



# BENEMÉRITA UNIVERSIDAD AUTONOMA DE PUEBLA

Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas

“Modelo numérico para describir curvas  
de Z-scan para medios delgados no  
locales que presentan más de una no  
linealidad”

Tesis presentada al  
Posgrado en Física Aplicada

Como requisito parcial para la obtención del grado de  
Doctor en Ciencias Física Aplicada

Por  
M. C. Beatriz Adriana Martínez Irvias

Asesorada por  
Dr. Maximino Luis Arroyo Carrasco  
Dr. Rubén Ramos García

Puebla, Pue  
Junio 2016

## ÍNDICE GENERAL

ÍNDICE GENERAL .....	iii
RESUMEN.....	1
INTRODUCCIÓN.....	2
CAPÍTULO 1. Efectos ópticos no lineales .....	8
1.1 Propagación de la luz.....	8
1.1.1 Haz Gaussiano .....	9
1.1.2 Interacción luz-materia.....	11
1.2 Procesos ópticos no lineales de segundo orden .....	13
1.2.1 Generación de segundo armónico .....	13
1.3 Procesos ópticos no lineales de tercer orden.....	15
1.3.1 Índice de refracción dependiente de la intensidad .....	15
1.3.2 Auto-enfocamiento de un haz .....	16
1.3.4 Auto-modulación de fase .....	17
1.4 Análisis del método de Z-scan.....	19
1.4.1 Determinación de la absorción no lineal por la técnica de Z-scan.....	21
1.5 Efectos de la no localidad en fenómenos no lineales.....	22
1.6 Silicio Amorfo Hidrogenado .....	24
1.7 Fotoconductividad en a:Si-H .....	25
CAPÍTULO 2. Modelo propuesto .....	27
2.1 Descripción del modelo para una no linealidad.....	27
2.2 Modelo no local, no lineal considerando dos no linealidades .....	30
CAPÍTULO 3. Resultados numéricos.....	33
3.1 Patrones de difracción a campo lejano de un medio delgado refractivo y absorbivo..	33
3.2 Curvas sobre eje z una no linealidad .....	38
3.3 Curvas de Z-scan para un medio delgado que presenta más de una no linealidad. ....	40
Caso Puramente refractivo .....	40

Caso Refractivo-Absortivo, con $\Delta\Psi_{01}$ .....	43
Caso refractivo-absortivo, con $\Delta\Psi_{02}$ .....	44
Caso Refractivo-Absortivo considerando dos contribuciones con $\Delta\Psi_{01}, \Delta\Psi_{02}$ .....	46
3.4 Patrones de intensidad a campo lejano de un medio delgado refractivo y absorbtivo considerando dos no linealidades. ....	48
<i>CAPÍTULO 4. Resultados experimentales</i> .....	52
4.1 Arreglo experimental .....	52
4.2 Silicio amorfo hidrogenado .....	53
4.3 Curvas de silicio amorfo hidrogenado .....	53
4.4 Curvas de una muestra de Rutenio-cristal líquido .....	54
<i>CONCLUSIONES</i> .....	59
<i>REFERENCIAS</i> .....	61
Asistencia a congresos.....	66

## *RESUMEN*

El desarrollo y uso de modelos, teóricos y/o numéricos, que permiten describir y entender el comportamiento de los fenómenos que se presentan en la interacción entre la radiación electromagnética y la materia, sobre todo usando láseres como fuentes de luz, es un campo de investigación actual, en el área de la física, enfocándose en la óptica no lineal.

En este trabajo se realiza un estudio, principalmente numérico, de la influencia del índice de refracción y absorción no lineal en curvas de barrido en  $z$  y distribuciones de intensidad a campo lejano de un medio delgado no local al ser iluminado por un haz Gaussiano. Este modelo se basa en las ecuaciones que describen efectos a tercer orden, considerando que el campo eléctrico es calculado en el plano de salida del material y aplicándole la transformada de Fourier, se obtienen de manera conjunta curvas de  $z$ -scan y patrones de difracción a campo lejano característico de la auto-modulación de fase de la luz, sin restricción en el cambio de fase. Para observar las diferencias en las curvas de  $z$ -scan y en los patrones de difracción se presentan resultados numéricos considerando medio no local con y sin absorción no lineal. Igualmente se explica una extensión realizada a este modelo, donde se considera que el medio delgado exhibe más de una respuesta no local y cada contribución se puede tratar de manera independiente con su respuesta refractiva y/o absorptiva. Con el objetivo de analizar la diferencia entre una respuesta debida a una o a dos contribuciones, se presentan resultados numéricos en la que se observan la influencia que tienen las dos no localidades, presentes de manera simultánea, en la forma, en el ancho o en la amplitud de las curvas de  $z$ -scan. Resultados experimentales obtenidos de una muestra delgada de silicio amorfo hidrogenado (a:Si-H) iluminada con un láser continuo de He:Ne fueron usados para corroborar las predicciones de este modelo.

