borde o contorno con condición de borde o inicial  $U(\vec{x})$ .

Para el problema de difracción este problema fue resuelto por Kirchoff. Esta solución se expresa por medio de la fórmula de Rayleigh-Sommerfeld:

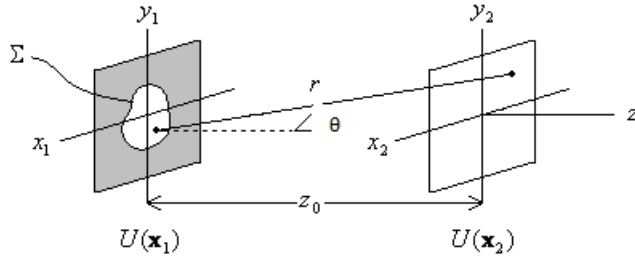
$$U(\vec{x}_0) = \frac{1}{i\lambda} \iint_{-\infty}^{\infty} U(\vec{x}) \frac{\exp(ikr)}{r} \cdot \cos(\theta) d\vec{x}. \quad (1.6)$$

**CAPÍTULO 1. PRINCIPIOS GENERALES**  
**1.1. ÓPTICA LINEAL**

---

Esta fórmula es la solución de la ecuación de Helmholtz con condiciones de borde y es la expresión analítica del principio de Huygens-Fresnel.

Ahora considerando la propagación de una señal óptica en espacio libre entre dos planos paralelos normales al eje  $z$  (eje de propagación) Fig. 1.5 .Utilizando la fórmula de difracción de Rayleigh-Sommerfeld encontramos la señal óptica en el plano colocado en la posición  $\vec{x}_2$  dada por:



**Figura 1.5: Difracción entre dos planos paralelos.**

$$U(\vec{x}_2) = \frac{1}{i\lambda} \int_{-\infty}^{\infty} U(\vec{x}_1) \frac{\exp(ikr)}{r} \cos(\theta) d\vec{x}_1, \quad (1.7)$$

con  $r = \sqrt{z_0^2 + (x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2}$  y  $\theta$  el ángulo entre la normal entre los planos y  $r$ .

La condición de Fresnel considera que la distancia  $z_0$  es mucho mayor que la abertura en el plano de entrada  $\vec{x}_1 = (x_1, y_1)$  y el dominio en el plano de observación en el plano  $\vec{x}_2 = (x_2, y_2)$ :

$$\begin{aligned} |\vec{x}_1|_{max} &\ll z_0, \\ |\vec{x}_2|_{max} &\ll z_0. \end{aligned} \quad (1.8)$$

Esto significa que el tamaño de la abertura y el tamaño del plano de observación son mucho menores que la distancia entre los dos planos. Cuando esta condición se cumple entonces:

$$r \approx z_0, \quad (1.9)$$

$$\cos(\theta) \approx 1. \quad (1.10)$$

Sin embargo la Ec. (1.9) no puede ser introducida en  $\exp(ikr)$  ya que multiplicar  $k$  con  $r$  produce un número muy grande y la expresión tendería a infinito. Así, para este caso se utiliza una expansión binomial, por lo que la aproximación queda de la forma:

$$r \approx z_0 \left[ 1 + \frac{1}{2z_0} (\mathbf{x}_2 - \mathbf{x}_1)^2 \right]. \quad (1.11)$$

## CAPÍTULO 1. PRINCIPIOS GENERALES

### 1.2. ÓPTICA NO LINEAL

---

con  $(\mathbf{x}_2 - \mathbf{x}_1)^2 = (x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2$ . Sustituyendo esta expresión en la Ec. (1.7) obtenemos:

$$U(\vec{x}_2) = \frac{\exp(ikz_0)}{i\lambda z_0} \int_{-\infty}^{\infty} U(\vec{x}_1) \left[ \exp\left(\frac{ik(\mathbf{x}_2 - \mathbf{x}_1)^2}{2z_0}\right) \right] d\vec{x}_1. \quad (1.12)$$

Esta es la ecuación de la difracción de Fresnel o difracción de campo lejano.

Partiendo de la Ec. (1.12) y desarrollando el cuadrado de la diferencia en el exponencial tenemos:

$$U(\vec{x}_2) = \frac{\exp(ikz_0)}{i\lambda z_0} \exp\left(\frac{ik}{2z_0}\mathbf{x}_2^2\right) \int_{-\infty}^{\infty} U(\vec{x}_1) \exp\left(\frac{ik}{2z_0}\mathbf{x}_1^2\right) \exp\left(\frac{ik}{z_0}\mathbf{x}_1\mathbf{x}_2\right) d\vec{x}_1. \quad (1.13)$$

donde  $\mathbf{x}_1^2 = x_1^2 + y_1^2$ ,  $\mathbf{x}_2^2 = x_2^2 + y_2^2$  y  $\mathbf{x}_1\mathbf{x}_2 = x_1x_2 + y_1y_2$ .

Ahora introduciendo una condición adicional a las condiciones de Fresnel, la condición de Fraunhofer:

$$z_0 \gg \frac{k\mathbf{x}_1^2}{2} = \frac{\pi\mathbf{x}_1^2}{\lambda}. \quad (1.14)$$

Aplicando esta condición a la Ec. (1.13) obtenemos:

$$\exp\left(\frac{ik}{2z_0}\mathbf{x}_1^2\right) \approx 1, \quad (1.15)$$

y

$$U(\vec{x}_2) = \frac{\exp(ikz_0)}{i\lambda z_0} \exp\left(\frac{ik}{2z_0}\mathbf{x}_2^2\right) \int_{-\infty}^{\infty} U(\vec{x}_1) \exp\left(\frac{ik}{z_0}\mathbf{x}_1\mathbf{x}_2\right) d\vec{x}_1. \quad (1.16)$$

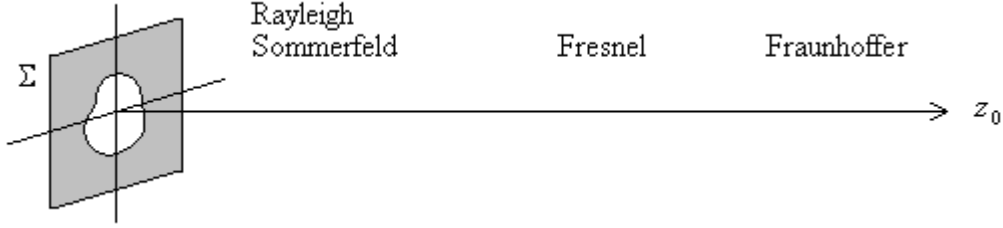
La integral anterior representa una Transformada de Fourier bidimensional de la señal  $U(\vec{x}_1)$ , donde la variable de Fourier esta dada por:

$$\mathbf{p} = \frac{\mathbf{x}_2}{\lambda z_0}. \quad (1.17)$$

Entonces en la aproximación de Fraunhofer o difracción de Fraunhofer, en el espacio libre realiza una Transformada de Fourier bidimensional de la señal de entrada para así obtener la señal en un segundo plano de observación.

## 1.2. Óptica no lineal

El índice de refracción y la absorción son propiedades ópticas lineales que son características de los materiales e independientes de la intensidad de la luz con la que interactúan y modifican su transmitancia. La transmitancia se refiere al porcentaje de luz incidente que se transmite a través de un material semi-transparente.



**Figura 1.6: Difracción con respecto a la distancia donde se encuentra el plano de observación.**

Cuando la respuesta de ciertos materiales corresponde a una función no lineal a la interacción de la luz de entrada, es decir que la luz modifica las propiedades ópticas de la materia como el índice de refracción o el coeficiente de absorción, nos adentramos al terreno de la óptica no lineal. Estos fenómenos ópticos no lineales se manifiestan debido a diferentes razones, por ejemplo el efecto Kerr o de auto-enfoque (desenfoque), generación de armónicos (segundo, tercero, cuarto, etc.) [2], etc., estos fenómenos ópticos fueron posibles gracias al desarrollo del láser.

Para poder describir con mayor precisión una no linealidad óptica debemos considerar la dependencia del momento dipolar o polarización  $\tilde{P}(t)$  de un material de la magnitud  $\tilde{E}(t)$  de un campo óptico aplicado. En óptica lineal, la polarización depende linealmente de la intensidad del campo eléctrico, esta relación es descrita por [2]:

$$\tilde{P}(t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} \tilde{E}(t) \quad (1.18)$$

donde  $\chi^{(1)}$  es una constante de proporcionalidad conocida como la susceptibilidad lineal y  $\epsilon_0$  la permitividad en espacio libre. En óptica no lineal la polarización  $\tilde{P}(t)$  se puede describir en forma general expresando a la polarización como una serie de potencias del campo eléctrico  $\tilde{E}(t)$  como:

$$\begin{aligned} \tilde{P}(t) &= \epsilon_0 [\chi^{(1)} \tilde{E}(t) + \chi^{(2)} \tilde{E}^2(t) + \chi^{(3)} \tilde{E}^3 + \dots] \\ &\equiv \tilde{P}^{(1)} + \tilde{P}^{(2)} + \tilde{P}^{(3)} + \dots, \end{aligned} \quad (1.19)$$

donde  $\chi^{(2)}$  y  $\chi^{(3)}$  son la susceptibilidad a segundo y tercer orden respectivamente y  $\tilde{P}^{(2)} = \epsilon_0 \chi^{(2)} \tilde{E}^2$  es la polarización a segundo orden y  $\tilde{P}^{(3)} = \epsilon_0 \chi^{(3)} \tilde{E}^3$  la polarización a tercer orden. Los procesos ópticos no lineales de segundo orden pueden ocurrir solamente en materiales no centro-simétricos (líquidos, gases, sólidos amorfos, etc.). Por otro lado las interacciones ópticas de tercer orden pueden ocurrir tanto en medios centro-simétrico como en medios no centro-simétricos [2].

### 1.2.1. Procesos ópticos no lineales de tercer orden

Para el presente trabajo es muy importante conocer los procesos ópticos no lineales a tercer orden ya que entre ellos se encuentra la dependencia del índice de refracción con la intensidad.