## INTRODUCCIÓN

La óptica es una rama de la física que estudia el comportamiento de la luz y su interacción con la materia, la cual se divide en *óptica lineal* y *no lineal*. La primera estudia fenómenos que se presentan cuando la intensidad de la luz es relativamente moderada o baja. Las propiedades ondulatorias de la luz, tales como la longitud de onda o frecuencia, no se modifican, el principio de superposición se cumple, observando fenómenos como: la reflexión, refracción y difracción [1], también se considera que el índice de refracción y el coeficiente de absorción son inalterables. La segunda estudia fenómenos que se dan como consecuencia de la modificación de las propiedades ópticas del material por la presencia de la luz, generalmente luz láser. El principio de superposición no se puede aplicar [2], los fenómenos se producen cuando la respuesta es función no lineal de las amplitudes tanto del campo eléctrico como magnético aplicado. Las no linealidades residen en las relaciones constitutivas de las ecuaciones de Maxwell [3].

Después de la construcción del láser, diseñado por Maiman *et al* [4,5], no pasó más de un año para que se dieran a conocer fenómenos que no se habían observado como: el índice de refracción asociado a un material se modificaba con la intensidad de la luz y consecuentemente la velocidad de la onda cambiaba; la frecuencia de la luz se modificaba al viajar por el medio, además de que era posible controlar luz con luz [2]; es entonces cuando los estudios de la interacción luz-materia empiezan a adquirir mayor relevancia. Las leyes de reflexión y refracción fueron extendidas al régimen no lineal por J. A. Armstrong en [6], donde obtuvieron ecuaciones de amplitud acopladas que describen la interacción entre una onda plana y su segundo armónico, N. Bloembergen *et al* en [7,8] presentaron soluciones a las ecuaciones de Maxwell en dieléctricos no lineales que satisfacen las condiciones de frontera en el plano de interface entre un medio lineal y no lineal.

El comienzo de la óptica no lineal muy a menudo se toma desde el descubrimiento de la generación de segundo armónico de la luz hecho por Franken *et al.* [9], en el arreglo experimental hizo viajar un haz láser de rubí a 6942 Å a través de un cristal de cuarzo obteniendo luz ultravioleta a 3471 Å a la salida del mismo. Maker [10] y Giordmaine [11] mostraron como la generación de segundo armónico podría ser mejorada por varios órdenes

de magnitud debido al empataamiento de fase de la onda fundamental y armónica con la compensación de la dispersión de color en un cristal birrefringente anisotrópico KDP. Kaiser y Garret describieron el fenómeno de absorción de dos fotones (TPA) por medio de la susceptibilidad imaginaria a tercer orden [12]. M. Bass *et al* [13] demostraron la suma dos frecuencias, obtenida por la operación de dos láseres de rubí a diferentes temperaturas. En [14,15], se presentó un modelo que incluye la absorción óptica del medio que considera a las susceptibilidades no lineales como cantidades complejas. Otro proceso de dos fotones fue el efecto Raman estimulado descubierto de manera fortuita por Woodbury, presentado en [16]. Este efecto fue interpretado por G. Eckardt en [17], a este efecto no lineal le siguió el estudio del fenómeno del índice de refracción dependiente de la intensidad [18,19], el mezclado de cuatro ondas [20], entre otros.

El tipo de respuesta dependerá de la intensidad de la luz y del mismo medio. Esta respuesta es resultado de la modificación de las propiedades ópticas del medio al interactuar con la luz que se verá afectada en su propagación dentro de él; si la respuesta presenta un campo eléctrico elevado al cuadrado se tienen procesos a *segundo orden* como: generación del segundo armónico, generación de suma y diferencia de frecuencias, efectos ópticos paramétricos, entre otros, que solo pueden ocurrir en materiales no centro-simétricos. Si la respuesta presenta un campo eléctrico elevado al cubo del campo incidente se tiene procesos a *tercer orden* como: generación de tercer armónico, efecto óptico Kerr, conjugación de fase óptica, mezcla de cuatro ondas degeneradas y no degeneradas, esparcimiento Raman, esparcimiento Brillouin, índice de refracción dependiente de la intensidad, que pueden ser observados en cualquier material, ya sea centro-simétrico o no [4].

El cambio en el índice de refracción de un material dependiente de la intensidad, se debe a la presencia de radiación intensa. El índice presenta una parte lineal  $n$  que corresponde al índice característico del material y una contribución no lineal que es una variación  $\Delta n(I)$  que depende de la intensidad incidente. Esta variación aunque a veces pequeña es de gran importancia para la propagación de la luz en el medio, ya que si este es mayor a cero el índice de refracción aumenta y la luz viajará más lento en el material, y si ocurre lo contrario,  $\Delta n(I)$  es menor a cero la luz viajará más rápido, en este sentido se dice que un material presenta una no linealidad positiva o negativa respectivamente.

La caracterización óptica no lineal que permita determinar la magnitud y signo del cambio de índice de refracción considerando la localidad del medio es importante, ya que de

acuerdo a eso se puede seleccionar el medio adecuado para aplicación que se requiera y en este sentido se requieren técnicas con un alto grado de confiabilidad. Dentro de las técnicas de caracterización más importantes se encuentra la técnica de Z-scan que es muy utilizada por su simplicidad experimental y fácil análisis de resultados para obtener el signo y magnitud del cambio de índice de refracción y absorción no lineal [21].

Entre los fenómenos a tercer orden el más estudiado ha sido la auto-modulación de fase, estudiando tanto la parte temporal y la parte espacial. Para la parte espacial se observa la formación de un patrón de anillos concéntricos a campo lejano, resultado de iluminar un medio no lineal con un haz Gaussiano. Para explicar este fenómeno se han propuesto diferentes modelos ya sean teóricos, numéricos. Callen *et al* [22] fueron unos de los primeros que observaron este tipo de efectos en una muestra de CS<sub>2</sub> con un láser de He:Ne. En 1970 se presentó un estudio cualitativo y cuantitativo de estas observaciones en [23]. En 1981 Durbin *et al* [24], observaron un efecto similar experimentalmente en cristales líquidos. Unos años después Santamanto y Shen [25], proponen que el patrón está formado por dos grupos de anillos concéntricos: Uno debido a la no linealidad del medio y otro a la interferencia entre la auto-modulación de fase y la curvatura del frente de onda; este efecto ha sido observado en diversos materiales [24-32]. La presencia de múltiples anillos concéntricos revela cambios de índice de refracción mayores a  $2\pi$  en el haz incidente al viajar en el medio, lo que confirma un cambio de índice de refracción grande en el material. A pesar de que la técnica de Z-scan es una de las técnicas más utilizadas para determinar cambios de fase, en sus inicios no fue posible debido a que esta técnica solo determinaba cambios de fase menores a  $\pi$  y consideraba al medio como medio delgado Kerr, es decir, local. Debido a la restricción en el cambio de fase esta técnica no fue adecuada para medios donde se presentaba la auto-modulación espacial de fase (SSPM). Tiempo después surgió la necesidad de modificar esta técnica para considerar muestras gruesas [33], para diferentes formas del haz incidente como: top-hat [34], haces no Gaussianos [35], haces con simetría circular [36] y haces arbitrarios [37], en la actualidad con el desarrollo de fuentes de luz de pulsos con duración de femtosegundos el alcance de la técnica de Z-scan fue extendido al uso de la luz blanca continua para la caracterización de absorción no lineal degenerada y refracción [38], para la medición simultanea de auto-modulación de fase y absorción de dos fotones con láseres pulsados de femtosegundos [39]. La técnica de Z-scan se puede considerar como una extensión de la técnica de lente térmica extracavidad de Hu y Whinnery [40], técnica usada para evaluar la baja absorción en líquidos [41,42]. Todas las