La contribución de tercer orden de la polarización:

$$\tilde{P}^{(3)} = \epsilon_0 \chi^{(3)} \tilde{E}^3, \quad (1.20)$$

para el caso general, donde  $\tilde{E}$  puede estar compuesto por varias frecuencias, la expresión de  $\tilde{P}$  resulta ser demasiado complicada, considerando solamente el caso donde el campo aplicado es monocromático descrito por:

$$\tilde{E}(t) = \xi \cos \omega t, \quad (1.21)$$

y aplicando la propiedad  $\cos^3 \omega t = \frac{1}{4} \cos 3\omega t + \frac{3}{4} \cos \omega t$ , podemos expresar la polarización no lineal como:

$$\tilde{P}^{(3)}(t) = \frac{1}{4} \epsilon_0 \chi^{(3)} \xi^3 \cos 3\omega t + \frac{3}{4} \epsilon_0 \chi^{(3)} \xi^3 \cos \omega t \quad (1.22)$$

### Índice de refracción no lineal

El índice de refracción no lineal describe la dependencia del índice de refracción con la intensidad. El segundo término de la Ec. (1.22) describe la contribución no lineal a la polarización del campo eléctrico a la frecuencia del campo incidente. Este término contiene una contribución no lineal al índice de refracción por una onda a frecuencia  $\omega$ . Este tipo de no linealidad puede ser representada por:

$$n = n_0 + \frac{n_2}{2} \mathbf{I}. \quad (1.23)$$

El cambio en el índice de refracción descrito en la Ec. (1.23) es también llamado efecto óptico Kerr, por su analogía con el efecto Kerr electro-óptico en el cual el índice de refracción de un material cambia proporcionalmente al cuadrado del campo eléctrico estático aplicado.

Algunos materiales pueden presentar un cambio en el índice de refracción positivo  $\Delta n > 0$  y otras un cambio negativo  $\Delta n < 0$ , lo que causa que el material presente autoenfocamiento (el material se comporta como lente positiva) o autodesenfocamiento (el material se comporta como lente negativa).

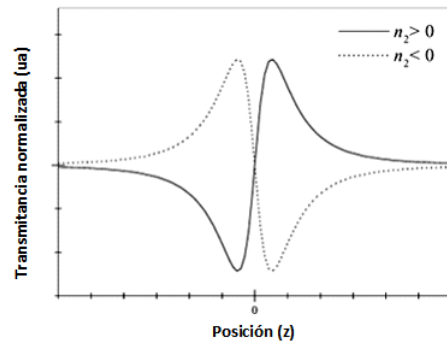
## 1.3. Materiales ópticamente no lineales

Para el estudio de no linealidades ópticas, el estudio en particular de materiales como los cristales líquidos dopados con colorantes orgánicos es muy atractivo,

# CAPÍTULO 1. PRINCIPIOS GENERALES

## 1.3. MATERIALES ÓPTICAMENTE NO LINEALES

---



**Figura 1.7:** Curvas teóricas para cambios de índice refracción negativos y positivos.

debido a que presentan una respuesta no lineal por medio de la interacción con láseres continuos de baja potencia [35]. Otro tipo de materiales que presentan buena respuesta óptica no lineal son nanopartículas o películas delgadas de metal [32, 33, 34]. Estos últimos actualmente están siendo estudiados en combinación con otros materiales debido a que incrementan la respuesta electro-óptica de los materiales con los que son combinados y esta propiedad es muy útil en la industria. En este trabajo se estudió la respuesta que presentó un material híbrido entre una celda con una película delgada metálica y cristal líquido nemático. Las respuestas obtenidas con la técnica del Z-scan mostraron un gran cambio en el índice de refracción no lineal y también se encontró absorción no lineal.

### 1.3.1. Cristales líquidos

Una de las principales formas de estudiar el comportamiento de la luz es observando su interacción con la materia. En la naturaleza la materia puede ser dividida en fases llamadas estados de la materia. Los 3 principales estados de la materia son sólido, líquido y gaseoso. En los sólidos las moléculas se encuentran muy cerca entre sí en una posición y orientación fija, lo que hace que tengan una forma definida. Por otra parte, en los líquidos aunque sus moléculas se encuentran cerca una de otra, son capaces de moverse, debido a esto no tienen una forma rígida pero toman la forma del recipiente que lo contenga.

Aunque estos estados son muy bien conocidos y sus propiedades están bien definidas existe fases intermedias. Los cristales líquidos pertenecen a un estado intermedio muy importante que muestra características tanto del estado líquido como del sólido. El estudio de estos materiales comenzó en 1888 cuando Friedrich Rinitzer trabajaba con un material conocido como benzoato colestérico y observó que este material se derretía a dos diferentes temperaturas.

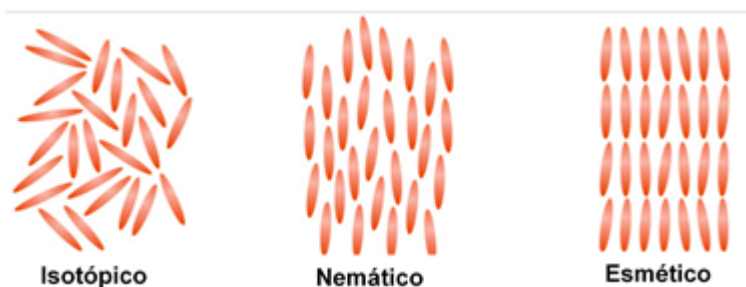
Los cristales líquidos son materiales compuestos por moléculas alargadas,

## CAPÍTULO 1. PRINCIPIOS GENERALES

### 1.3. MATERIALES ÓPTICAMENTE NO LINEALES

---

como un palillo. A temperaturas altas, las moléculas se encuentran ordenadas aleatoriamente, formando un líquido isotrópico. Debido a la forma alargada de las moléculas, estas pueden mostrar orden orientacional tal como que todos sus ejes se encuentren alineados formando lo que se llama un cristal líquido nemático. Las moléculas se pueden seguir moviendo por el fluido pero su orientación permanece igual. Además estos materiales pueden exhibir orden posicional, a esta propiedad se le llama fase esméctica. En esta fase el movimiento de las moléculas está limitado a las capas que se forman en esta fase [36].



**Figura 1.8: Fases de un cristal líquido.**

La fase más utilizada para aplicaciones en la óptica, es la del cristal líquido nemático. En ella todas las moléculas están alineadas aproximadamente de forma paralela una de otra. En cada punto del material se puede definir un vector unitario paralelo al promedio de la dirección de eje más largo de las moléculas de la vecindad de ese punto, este vector es conocido como el vector director.

Los cristales líquidos nemáticos tienen simetría uniaxial, es decir que un medio homogéneo de este cristal al ser rotado alrededor del vector director no presenta cambios. El gran orden que presentan estos materiales tiene una fuerte influencia en como viaja la luz en ellos y cómo se comporta un campo eléctrico en el material. Esto da paso a dos propiedades que son: la reorientación de las moléculas bajo un campo eléctrico y la birrefringencia óptica.

#### **Reorientación de las moléculas en un campo eléctrico**

La respuesta de las moléculas de un cristal líquido a un campo eléctrico es la característica más utilizada en aplicaciones para la industria. La capacidad del eje director de alinearse con la dirección de un campo eléctrico externo es causada por la naturaleza dipolar de las moléculas. Si las moléculas no forman un dipolo eléctrico permanente, este puede ser influenciado por un campo eléctrico.

Debido a la anisotropía axial de los cristales líquidos, un campo eléctrico experimenta diferentes constantes dieléctricas dependiendo de su oscilación respecto

**CAPÍTULO 1. PRINCIPIOS GENERALES**  
**1.3. MATERIALES ÓPTICAMENTE NO LINEALES**

---

al eje director. La diferencia es llamada anisotropía dieléctrica. Esta constante dieléctrica es mayor a lo largo del eje director del cristal líquido y se considera cómo anisotropía positiva en caso contrario sería negativa. La anisotropía en la permitividad eléctrica de un cristal líquido nemático no es otra cosa que:

$$\Delta\epsilon = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}, \quad (1.24)$$

donde

$$\epsilon_{\parallel} > \epsilon_{\perp},$$

y al aplicar un campo eléctrico  $\mathbf{E}$ , se obtiene el desplazamiento eléctrico dado por la ecuación [37]:

$$\mathbf{D} = \Delta\epsilon \cdot \mathbf{E}, \quad (1.25)$$

donde hay una dependencia de  $\Delta\epsilon$  con el director  $\hat{n}$ .

Como resultado de estas propiedades, cuando el campo eléctrico no es paralelo al eje director una torque es generada en este. La torque tiende a alinear a la molécula paralela al campo. Cuando la magnitud del campo incrementa, la molécula estará orientada paralela al campo. Esta torque con el campo eléctrico está dada por [37]:

$$\begin{aligned} \Gamma_E &= \mathbf{D} \times \mathbf{E}, \quad (1.26) \\ &= \Delta\epsilon(\hat{n} \cdot \mathbf{E})(\hat{n} \times \mathbf{E}). \end{aligned}$$



**Figura 1.9: Resultado de la orientación de las moléculas de un cristal líquido bajo la influencia de un campo eléctrico.**

Una aplicación tecnológica de cristales líquidos debido a su reorientación es su uso como un medio que varía con el simple hecho de aplicar un campo eléctrico (un interruptor óptico).

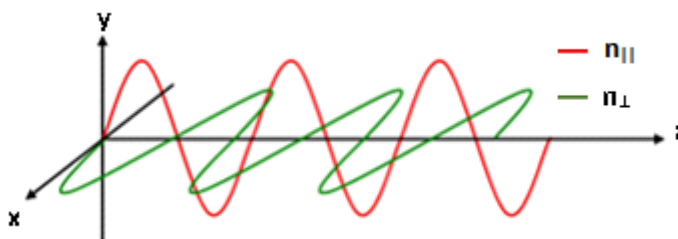


### Birrefringencia óptica

La mayoría de las aplicaciones de los cristales líquidos involucran óptica. Las ondas ópticas involucran campos eléctricos, por lo que también pueden reorientar el eje director de un cristal líquido de manera análoga al campo eléctrico.

Una propiedad interesante de la fase nemática de un cristal líquido es su gran birrefringencia en todo el espectro óptico. Para entender la birrefringencia de un cristal líquido es necesario representar la luz como un campo eléctrico que estará descrito por una onda.

Para una onda plana propagándose en un medio isotrópico la velocidad de la onda es determinada por el índice de refracción. Para un cristal líquido nemático, el campo eléctrico siente un índice de refracción diferente cuando oscila en el plano perpendicular al eje director  $\mathbf{n}_\perp$  o a lo largo del eje director  $\mathbf{n}_\parallel$ . Esta anisotropía axial del índice de refracción se llama birrefringencia  $\Delta\mathbf{n} = \mathbf{n}_\parallel - \mathbf{n}_\perp$  esta nos permite manipular la polarización de la propagación de la luz a través del medio [37].



**Figura 1.10: Propagación de la luz en un medio birrefringente.**

En un medio birrefringente, la velocidad de las ondas ordinaria y extraordinaria resulta en una diferencia de fase entre los dos modos debido a los dos índices de refracción que experimenta.

### Orden preferencial de las moléculas.

En un recipiente de vidrio el cristal líquido es opaco como leche líquida. Esto es causado por la variación aleatoria del eje director de las moléculas.