modificaciones mencionadas anteriormente consideran cambio de fase pequeños, sin embargo para el estudio de SSPM es necesario considerar cambios de fase mayores a  $2\pi$  rad. Bajo esta consideración se han realizados muchos trabajos tanto numéricos como experimentales para considerar cambios de fase grande como en la ref. [30] donde consideran un valor grande de cambio de fase no lineal y explican las diferencias entre las regiones centrales de los patrones a campo lejano del fenómeno de SSPM que en algunos casos es brillante y en otros es oscuro. L. Deng *et al* en [43], presentó la evolución de los patrones de difracción considerando cambios de fase grandes, en [44], se observó experimentalmente nuevos efectos en los patrones de difracción debidos a un cambio de fase no lineal grande presentados en un coloide. Se han presentado trabajos en los que se trata de generalizar la técnica contemplando fase grande y/o pequeña, considerando medio delgado y grueso en materiales locales, como el presentado en [45]. Se han presentado modelos que describen más de una respuesta no lineal [46-49], en [50] B. Gu *et al* presentaron un modelo teórico con resultados numéricos considerando la influencia de la absorción de dos fotones en las curvas de z-scan cuando un material tiene refracción a tercer y quinto orden simultáneamente, en [51] los mismo autores presentaron una función de acoplamiento de la refracción no lineal y la absorción no lineal. En [52] se presentaron valores de tercer y quinto orden de un solo cristal (p-toluene sulfonato) donde el cambio de fase y la absorción no lineal se consideraron como una suma de tercer y quinto orden. En [53] se discutió una manera de separar el tercer y quinto orden en vidrios semiconductores dopados (SDGs). En [54] se presentaron y analizaron las contribuciones de alto orden en experimentos de z-scan, donde los autores presentaron el cambio de fase no lineal como una suma de tercer, quinto, séptimo, noveno orden y el coeficientes de absorción no lineal también es una suma. En [55] se propusieron soluciones tanto analíticas como numéricas para analizar curvas de z-scan de un medio con un arreglo de capas en cascada o considerando estructuras complicadas.

La teoría obtenida a partir de la técnica de z-scan fue considerando que el medio tiene una respuesta local. Sin embargo, después de analizar los *efectos espaciales* que genera la luz en el material se planteó la posibilidad de que la luz podría modificar las propiedades del material no solo en el punto donde incidiera la luz, sino en una cierta vecindad. Se hizo la distinción entre medios no lineales locales y no locales, considerando a los primeros como aquellos donde la respuesta no lineal del material en un cierto punto depende de la intensidad de la luz sólo en ese punto mientras que los materiales que presenta una no

localidad espacial además de ese punto depende de la intensidad de la onda en sus proximidades [56]. La naturaleza no local a menudo resulta de un proceso de transporte, tales como: la transferencia de calor [42], el transporte de deriva de las cargas eléctricas [57]. A. Minovich *et al* [58] estudiaron experimental y teóricamente la respuesta no local de un medio con una no linealidad térmica y la caracterizaron con precisión mediante una función de respuesta no local bien definida [59].

En trabajos más recientes se ha tomado en cuenta el efecto de *no localidad espacial* en el perfil de cambio de fase no lineal para poder reproducir curvas de z-scan. Como en la ref. [60], donde tomaron en cuenta este efecto, representado por un parámetro  $m$ , comparando la extensión del ancho del perfil de intensidad del haz de entrada con la extensión del ancho del perfil de cambio de fase no lineal en el plano de salida del material. En función de este parámetro, se considera caso local cuando  $m = 2$  y caso no local cuando  $m > 2$  ó  $m < 2$ . Mostraron que este fenómeno afecta las distribuciones de intensidad en la auto-modulación espacial de la luz a campo lejano considerando un medio puramente refractivo. En [61] se mostró que el efecto de la no localidad modifica las curvas de Z-scan, sin restricción en el cambio de fase no lineal. Continuando con la línea de investigación en [62] se presentaron expresiones analíticas para obtener la transmitancia normalizada de un medio delgado, no lineal, no local, considerando refracción y absorción no lineal simultáneamente obtenidas por el método de descomposición Gaussiana [63].

En este trabajo de tesis partiendo del modelo numérico para medio delgado, no lineal, no local, iluminado con un haz Gaussiano, que considera refracción y absorción de manera simultánea, se obtienen resultados numéricos de distribución a campo lejano así como su correspondiente perfil de intensidad, presentados en la ref. [64], donde se muestra que el ancho y magnitud del perfil de cambio de fase se afectan por la presencia del efecto de no localidad así como del signo del coeficiente de absorción no lineal ya sea positivo o negativo, siendo diferentes para cada posición de la muestra sobre el eje  $z$ . Con el propósito de tener un modelo completo se considera que el medio delgado, iluminado con un haz del mismo tipo, ahora exhibe dos respuestas no lineales, no locales destacando que ambas respuestas son independientes. Se presentan resultados numéricos de curvas de z-scan en la configuración de sin/con abertura para diferentes combinaciones de cambio de fase refractivo-absortivo y se analiza la influencia de las dos contribuciones sobre las curvas, presentados en la ref. [65]. Se recurre a la transformada de Fourier rápida (FFT) para

obtener el campo total de salida propagado a campo lejano. Se presenta curvas numéricas, obtenidas por el modelo presentado en [65], que reproducen curvas experimentales de z-scan de muestras de silicio amorfo hidrogenado de 10  $\mu\text{m}$  de espesor, rutenio-cristal líquido bajo iluminación continua.

El trabajo de tesis está estructurado de la siguiente manera: en el capítulo 1 se da una breve explicación de los fenómenos no lineales, haciendo énfasis en los procesos a tercer orden, que es donde se enmarca este trabajo, como: automodulación de fase, auto-enfocamiento, auto-desenfocamiento así como la explicación del efecto de no localidad espacial y la descripción de la técnica de z-scan para sus dos configuraciones. En el capítulo 2 se explica el modelo para medio delgado, no local tomando en cuenta dos respuestas ópticas no lineales considerando tanto refracción como absorción no lineal simultáneamente y se presenta la expresión para campo eléctrico a la salida del medio. En el capítulo 3 se muestran los resultados numéricos; de auto-modulación de fase y de curvas de z-scan en sus dos configuraciones con y sin abertura para una respuesta no lineal. Se presentan también los resultados considerando las dos respuestas ópticas no lineales, no locales para las diferentes combinaciones en las contribuciones. En el capítulo 4 se describe el arreglo experimental y se presentan resultados numéricos obtenidos del modelo para reproducir los resultados experimentales de una película de silicio amorfo hidrogenado. Las conclusiones de este trabajo se presentan después de este capítulo. En la parte final del documento se anexan las publicaciones que se desprenden del trabajo y se hace mención de los congresos y eventos donde se presentaron.

## CAPÍTULO 1. Efectos ópticos no lineales

El estudio de los fenómenos que ocurren como consecuencia de la modificación de las propiedades ópticas de un material por la presencia de la luz se encuentra en la *óptica no lineal*. Fenómenos ópticos no lineales son “no lineales” en el sentido que ocurre cuando la respuesta del material a la amplitud del campo eléctrico depende de una manera no lineal al mismo campo. En este capítulo se estudiarán brevemente la ecuación de onda para la propagación de la luz en medios no lineales, así como los procesos derivados de esta interacción.

### 1.1 Propagación de la luz

Para tener una descripción general de la propagación de las ondas electromagnéticas, es necesario partir de las ecuaciones de Maxwell que rigen el comportamiento de todo fenómeno electromagnético.

La descripción de la radiación electromagnética de manera macroscópica, se encuentra resumida en las siguientes ecuaciones [3], en unidades del SI:

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho, \quad (1.1)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad (1.2)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (1.3)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (1.4)$$

siendo

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}, \quad (1.5)$$

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M}, \quad (1.6)$$

las ecuaciones constitutivas del medio, que varían de acuerdo a donde se da la propagación electromagnética; por consiguiente las ecuaciones (1.1)-(1.4) se modifican. Usando las ecuaciones (1.1), (1.2) y (1.5) se obtiene la ecuación de onda que describe la propagación del campo eléctrico en un medio, ecuación (1.7).

$$\nabla^2 u(r, t) - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 u(r, t)}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \bar{P}}{\partial t^2}, \quad (1.7)$$

con  $c_0 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$  y  $\bar{P}$  la densidad de polarización.