Para sus diferentes usos y aplicaciones es muy importante tener regiones donde se conozca la distribución del eje director. Para esto es muy común utilizar técnicas que nos permitan alinear las moléculas en una orientación fija. Los dos tipos de alineación más usados son la alineación planar y la alineación homeotropa. En la alineación planar el eje director está orientado paralelo a la superficie. La alineación homeotropa, tiene como característica que el vector director de las moléculas del

**CAPÍTULO 1. PRINCIPIOS GENERALES**  
**1.3. MATERIALES ÓPTICAMENTE NO LINEALES**

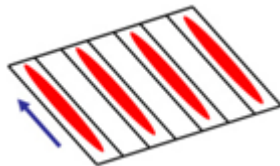
---

crystal líquido está orientado perpendicular a la superficie.



**Figura 1.11:** Tipos de alineación para un cristal líquido nemático (CLN).

Una forma de lograr la alineación de las partículas es un rayado. Una capa de polímero (nylon o alcohol polivinílico por ejemplo) es depositada en una superficie y se raya con una tela suave. Un cristal líquido depositado sobre una superficie con rayado de polímero exhibe un eje director paralelo a la dirección en que se hizo el rayado.

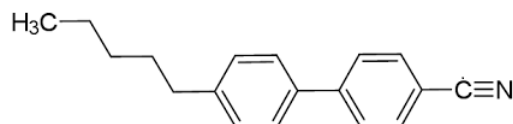


**Figura 1.12:** Alineación a lo largo de la dirección de rayado en un CLN.

### **Cristal líquido 5CB**

Para este trabajo se utilizó el cristal líquido nemático 5CB que es un cristal líquido comercialmente accesible y con buena respuesta óptica no lineal en combinación con otros materiales.

El cristal líquido nemático 5CB (4-cyano-4'-n-pentylbiphenyl), tiene la fórmula química  $C_{18}H_{19}N$ , y sus moléculas estas organizadas como se muestra en la siguiente figura:



**Figura 1.13:** Estructura molecular del cristal líquido 5CB.

**CAPÍTULO 1. PRINCIPIOS GENERALES**  
**1.3. MATERIALES ÓPTICAMENTE NO LINEALES**

---

En la tabla 1.1 se muestran las propiedades ópticas lineales del cristal líquido nemático 5CB:

Cristal líquido	Temperatura	Birrefringencia $\Delta n$	$n_o$	$n_e$	Fase nemática	Fase de cristal
5CB	22.0 °C	0.1843	1.5297	1.7140	35.8 °C	22 °C

**Tabla 1.1:** Propiedades ópticas lineales del 5CB

### 1.3.2. Respuestas ópticas no lineales del cristal líquido

Un cristal interactuando con un haz de luz altera sus propiedades ópticas cuando este haz de luz tiene la suficiente intensidad y adquiere propiedades ópticas no lineales. En este trabajo nos enfocaremos principalmente en el cambio de índice de refracción dependiente de la intensidad [10, 37]. Esta propiedad óptica no lineal se presenta en el material haciendo que se comporte como una lente delgada donde el índice de refracción depende de la intensidad del campo óptico y se puede expresar de la siguiente manera [2]:

$$n = n_0 + \Delta n(I), \quad (1.27)$$

donde  $n_0$  es el índice de refracción lineal y  $\Delta n(I)$  es el cambio en el índice de refracción dependiente de la intensidad.

Este cambio en el índice de refracción está asociada a una no linealidad de tercer orden del cristal líquido. Esta respuesta sólo se presenta cuando el cristal líquido esta combinado con algún colorante u otro material.

#### Incremento de las propiedades ópticas de un cristal líquido

Se ha reportado que el cristal líquido no presenta respuesta óptica no lineal sin colorantes, por lo que para poder estudiar fenómenos ópticos no lineales con cristales líquidos fue necesario que estos se combinaran con algún material para incrementar su respuesta no lineal. Uno de los métodos que se utilizaron para obtener respuestas ópticas no lineales con cristales líquidos fue dopar estos con colorantes azoicos (colorantes sintéticos) que ejercen una torca adicional a la torca óptica del cristal líquido puro y así incrementar su respuesta no lineal. Esta respuesta encontrada con los colorantes azoicos hizo que dopar cristales líquidos con colorantes se volviera atractivo debido a que se pueden utilizar láseres continuos de baja potencia para producir efectos ópticos no lineales significativamente grandes.

Existen numerosos trabajos que presentan la respuesta de cristales líquidos

## CAPÍTULO 1. PRINCIPIOS GENERALES

### 1.3. MATERIALES ÓPTICAMENTE NO LINEALES

---

dopados con colorantes, las respuestas obtenidas muestran no linealidades ópticas gigantescas [29] y respuestas que no son descritas completamente por los tipos Kerr o Térmicos [35]. Este tipo de trabajos donde se incrementan las respuestas ópticas no lineales de un cristal líquido no son los únicos, también se han dopado cristales líquidos con nano-partículas ferroeléctricas y metálicas [31] para mejorar las propiedades ópticas lineales y no lineales.

#### **1.3.3. Uso de metales para mejorar las propiedades ópticas lineales y no lineales de cristales líquidos.**

En los últimos años el estudio de cristales líquidos ha sido muy importante para el desarrollo de la ciencia y la tecnología. El mejorar las propiedades ópticas de este material ha llevado a científicos a buscar formas de lograr este objetivo. Estudios muestran resultados donde cristales líquidos dopados con nano-partículas metálicas tienen nuevas propiedades electro-ópticas que mejoran el desempeño del material [31]. Algunas de estas características presentadas por estos materiales híbridos son: efecto de memoria debido a la resonancia del plasmón de superficie de las partículas metálicas y las propiedades dieléctricas del cristal líquido, mayor sensibilidad al campo eléctrico, también gracias a los momentos dipolares permanentes de los metales, estos inducen una re-alineación en un vecindario de las moléculas del cristal líquido incrementando el parámetro de orden y reduciendo la magnitud del campo necesario para lograr esa alineación.

Uno de los materiales utilizados en este trabajo fue el titanio. Las nano-partículas de titanio en celdas con cristal líquido centran el flujo de campo eléctrico y lo hacen más fuerte causando que las moléculas del cristal líquido se alineen con el campo eléctrico [33]. Este material es muy interesante debido a que tiene un tiempo de respuesta muy corto, su respuesta no necesita una magnitud de campo eléctrico muy grande y la concentración necesaria de este material no es muy grande.

# Capítulo 2

## Z-scan

La técnica de Z-scan fue propuesta en 1989 por M. Sheik Bahae et al [10] como una técnica que permite determinar la magnitud y el signo del índice de refracción no lineal y el coeficiente de absorción no lineal [11] en materiales ópticos donde el índice de refracción y el coeficiente de absorción dependen de la intensidad de la luz con que es iluminada. Esta técnica consiste en analizar la transmitancia a campo lejano de un haz láser con perfil Gaussiano a través de un material óptico no lineal para hallar la dependencia del índice de refracción no lineal y la absorción no lineal con la intensidad. La transmitancia puede ser calculada analíticamente usando diferentes modelos como la descomposición Gaussiana [6], Transformada rápida de Fourier [38], principio de Huygens-Fresnel [18], etc. Esta técnica se ha utilizado para estudiar pequeñas no linealidades en muestras delgadas tipo Kerr [11], no linealidades refractivas de alto orden [18], grandes cambios de fase [20] y más recientemente se presentó un trabajo que describe las curvas de Z-scan para un medio delgado no local no lineal (un medio no local no lineal es aquel donde la no linealidad se presenta en una vecindad del punto donde es iluminada con el haz láser), con una no linealidad refractiva pura [21]. Este modelo es de gran interés para este trabajo debido a que nos permite estudiar no linealidades en medios no locales. En otro trabajo complementario se obtienen las formulas analíticas para la transmitancia del Z-scan para materiales que presentan un cambio no lineal en el índice de refracción y absorción no lineal [24]. Este modelo es el que se usará en este trabajo para analizar los cambios de índice de refracción y absorción que se generan en los materiales híbridos, por lo que esta sección está destinada a explicar este modelo teórico y la técnica de Z-scan.

### 2.1. Técnica de Z-scan

Considerando un haz Gaussiano en el arreglo experimental de la figura 2.1 se mide la transmitancia a través de un medio no lineal en una abertura finita en eje a campo lejano como función de la posición  $z$  de la muestra, medida respecto al plano

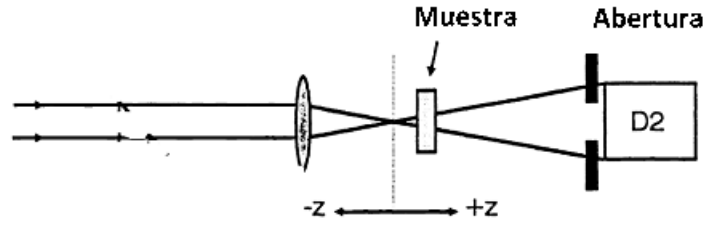
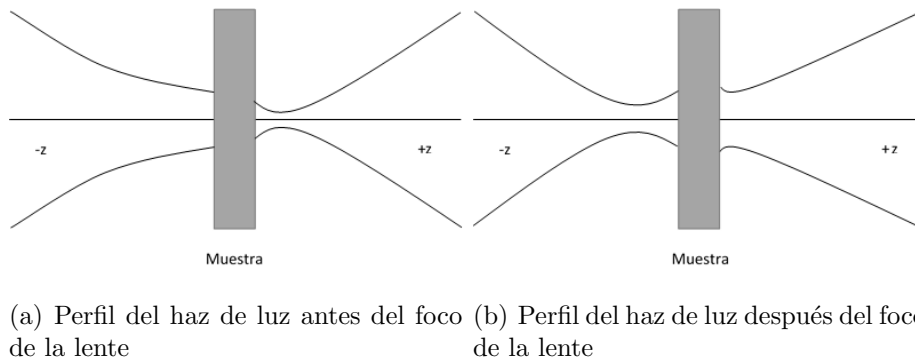


Figura 2.1: Arreglo experimental de la técnica de Z-scan.

focal. Considerando un medio delgado con índice de refracción no lineal negativo, este se puede ver como una lente delgada de longitud focal variable. Cuando se inicia el Z-scan desde una distancia lejana al foco de la lente con la que se enfoca el haz de luz, la transmitancia permanece casi constante. Como la muestra se va acercando al foco, la irradiancia incrementa, llevando a un auto-enfocamiento del haz. Un enfocamiento negativo adicional y antes del foco de la lente, colima el haz. Provocando que se haga más estrecho en la abertura, lo que incrementa la transmitancia que llega al detector. Cuando la muestra pasa del foco de la lente, el mismo desenfocamiento incrementa la divergencia del haz, causando que el haz se amplíe en la abertura, provocando una disminución en la transmitancia. El Z-scan termina cuando la muestra se coloca lejos del foco de la lente, donde la transmitancia regresa a ser casi constante (lineal), este efecto se observa en la figura 2.2.



(a) Perfil del haz de luz antes del foco de la lente (b) Perfil del haz de luz después del foco de la lente

Figura 2.2: Propagación de un haz de luz a través de una muestra con refracción no lineal.

Un máximo prefocal en la transmitancia (pico) seguido de un mínimo postfocal en la transmitancia (valle) indica una refracción no lineal negativa. Con esta analogía una configuración valle-pico nos indica refracción no lineal positiva. Esta característica del Z-scan hace que ésta sea una técnica conveniente para conocer el signo de la refracción no lineal, ya que se obtiene directamente de la forma de la curva en  $z$ . Cuando el material presenta absorción no lineal podemos observar

en las configuraciones de pico-valle que se presenta un aumento en el valle y una disminución en el pico obteniendo un signo positivo de la absorción no lineal [11]. Para obtener el coeficiente de absorción no lineal se utiliza el mismo arreglo pero retirando la abertura.

## 2.2. Modelo teórico de Z-scan para medio no lineal kerr

Siguiendo el modelo propuesto por Shaeik Bahae *et al* [11], se considera un haz Gaussiano que se propaga en la dirección  $z$  con cintura  $\omega_0$ , longitud de onda  $\lambda$  y longitud de Rayleigh  $z_0 = \pi\omega_0^2/\lambda$  que tiene la siguiente amplitud de campo:

$$E(r, z) = A_0 \frac{\omega_0}{\omega(z)} \exp\left[-\frac{r^2}{\omega(z)^2}\right] \exp\left[-ikz - ik\frac{r^2}{2R(z)} + i\varepsilon(z)\right], \quad (2.1)$$

donde  $A_0$  es la constante de amplitud  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ , el ancho del haz  $\omega(z) = \omega_0[1 + (\frac{z}{z_0})^2]^{\frac{1}{2}}$ , el radio de curvatura del frente de onda  $R(z) = z[1 + (\frac{z_0}{z})^2]$  y el retardo de fase relativo a una onda plana  $\varepsilon = \tan^{-1}(\frac{z}{z_0})$ .

Este haz se transmite a través de un medio no lineal Kerr de espesor  $L$ , con un índice de refracción y un coeficiente de absorción de la forma:

$$n(I) = n_0 + \gamma I, \quad (2.2)$$

$$\alpha(I) = \alpha_0 + \beta I, \quad (2.3)$$

donde  $n_0$  es el índice de refracción lineal,  $\gamma$  el coeficiente de refracción no lineal,  $\alpha_0$  el coeficiente de absorción lineal y  $\beta$  el coeficiente de absorción no lineal e  $I$  es la intensidad de la luz.

El camino óptico de la luz en el cristal está dado por  $c.o = Ln$ , entonces la fase del frente de onda en función de  $z'$  es la propagación en la muestra es  $\phi = [kn_0 + k\gamma I]z'$ . Tomando  $\phi_0 = kn_0z'$  constante ya que corresponde a la parte lineal y  $\Delta\phi = k\gamma I z'$  un cambio de fase no lineal, el cambio de  $\Delta\phi$  en función de  $z'$  estará dado por:

$$\frac{d\Delta\phi}{dz'} = k\gamma I, \quad (2.4)$$

y la intensidad también sufrirá un cambio debido a la absorción en función de  $z'$  y estará dado por:

$$\frac{dI}{dz'} = -\alpha(I)I. \quad (2.5)$$

2.3. MODELO TEÓRICO DE Z-SCAN PARA UNA MUESTRA NO LOCAL NO LINEAL

---

Para resolver este sistema de ecuaciones diferenciales primero se toma la Ec. (2.5) y sustituyendo la Ec. (2.3) tenemos:

$$\frac{dI}{dz'} = -(\alpha_0 + \beta I)I, \quad (2.6)$$

Resolviendo la ecuación diferencial obtenemos que la intensidad en la salida de la muestra:

$$I_{out} = \frac{I(r, z)exp(-\alpha_0 L)}{1 + q}, \quad (2.7)$$

con  $q = \beta I_0 L_{eff}$  donde  $L_{eff} = \frac{1 - exp(-\alpha_0 L)}{\alpha_0}$ .

Ahora tomando la Ec. (2.4) y resolviendo la ecuación diferencial tenemos que el cambio de fase queda expresado como:

$$\Delta\phi = \frac{k\gamma}{\beta} \log(1 + q(z)), \quad (2.8)$$

donde  $q(z) = \beta I(z)L_{eff}$ , obteniendo la intensidad y el cambio de fase cuando tenemos refracción no lineal y absorción no lineal. Finalmente el campo a la salida de la muestra queda expresado por:

$$E_{out} = E(r, z)exp\left(\frac{-\alpha_0 L}{2}\right) (1 + q)^{((-ik\gamma/\beta)-1/2)}, \quad (2.9)$$

donde  $(1 + q)^{((-ik\gamma/\beta)-1/2)}$  es la fase debido al cambio en el índice de refracción y el coeficiente de absorción con las constantes  $\gamma$  y  $\beta$ .

### 2.3. Modelo teórico de Z-scan para una muestra no local no lineal

En [23] se propone que para estudiar un medio no lineal no local la intensidad  $I(r, z)$  puede ser representada por el producto de la intensidad máxima en el eje  $I_0$  y un perfil Gaussiano local ( $G_{loc}$ ):

$$I(r, z) = I_0 G_{loc}, \quad (2.10)$$

con

$$G_{loc} = \frac{exp(-2r^2/\omega^2)}{\left(1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right)}. \quad (2.11)$$

donde el cambio de fase debido al cambio de índice de refracción como:

$$\Delta\phi_m(r) = \Delta\Phi_0 G_{loc}^{m/2}, \quad (2.12)$$



2.3. MODELO TEÓRICO DE Z-SCAN PARA UNA MUESTRA NO LOCAL NO LINEAL

---

donde  $\Delta\Phi_0$  es el cambio de fase máximo en eje debido a una cambio en el índice de refracción y  $m$  un número real cualquiera. Para  $m = 2$  se considera una respuesta donde los cambios de fase se dan solo en donde la muestra es iluminada y se tiene el caso de la sección 2.2. Para valores de  $m$  diferentes se tienen cambios de fase mas anchos ( $m < 2$ ) o mas estrechos ( $m > 2$ ).

Asumiendo que el material tiene absorción no lineal, es necesario considerar que  $q$  toma la forma:

$$q_m(r) = \Delta\Psi_0 G_{loc}^{m/2}. \quad (2.13)$$

donde el  $\Delta\Psi_0$  es el cambio de fase debido a la absorción lineal. Entonces el cambio de fase total debido a la parte refractiva y absorptiva estará dado por:

$$\Delta\phi = \Delta\Phi_0 + \Delta\Psi_0 \quad (2.14)$$

entonces el cambio en el índice de refracción puede ser calculado con:

$$\Delta n = \frac{\Delta\phi}{kL} \quad (2.15)$$

Tomando como referencia la Ec. (2.9) el campo a la salida del material estará dado por:

$$E_{out} = E(r, z) \exp\left(\frac{-\alpha_0 L}{2}\right) \left[1 + \Delta\Psi_0 G_{loc}^{m/2}\right]^{(-i(\Delta\Phi_0/\Delta\Psi_0)-1/2)}, \quad (2.16)$$

donde  $\left[1 + \Delta\Psi_0 G_{loc}^{m/2}\right]^{(-i(\Delta\Phi_0/\Delta\Psi_0)-1/2)}$  es la expresión que contiene la fase del campo eléctrico debido a los cambios de fase por refracción no lineal y absorción no lineal.



# Capítulo 3

## Metodología para el estudio de respuestas ópticas no lineales

En la ciencia la parte experimental y la parte teórica van de la mano. La teoría nos permite conocer parámetros que se pueden reproducir en un experimento. Por otro lado existe una gran cantidad de ejemplos importantes donde teorías han sido corroboradas por experimentos.

En este trabajo se midieron experimentalmente con la técnica de Z-scan con abertura y sin abertura, el coeficiente de refracción y absorción no lineales en un material híbrido metal-cristal líquido. Para obtener los valores de los coeficientes no lineales se realizó una comparación entre los resultados experimentales y los obtenidos a partir de un modelo numérico que considera la no localidad de una respuesta óptica no lineal [24] programado en *MatLab* en el cual, se escogen los coeficientes que puedan reproducir las curvas experimentales.

### 3.1. Desarrollo Experimental

Para estudiar respuestas ópticas refractivas no lineales existen diversas técnicas experimentales como la interferometría no lineal [7], la mezcla de ondas [8] y el Z-scan. El Z-scan es una técnica que ofrece una buena precisión, es una forma rápida de saber si el material presenta respuesta refractiva no lineal y el signo de la misma. Esta técnica permite estudiar la absorción no lineal del material sin la necesidad de un arreglo experimental muy sofisticado, aunque el estudio de los resultados no es una tarea sencilla ya que existen varios métodos para analizar los resultados obtenidos debido a las diversas causas probables de la no linealidad.

En este trabajo se mide la respuesta no lineal en el índice de refracción y el coeficiente de absorción de dos materiales híbridos, compuestos de películas delgadas de metal y cristal líquido con la técnica de Z-scan. Primero fue necesario

# CAPÍTULO 3. METODOLOGÍA PARA EL ESTUDIO DE RESPUESTAS ÓPTICAS NO LINEALES

## 3.1. DESARROLLO EXPERIMENTAL

---

preparar los materiales híbridos para después poder utilizar la técnica de Z-scan para observar la respuesta no lineal que presentaron los materiales.

### 3.1.1. Preparación de las muestras.

Se utilizó el cristal líquido nemático 5CB que es un material comercialmente accesible . Se tuvo como objetivo caracterizar la respuesta no lineal refractiva y absorbiva de un material híbrido metal-cristal líquido, se utilizó oro (Au) y titanio (Ti), ambos metales se usaron en forma de películas delgadas depositadas sobre un sustrato de vidrio. Se construyó una celda con dos porta objetos de vidrio con la siguiente configuración: placa de vidrio, película metálica, capa de alcohol polivinílico, capa de cristal líquido nemático 5CB de  $20\mu m$  de espesor, capa de alcohol polivinílico, placa de vidrio, como se puede observar en la Fig 3.1. Para poder inducir una alineación preferencial en las moléculas del cristal líquido existen diferentes métodos mencionados en el capítulo 1. Se utilizó el método del rayado o rubbing, donde se realiza un rayado con una tela delgada en una capa de alcohol polivinílico depositada sobre la superficie de los materiales que contienen el cristal líquido para generar surcos en los cuales se alinearán el cristal líquido. Los porta objetos de vidrio utilizados tienen un espesor de 1.02mm.

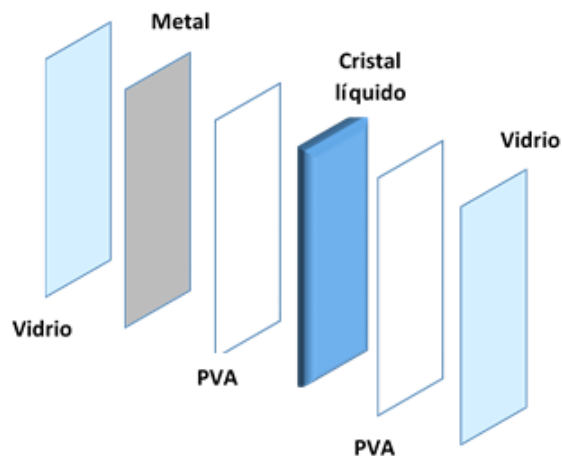


Figura 3.1: Esquema de las muestras.

Para preparar el material híbrido se llevaron a cabo los siguientes pasos:

1. Depósito de a película metálica
2. Depósito de alcohol polivinílico
3. Rayado (Rubbing)
4. Deposito de cristal líquido

## CAPÍTULO 3. METODOLOGÍA PARA EL ESTUDIO DE RESPUESTAS ÓPTICAS NO LINEALES

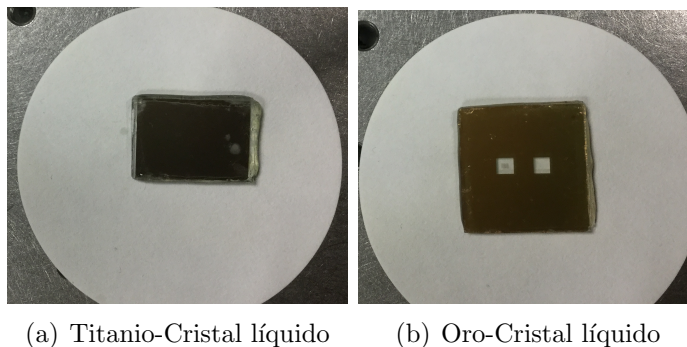
### 3.1. DESARROLLO EXPERIMENTAL

---

El alcohol polivinílico (PVA) se deposita en una de las caras del porta objetos de vidrio limpio y sobre la película delgada de metal. El PVA es un polímero sintético soluble en agua, tiene excelentes propiedades para formar películas, como emulsionante y como adhesivo. También es resistente al aceite, grasas y disolventes. Tiene alta resistencia y flexibilidad. Para depositarlo, se coloca una gota de PVA en la superficie y se utiliza la técnica de spin cutting para formar una película homogénea y eliminar el exceso de PVA. Se deja reposando en un entorno sellado para que se seque y se eviten adherencias de polvo.

Una vez que está seca la película de PVA en ambos vidrios, se colocan uno por uno en un rodillo mecánico giratorio cubierto con una tela delgada, de forma que el eje largo del vidrio coincida con la dirección de giro del rodillo y la cara con PVA. Los vidrios se pasan por el rodillo para asegurar un buen rayado sobre la película de PVA.

Para depositar el cristal líquido es necesario que las dos placas de vidrio tengan una separación uniforme, para esto se utilizaron esferas separadoras de 20  $\mu\text{m}$  de diámetro las cuales se colocaron en las 4 esquinas de uno de los vidrios sobre la película de PVA. Posteriormente se coloca la otra placa de vidrio sobre la que tiene las esferas separadoras quedando ambas con la película de PVA de frente. Una vez juntas, se fijan con pegamento por los lados más cortos y se dejan secar por algunos minutos. Cuando ya está seco el pegamento, se colocan una o dos gotas de cristal líquido 5CB en uno de los lados largos y por capilaridad el cristal líquido llenara el volumen entre los vidrios. La celda así formada se sella con el pegamento por ambos lados y de esta forma tenemos un material híbrido metal-cristal líquido con alineación planar.



**Figura 3.2: Muestras híbridas metal-cristal líquido.**

#### 3.1.2. Arreglo experimental

La técnica de Z-scan consiste en iluminar una muestra con luz láser enfocada y detectar la luz transmitida a través de una abertura con un detector a campo lejano.

## CAPÍTULO 3. METODOLOGÍA PARA EL ESTUDIO DE RESPUESTAS ÓPTICAS NO LINEALES

### 3.1. DESARROLLO EXPERIMENTAL

Para poder llevar a cabo esta técnica se utilizó el siguiente arreglo experimental mostrado en la Fig 3.3.



Figura 3.3: Arreglo experimental Z-scan.

Este arreglo experimental nos permite mover la muestra desde  $-z$  a  $+z$  donde el centro de ese intervalo es la nueva cintura del haz. La lente se encuentra a 50 cm del láser, la muestra se encuentra a 1 cm de la lente, y se mueve una distancia de 4 cm donde cada 0.05 cm se realiza una medición. Este arreglo fue automatizado por lo que se mueve gracias a una montura de desplazamiento y además permite guardar instantáneamente en la computadora los valores de la luz detectada por el sensor de potencia que se encuentra a 120 cm de la lente.

#### Equipo utilizado en la técnica del Z-scan

El equipo utilizado en el arreglo experimental de la técnica de Z-scan fue el siguiente:

- **Láser:** Se empleó una fuente láser He-Ne con longitud de onda de 632.8 nm polarizado con potencia de 12 mW, modelo HNL100L y marca ThorLabs.



Figura 3.4: Láser He-Ne modelo HNL100L.

- **Montura de desplazamiento motorizada de alta precisión:** La montura de desplazamiento utilizada fue el modelo MM-4M-EX-140 con desplazamiento máximo 138 mm, que nos permite mover la muestra en dirección de la propagación de la luz láser.

## CAPÍTULO 3. METODOLOGÍA PARA EL ESTUDIO DE RESPUESTAS ÓPTICAS NO LINEALES

### 3.1. DESARROLLO EXPERIMENTAL

---

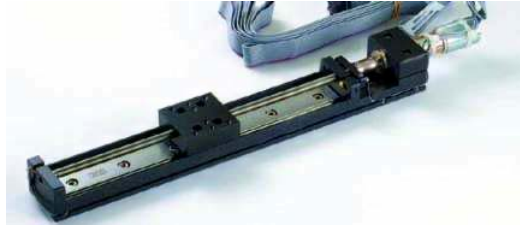


Figura 3.5: Montura de desplazamiento.

- **Controlador de movimiento:** Para controlar los desplazamientos se utilizó el dispositivo controlador de movimiento modelo MC-CQ-B marca NAI. Éste permite controlar desplazamientos con un programa computacional.



Figura 3.6: Controlador de movimiento.

- **Lente:** Para enfocar el haz de luz láser se empleó una lente plano convexa de 35 mm de longitud focal marca ThorLabs.

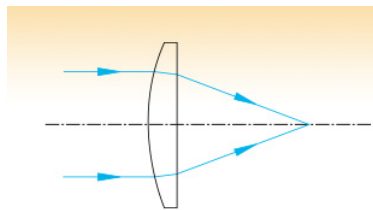


Figura 3.7: Lente plano convexa.

- **Polarizador:** Se utilizó un polarizador lineal para longitudes de onda de 500 - 720 nm marca ThorLabs para poder controlar la intensidad de la luz láser que iluminó la muestra.
- **Sensores de potencia:** Se utilizaron 2 sensores de potencia, el primero para medir la potencia de entrada, modelo S121B marca ThorLabs para longitudes de onda de 400 a 1100 nm y un rango de potencias de 500 nW a 50 mW con resolución de 1 nW. El segundo para medir la potencia transmitida, modelo S120B marca ThorLabs para longitudes de onda de 400 a 1100 nm y un rango de potencias de 50 nW a 50 mW.

## CAPÍTULO 3. METODOLOGÍA PARA EL ESTUDIO DE RESPUESTAS ÓPTICAS NO LINEALES

### 3.2. DESARROLLO ANALÍTICO.

---

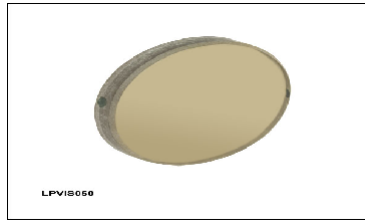


Figura 3.8: Polarizador lineal.



Figura 3.9: Sensores de potencia

- **Medidor de potencia:** Se utilizó un medidor de potencia de doble canal modelo PM300 compatible con los Sensores de la serie S100. Su rango de potencias es de 10nW a 10mW.



Figura 3.10: Medidor de potencia doble canal.

## 3.2. Desarrollo analítico.

Para poder conocer los valores de los coeficientes no lineales fue necesario crear una simulación numérica del modelo teórico para muestras no lineales no locales [24]. Esta simulación se programó en *MatLab* y con esta se generaron gráficas que representan la respuesta que se obtiene de un material no local no lineal con una respuesta refractiva y absorptiva.

El programa considera una abertura circular por medio de una matriz de ceros y unos. El valor uno significa que la señal pasa por la abertura y el cero que no pasa por la abertura. El tamaño de la abertura puede modificarse para elegir uno similar al de la parte experimental. Se pueden cambiar los valores del parámetro  $m$  que indica el grado de no localidad de la respuesta óptica. El valor de  $\Delta\Phi_0$  es el cambio de fase máximo en eje por refracción y  $\Delta\Psi_0$  es el cambio de fase máximo



## CAPÍTULO 3. METODOLOGÍA PARA EL ESTUDIO DE RESPUESTAS ÓPTICAS NO LINEALES

### 3.2. DESARROLLO ANALÍTICO.

---

en eje por absorción, debidos al cambio en el índice de refracción del material por influencia de la luz. Una vez que se introducen estos datos, el programa calcula el campo eléctrico a la salida de la muestra. Para hallar la distribución de la luz a campo lejano se obtiene la transformada de Fourier del campo eléctrico a la salida del material y se multiplica por la transmitancia en la abertura finalmente se obtiene la intensidad por medio del valor absoluto del cuadrado de los datos que pasan por la abertura. Posteriormente se gráfica la intensidad contra la posición en Z de la muestra y se compara con la gráfica experimental. El código utilizado en el programa se puede observar en las Fig. 3.11 y Fig. 3.12.

```
1 clear
2 Lam=633e-9;
3 k=(2.*pi)./Lam;
4 w0=20e-6;
5 z0=pi.*(w0.^2)./Lam
6 alfa=0; %coeficiente de absorción lineal
7 L=20e-6; % espesor de la muestra en metros
8 leff=((1-exp(-alfa.*L))./alfa);
9 AL=exp(-alfa.*(L./2));
10 alfa=3.3e6;
11 ml=2;
12 %Vector r
13 ven=1e-3;
14 nx=2^8;
15 M=zeros(nx+1); % matriz base donde, que representa la pantalla, oscura
16 x=linspace(-ven,ven,nx+1);
17 [X,Y]=meshgrid(x);
18 [theta,r]=cart2pol(X,Y);
19 %radi=1;
20 R=0.00005;
21 a=(sqrt((X.^2)+(Y.^2))<=R);
22 M(a)=1;
23 %Calculo del campo
24 m=0.15;
25 d=1;
26 Abse=0.12;
27 Phiz= -5.5*pi;
28 for z=-10.25.*z0:0.0005:6*z0;
29
30     Rz=z.*(1+(z0./z).^2);
31     Wz= w0.*sqrt((1+(z./z0).^2));
32     Gl=exp(-m.*(r./Wz).^2);
33     Gloc=Gl./((1+(z./z0).^2).^(m./2));
34     abseje=Abse;
35     q=Gloc.*abseje;
36
37     if (z>0 | z<0),
38         E1=(w0./Wz)*exp(-(r./Wz).^2);
39         faseabs=(1.+q).^(-1i.*(Phiz./(abseje))-0.5);
40         FaseG=exp(- (1i.*k.*(r.^2)./(2*Rz)) - 1i.*k.*z);
41         Ee=E1.*FaseG.*AL.*faseabs;
42         TF11=fftshift(fft2(fftshift(Ee)));
43         TF1=fftshift(fft2(fftshift(M*TF11)));
44         Iabert=(abs(TF1).^2);
45         Iabert2=Iabert;
46         I=sum(sum(Iabert));
```

Figura 3.11: Código del programa de la simulación numérica en *MatLab*.

### CAPÍTULO 3. METODOLOGÍA PARA EL ESTUDIO DE RESPUESTAS ÓPTICAS NO LINEALES 3.2. DESARROLLO ANALÍTICO.

---

```
--          -- g-----
50         else
51         E1=(w0./Wz)*exp(-(r./Wz).^2);
52         faseabs=(1.+q).^(-1i.*(Phiz./(abseje))-0.5);
53         Ee=E1.*AL;
54         TF1=fftshift(fft2(fftshift(Ee)));
55         TF1=fftshift(fft2(fftshift(M*TF1)));
56         Iabert=(abs(TF1).^2);

57         I=sum(sum(Iabert));
58
59         end
60
61 A1(d,:)=I;
62 A(d,:)=I./A1(1);
63 B(d,:)=z/z0;
64 d=d+1;
65 C(d,:)=z;
66     end
67     figure
68     imagesc(M,
69     %title('\bf abertura circular'),
70     %axis image;
71     figure
72     G=[A,B];
73     load d15.dat;
74     load titaniol5.dat;
75     whos Distancia45
76     whos titaniolmw
77
78     plot (B,A,'o',d15,titaniol5,'*')
79
80     hold on
81     fprintf('fin')
```

Figura 3.12: Código del programa de la simulación numérica en *MatLab*.

# Capítulo 4

## Resultados Experimentales y Simulación Numérica

### 4.1. Resultados Experimentales

Con el objetivo de medir el cambio en el índice de refracción y el coeficiente de absorción no lineales en materiales híbridos, se utilizó la técnica de Z-scan. Se estudió un material con cristal líquido sin colorante y sin película metálica para poder comparar su respuesta con un material híbrido. Los resultados experimentales obtenidos con la técnica de Z-scan con abertura se encuentran en la Fig 4.1. Se observa que los materiales híbridos presentan un comportamiento no lineal mientras que el material con cristal líquido sin colorante no tiene esa respuesta.

#### 4.1.1. Muestra con Película delgada de oro

Como podemos observar el cristal líquido no presenta una respuesta óptica no lineal sin colorante y sin la película delgada de metal, cuando esta combinado con oro o titanio podemos observar respuestas ópticas no lineales.

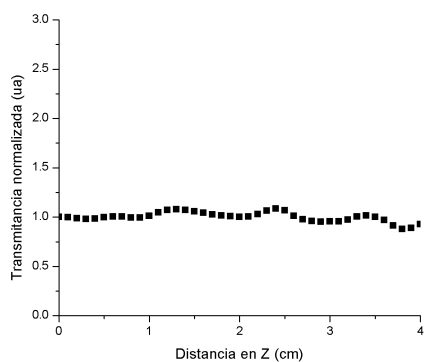
En la Fig 4.2 se observa el comportamiento del material híbrido oro-cristal líquido medido con la técnica Z-scan con abertura, con potencias desde 4mW a 8mW e iluminada con luz láser con polarización paralela al eje director de la muestra.

Las curvas en la Fig 4.2 muestran una configuración pico-valle que indica un cambio en el índice de refracción negativo [11]. También podemos observar que la amplitud de la curva depende de la intensidad de la luz incidente, a medida que aumenta la intensidad la respuesta se incrementa.

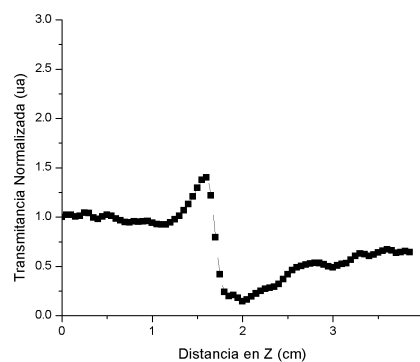
# CAPÍTULO 4. RESULTADOS EXPERIMENTALES Y SIMULACIÓN NUMÉRICA

## 4.1. RESULTADOS EXPERIMENTALES

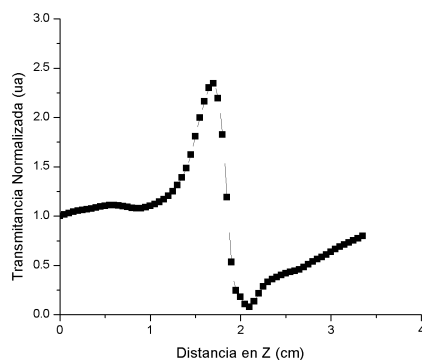
---



(a) Material con cristal líquido (12mW)



(b) Material híbrido oro-cristal líquido (8mW)



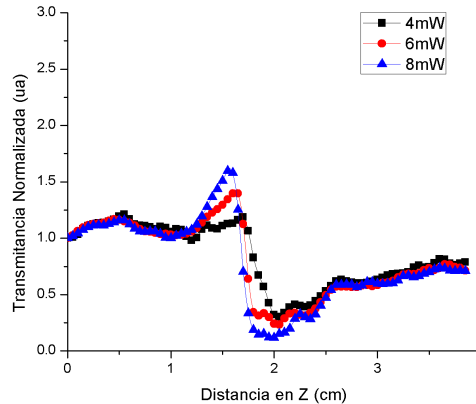
(c) Material híbrido titanio-cristal líquido(2mW)

**Figura 4.1:** Curvas experimentales de Z-scan con abertura para diferentes muestras, iluminadas con luz láser polarizada paralela al eje director de las moléculas.

## CAPÍTULO 4. RESULTADOS EXPERIMENTALES Y SIMULACIÓN NUMÉRICA

### 4.1. RESULTADOS EXPERIMENTALES

---



**Figura 4.2:** Curvas experimentales de Z-scan con aberturas para el material híbrido oro-cristal líquido, iluminado con luz láser y polarización paralela al eje director de la muestra y diferentes potencias.

La Fig 4.3 muestra el resultado del Z-scan con aberturas cuando la polarización de la luz láser es perpendicular al vector director de la muestra. Observamos una configuración valle-pico que nos indica un cambio en el índice de refracción positivo [11]. Al cambiar la polarización con la que iluminamos el material podemos cambiar el signo del cambio en el índice de refracción y esto es debido a la pre-alineación de las moléculas del cristal líquido.

La Fig 4.4 muestra los resultados cuando la polarización de la luz láser con la que se ilumina varía y se observa como ésta afecta en la respuesta del índice de refracción no lineal.

#### 4.1.2. Muestra de titanio

En la Fig 4.5, se observa un gran cambio en la amplitud de la curva en el material híbrido titanio-cristal líquido, que se incrementa al aumentar la intensidad de la luz con la que se ilumina y se presenta desde potencias de 1.5 mW a 2.5 mW. Las respuestas obtenidas con la técnica de Z-scan con aberturas y luz láser polarizada paralela al vector director del material mostradas en la Fig 4.5 tienen una configuración pico-valle que indica un cambio negativo en el índice de refracción.

La Fig 4.6, presenta la respuesta de la muestra cuando se cambia la polarización de la luz láser incidente y se coloca perpendicular al vector director y como consecuencia, se obtiene una configuración valle-pico que indica un cambio positivo en el índice de refracción. Al igual que con la muestra anterior, la alineación de las moléculas del cristal líquido influye en la respuesta en el cambio de índice de refracción.

# CAPÍTULO 4. RESULTADOS EXPERIMENTALES Y SIMULACIÓN NUMÉRICA

## 4.1. RESULTADOS EXPERIMENTALES

---

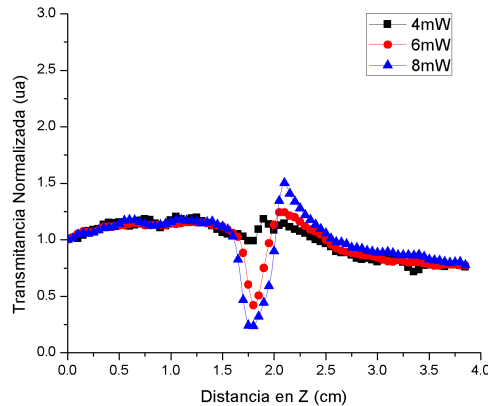


Figura 4.3: Curvas experimentales de Z-scan con abertura para la muestra de oro-cristal líquido, iluminado con luz láser polarizada perpendicularmente al vector director de la muestra para diferentes potencias.

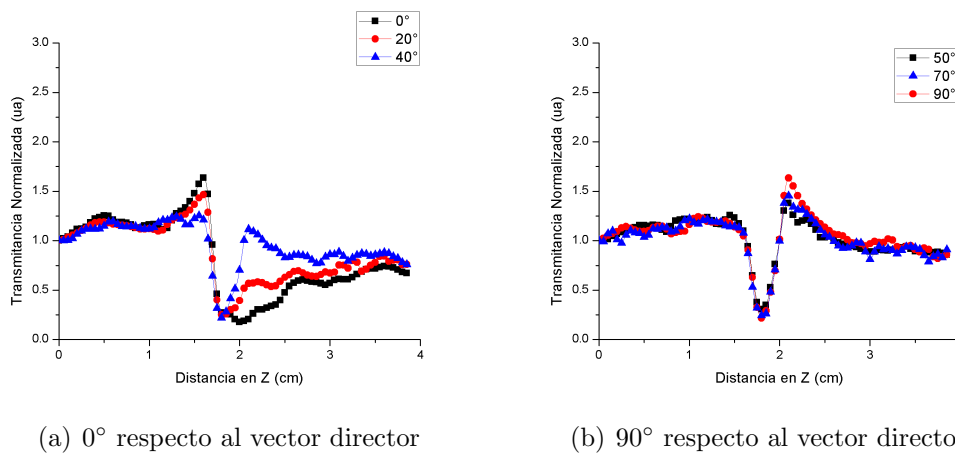


Figura 4.4: Curvas experimentales de Z-scan con abertura para el material híbrido oro-cristal líquido, iluminado con luz láser con diferentes polarizaciones respecto al vector director de la muestra para potencia de 8mW.

# CAPÍTULO 4. RESULTADOS EXPERIMENTALES Y SIMULACIÓN NUMÉRICA

## 4.1. RESULTADOS EXPERIMENTALES

---

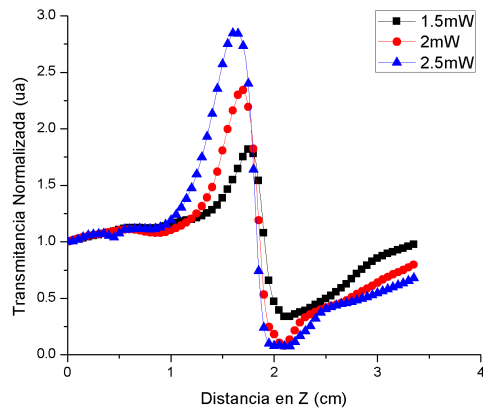


Figura 4.5: Curvas experimentales de Z-scan con abertura para el material híbrido titanio-cristal líquido, iluminado con luz láser polarizada paralela al vector director de la muestra para diferentes potencias.

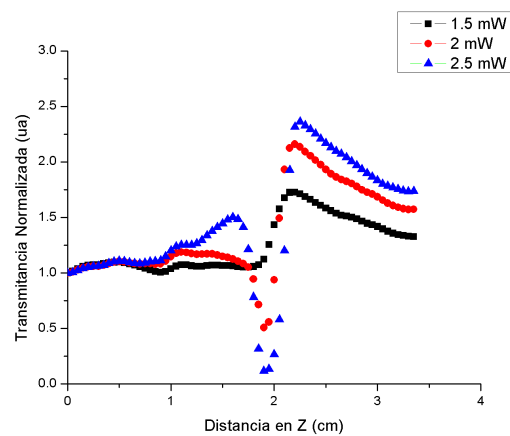
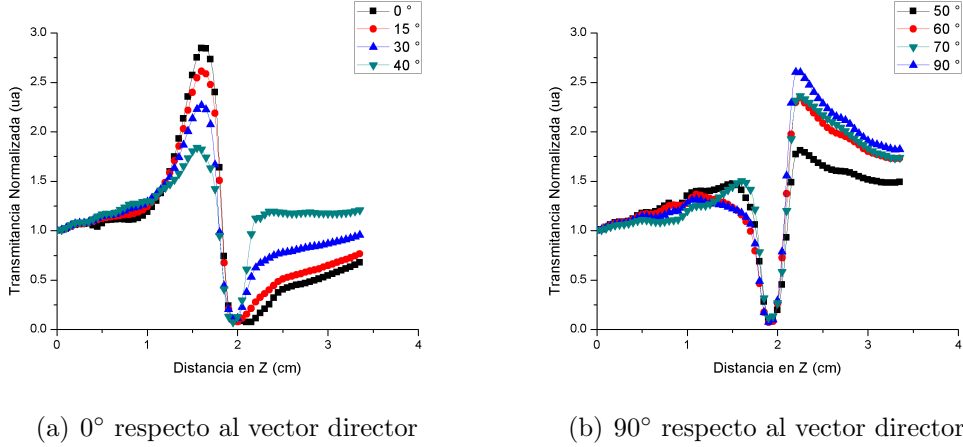


Figura 4.6: Curvas experimentales de Z-scan con abertura para el material híbrido titanio-cristal líquido, iluminado con luz láser polarizada perpendicular al vector director de la muestra para diferentes potencias.

# CAPÍTULO 4. RESULTADOS EXPERIMENTALES Y SIMULACIÓN NUMÉRICA

## 4.2. RESULTADOS ANALÍTICOS

En la Fig 4.7, se presenta el comportamiento de la muestra iluminada con una sola potencia. Se cambia el ángulo de polarización respecto al vector director de la muestra y se observa como estos cambios en el ángulo afectan la respuesta no lineal en el índice de refracción.



**Figura 4.7: Curvas experimentales de Z-scan con abertura para el material híbrido titanio-cristal líquido, iluminado con luz láser con diferentes polarizaciones respecto al vector director de la muestra para potencia de 2.5mW.**

Se utilizó la técnica de Z-scan sin abertura para estudiar el comportamiento de la absorción no lineal de esta muestra híbrida titanio-cristal líquido. En la Fig 4.8 observamos los resultados. Se encontró que el material tiene un cambio positivo en la absorción del material que aumenta con la intensidad de la luz con la que es iluminado.

## 4.2. Resultados analíticos

En esta sección se muestran los resultados obtenidos con la simulación numérica y los valores de los coeficientes no lineales para los cuales estos coinciden con los resultados experimentales.

Para el análisis de la muestra híbrida titanio-cristal líquido se escogió la respuesta medida con una potencia de 1.5mW con cambio en el índice de refracción negativo. Para la simulación se utilizó el parámetro de no localidad  $m = 0.15$ , un cambio de fase máximo en eje por fracción  $\Delta\Phi_0 = -5.5\pi$  *radianes* y un cambio de fase máximo en eje por absorción  $\Delta\Psi_0 = 0.038\pi$  *radianes*, con los cuales se obtuvo una muy buena aproximación entre los resultados experimentales y los numéricos. Para el análisis del material híbrido oro-cristal líquido con un cambio negativo en su



CAPÍTULO 4. RESULTADOS EXPERIMENTALES Y SIMULACIÓN  
NUMÉRICA  
4.2. RESULTADOS ANALÍTICOS

---

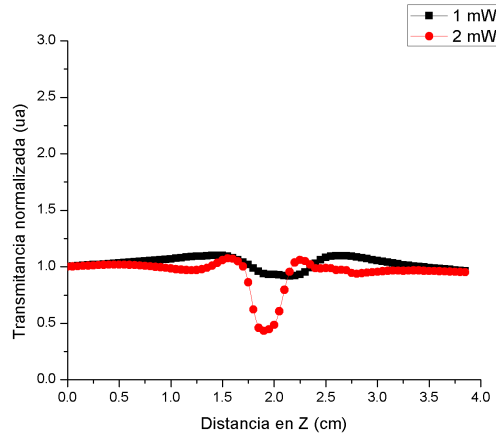


Figura 4.8: Curvas experimentales de Z-scan sin abertura para el material híbrido titanio-cristal líquido a diferentes potencias.

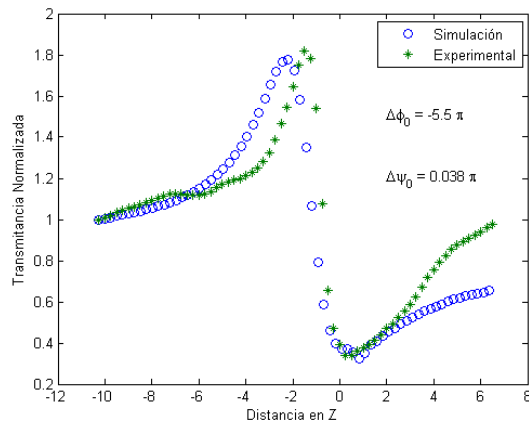


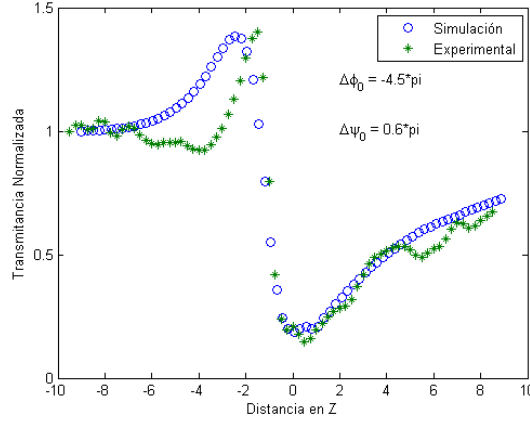
Figura 4.9: Curvas experimental y numérica del material híbrido titanio-cristal líquido, obtenidas con un parámetro de no localidad  $m = 0.15$ ,  $\Delta\Phi_0 = -5.5\pi$  y  $\Delta\Psi_0 = 0.038\pi$ .

# CAPÍTULO 4. RESULTADOS EXPERIMENTALES Y SIMULACIÓN NUMÉRICA

## 4.2. RESULTADOS ANALÍTICOS

---

índice de refracción y medido con una potencia de 7mW, se realizó una simulación con un parámetro de no localidad  $m = 0.6$ ,  $\Delta\Phi_0 = -4.5\pi$  *radianes* y  $\Delta\Psi_0 = 0.6\pi$  *radianes* y se obtuvo una respuesta que corresponde con la curva experimental.



**Figura 4.10: Curvas experimental y numérica del material híbrido oro-cristal líquido, obtenidas con un parámetro de no localidad  $m = 0.6$ ,  $\Delta\Phi_0 = -4.5\pi$ ,  $\Delta\Psi_0 = 0.6\pi$ .**

Podemos observar en las fig 4.2 y fig 4.5 que los valles son anchos para ambas muestras por que se puede contar con absorción no lineal en ambas muestras. Considerar la absorción no lineal en la simulación numérica hace posible ajustar el valle que se presenta en ambas muestras y así tener una mejor aproximación del valle, de no considerar la absorción el valle obtenido en las curvas numéricas seria mas angosto además de que obtendríamos picos mas grandes. Podemos observar que se obtiene un mejor ajuste en ambas muestras para la parte del valle que para la parte en donde la transmancia va aumentando no obstante el modelo utilizado para reproducir las curvas experimentales nos da buenas aproximaciones.

Finalmente el cambio de fase total obtenido con la muestra de oro-cristal líquido  $\Delta\phi = -3.9\pi$  *radianes* lo que da un cambio en el índice de refracción de  $\Delta n = -6.1717e - 4$  y el cambio de fase total para la muestra obtenido con la muestra de titanio-cristal  $\Delta\phi = -5.462\pi$  *radianes* con lo que se puede calcular un cambio en el índice de refracción de  $\Delta n = -8.6436e - 4$

# Capítulo 5

## Conclusiones

En este trabajo fue posible medir con la técnica de Z-scan el cambio en el índice de refracción, por refracción y absorción en un material no local híbrido metal-cristal líquido. Utilizando una fuente de luz láser con polarización paralela al vector director de la muestra y potencias de 4 mW a 8 mW, se midió un cambio en el índice de refracción negativo en el material híbrido oro-cristal líquido, cuya magnitud se incrementa en un factor de 1.1 por cada 2 mW de aumento de potencia. El material híbrido titanio-cristal líquido bajo las mismas condiciones de iluminación y potencias de 1.5 mW a 2.5 mW, mostró un cambio negativo en el índice de refracción que aumenta en un factor de 1.3 por cada 0.5 mW de aumento de potencia. Esto indica que la combinación titanio-cristal líquido experimenta cambios de fase más grandes que la combinación oro-cristal líquido.

Los resultados experimentales también mostraron que es posible cambiar el signo del cambio en el índice de refracción variando la polarización con la que se ilumina el material para ambas muestras. Se lograron reproducir estos resultados por medio de un modelo numérico para muestras no lineales no locales [24].

Se utilizó un coeficiente de cambio de fase máximo en eje por refracción  $\Delta\Phi_0 = -5.5\pi$  *radianes*, un coeficiente de cambio de fase máximo en eje por absorción  $\Delta\Psi_0 = 0.038\pi$  *radianes* y un parámetro de no localidad  $m = 0.15$  para reproducir las curvas experimentales del material híbrido titanio-cristal líquido obtenidas utilizando una fuente de luz láser con polarización paralela al vector director del material y potencia de 1.5 mW. La respuesta obtenida con el material híbrido oro-cristal líquido con la misma fuente de luz y potencia de 7mW se reprodujo con un coeficiente de cambio de fase máximo en eje por refracción  $\Delta\Phi_0 = -4.5\pi$  *radianes*, un coeficiente de cambio de fase máximo en eje por absorción  $\Delta\Psi_0 = 0.6\pi$  *radianes* y un parámetro de no localidad  $m = 0.6$ .

Los parámetros de no localidad de ambas muestras indican una respuesta óptica no local y que con los cambios de fase propuestos se pueden reproducir las

## CAPÍTULO 5. CONCLUSIONES

---

curvas experimentales con una buena aproximación y se obtienen el cambio en el índice de refracción para la muestra de titanio-cristal líquido de  $\Delta n = -8.6436e - 4$  y el cambio en el índice de refracción para la muestra de oro-cristal líquido  $\Delta n = -6.1717e - 4$ . El modelo utilizado para reproducir las curvas experimentales obtenidas con los materiales híbridos metal-cristal líquido nos permite calcular en cambio en el índice de refracción del material considerando el cambio de fase máximo en eje por refracción y el cambio de fase en eje por absorción obteniendo una buena aproximación entre los resultados numéricos y los experimentales para muestras donde la refracción y la absorción son no locales.

# Bibliografía

- [1] E. Hetcht. *Óptica*. Addison Wesley Iberoamericana, 3rd edition, 2008.
- [2] W. R. Boyd. *Nonlinear Optics*. Academic Press, 3th edition, 2008.
- [3] P. A Franken; A. E. Hill; C. W Peters and G. Weinreich. *Phys. Rev. Letters*, 7:118, 1961.
- [4] R. W. Terhune; P. D. Marker and C. M Savage. *Phys. Rev. Letters*, 8:404, 1962.
- [5] D. A. B. Miller; M. H. Mozolowski; A. Miller and S. D. Smith. *Opt. Commun.*, 27:133, 1978.
- [6] D. Weaire; B. S Wherrett; D. A. B. Miller and S. D. Smith. Effect of low-power nonlinear refraction on laser-beam propagation in InSB. *Optics letters*, 4(10):331–333, 1979.
- [7] M. J. Moran; C. Y. She and R. L. Carman. Interferometric measurements of nonlinear refractive-index coefficient relative to CS<sub>2</sub> in laser-system-related materials. *IEE J. Quantum Electron*, 11:259–263, 1975.
- [8] S. R. Friberg and P. W. Smith. Nonlinear optical glasses for ultra fast optical switches. *IEE J. Quantum Electron*, 23:2089–2094, 1987.
- [9] W. E. Williams; M. J. Soileau and E. W. Van Stryland. Optical Switching and n<sub>2</sub> measurements in CS<sub>2</sub>. *Opt. Commun*, 50:256–260, 1984.
- [10] M. Shaeik Bahae; A. A Said and E. W Van Stryland. High-sensitivity, single-beam n<sub>2</sub> measurements. *Optics Letters*, 14(17):955–957, September 1989.
- [11] M. Shaeik Bahae; A. A Said; W. Tai-Huei; D. J. Hagan and E. W Van Stryland. Sensitive Measurement of Optical Nonlinearities Using a Single Beam. *IEE Journal*, 26(4):760–769, April 1990.
- [12] M. Sheik-Bahae; A. A. Said ; D. J. Hagan; M. J. Soileau and E. W. Van Stryland. Nonlinear refraction and optical limiting in thick media. *Opt. Eng*, 30(8):1228–1235, 1991.

- [13] C. Hu and J. R. Whinnery. New thermo-optical measurements method and a comparison with other methods. *Appl. Opt.*, 12(1):72–79, 1973.
- [14] R. C. C. Leite; R. S. Moore and J. R. Whinnery. Low absorption measurements by means of the thermal lens effect using an He-Ne laser. *Appl. Phys. Lett.*, 5(7):141, 1964.
- [15] 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.
- [16] S. J. Sheldon; L. V. Knight and J. M. Thome. Laser-induced thermal lens effect: a new theoretical model. *Appl. Opt.*, 21(9):1663–1669, 1982.
- [17] F. Jürgensen and W. Schröer. Studies on the diffraction image of a thermal lens. *Appl. Opt.*, 34(1):41–50, 1995.
- [18] R. E. Samad and N. D. Vieira Jr. Analytical description of Z-scan on-axis intensity based on the Huygens-Fresnel principle. *J. Opt. Soc. Am. B*, 15(11):2742–2747, 1998.
- [19] B. Yao; L. Ren and X. Hou. Z-scan theory based on a diffraction model. *J. Opt. Soc. Am. B*, 20(6):1290–1294, 2003.
- [20] S. Q. Che; Z. B. Liu; W. P. Zang; J. G. Tian; W. Y. Zhou; F. Song and C. P. Zhang. Study on Z-scan characteristics for a large nonlinear phase shift. *J. Opt. Soc. Am. B*, 22(9):1911–1916, 2005.
- [21] E. V. García Ramírez; M. L. Arroyo Carrasco; M. M. Mendez Otero; E. Reynoso Lara; S. Chavez Cerda and M. D. Iturbe Castillo. Z-scan and spatial self-phase modulation of a Gaussian beam in a thin nonlocal nonlinear media. *Journal of Optics*, 13, July 2011.
- [22] V. Folli. *Nonlinear Optics and Laser Emission through Random Media*. Springer, 2012.
- [23] E. V. García Ramírez; M. L. Arroyo Carrasco; M. M. Mendez Otero; S. Chavez Cerda and M. D. Iturbe Castillo. Far field intensity distributions due to spatial self phase modulation of a gaussian beam by a thin nonlocal nonlinear media. *Optics Express*, 18(21), Octubre 2010.
- [24] A. Balbuena Ortega; M. L. Arroyo Carrasco; M. M. Mendez Otero; E. Reynoso Lara; E. V. García Ramírez and M. D. Iturbe Castillo. Analytical expressions for Z-scan with arbitrary phase change in thin nonlocal nonlinear media. *Optics Express*, 22(23), November 2014.

- [25] R. Fatema and R. Vasic. *Nonlinear Optics of Liquid Crystals*. Departamento de Fisica. Florida State University, 2010.
- [26] B. Y. Zeldovich; N. F. Pilipetski; A. V. Sukhov and N. V. Tabiryan. *JEPT lett.*, 31:264, 1980.
- [27] I. Janossy; A. L. Lloyd and B. S. Wherret. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, 1:179, 1990.
- [28] I. C. Khoo; S. Slussarenko; B. D. Guether; M. Y. Shin; P. H. Chen and W. V. Wood. *Opt. Lett.*, 23:253, 1998.
- [29] R. Ramos Garcia; I. Lazo Martínez; I. Guizar Iturbide; A. Sanchez Castillo; M. Buffety and P. Rück. Colossal nonlinear optical effect in dye-doped liquid crystals. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, 454(1):581–587, 2006.
- [30] B. Gu; H. T. Wang and W. Ji. Z-scan technique for investigation of the noninstantaneous optical kerr nonlinearity. *Opt. Lett.*, 459(18):2769–2771, 2009.
- [31] H. H. Liang and J. Y. Lee. *Enhanced Electro-Optical Properties of Liquid Crystals Devices by Doping with Ferroelectric Nanoparticles, Ferroelectrics-Materials*. InTech, 2011.
- [32] M. Kaczmarek; O. Buchnev and I. Nandhakumar. Ferroelectric nanoparticles in low refractive index liquid crystal for strong electro-optic response. *Appl. Phys. Letters*, 92, 2008.
- [33] Y. S. Ha; H. J. Kim; H. G. Park and D. S. Seo. Enhancement of electro-optic properties in liquid crystal devices via titanium nanoparticle doping. *OPTICS EXPRESS*, 20(6), 2012.
- [34] E. Xenogiannopoulou; P. Aloukos; S. Couris; E. Kaminska; A. Piotrowska and E. Dynowska. Third order nonlinear optical properties of thin sputtered gold films. *Optics Communications*, 275:217–222, 2007.
- [35] A. A. Rodríguez Rosales; R. Ortega Martínez; M. L. Arroyo Carrasco; E. Reynoso Lara; C. G. Treveño Palacios; O. Baldovino Pantaleón; R. Ramos García and M. D. Iturbe Castillo. Neither Kerr Nor Thermal Nonlinear Response of Dye Doped Liquid Crystal Characterized by the Z-Scan Technique. *Taylor & Francis*, 489:9/(355)–21/(347), 2008.
- [36] Varios Autores. Liquid Crystals and Photonics group, tipo @ONLINE. <http://lcp.elis.urgent.be/tutorials/lc/lc1>.
- [37] I.C. Khoo. *Liquid Crystals: physical properties and nonlinear optical phenomena*. Wiley-Interscience, 1995.
- [38] S. Hughes and B. S. Wherret. Fast Fourier Transform for efficient simulation of Z-scan measurements. *J. Opt. Soc. Am. B.*, 12(10):1888–1893, 1995.