En el caso de propagación libre la ecuación (1.7) es una ecuación homogénea con dependencia espacial y temporal. Al proponer una solución armónica en el tiempo de la forma  $u(\vec{r}, t) = u(\vec{r}) \exp(i\omega t)$ , se obtiene la ecuación escalar de Helmholtz (1.8)

$$(\nabla^2 + k^2)U(\vec{r}) = 0 \quad \dots \dots \dots (1.8)$$

donde  $k = \omega/c$  es referido como número de onda. Considerando que  $U(\vec{r})$  es una onda plana de la forma  $U(\vec{r}) = A(\vec{r}) \exp(-ikz)$ , donde  $A(\vec{r})$  es una función lentamente variable respecto de  $z$ , se obtiene la ecuación paraxial de Helmholtz (1.9).

$$\nabla_T^2 A - i2k \frac{\partial A}{\partial z} = 0 \quad \dots \dots \dots (1.9)$$

Entre sus soluciones a la ecuación (1.9) se encuentra el haz Gaussiano.

**1.1.1 Haz Gaussiano**

El haz Gaussiano está definido por una distribución de intensidad transversal de tipo Gaussiano centrada alrededor del eje de propagación  $z$ . Su amplitud compleja está dada por la ecuación (1.10) [2].

$$E(\vec{r}, z) = A_0 \frac{\omega_0}{\omega(z)} \exp\left[-\frac{\rho^2}{\omega^2(z)}\right] \exp\left[-ikz - ik \frac{\rho^2}{2R(z)} + i\zeta(z)\right], \quad (1.10)$$

donde:

$$\omega(z) = \omega_0 \left[ 1 + \left( \frac{z}{z_0} \right)^2 \right]^{1/2},$$

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

$$\zeta(z) = \tan^{-1} \frac{z}{z_0},$$

$$\omega_0 = \left( \frac{\lambda z_0}{\pi} \right)^{1/2},$$

$$z_0 = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda}.$$

La distribución de intensidad, en cualquier plano transversal a la dirección de propagación, tiene simetría circular centrada en el eje del haz y está descrita por una función Gaussiana. El ancho de esta función es mínimo en la cintura del haz  $z=0$ , y crece gradualmente en ambos sentidos para la dirección  $z$ . Los frentes de onda son aproximadamente planos cerca de la cintura del haz, evolucionando a frentes de onda paraboloidales conforme crece  $z$  y tienden a ser esféricos para valores muy grandes de  $z$ .

La intensidad óptica;  $I(\vec{r}) = |E(\vec{r})|^2$  es una función de las distancias axial ( $z$ ) y radial ( $\rho$ ):

$$I(\rho, z) = I_0 \left[ \frac{w_0}{w(z)} \right]^2 \exp \left[ -\frac{2\rho^2}{w^2(z)} \right], \quad (1.11)$$

donde;  $I_0 = |A_0|^2$ . La distribución transversal de intensidad es una función Gaussiana de la distancia radial  $\rho$ .

La intensidad en eje se obtiene haciendo  $\rho = 0$ :

$$I(0, z) = I_0 \left[ \frac{w_0}{w(z)} \right]^2 = \frac{I_0}{1 + (z/z_0)^2}. \quad (1.12)$$

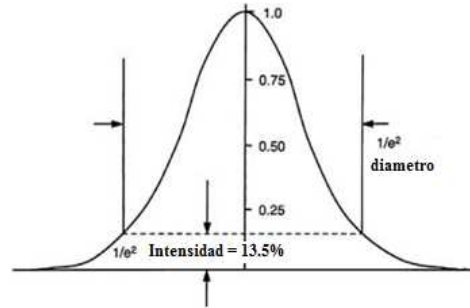


Figura 1.1 Distribución de intensidad Gaussiano.

La potencia óptica total transportada por el haz es la integral de la intensidad óptica sobre el plano transversal con  $z$  fija:

$$P = \int_0^{\infty} I(\rho, z) 2\pi \rho d\rho, \quad (1.13)$$

teniendo que;

$$P = \frac{1}{2} I_0 (\pi w_0^2). \quad (1.14)$$

### 1.1.2 Interacción luz-materia

Al interaccionar un campo externo con la materia se produce una reorientación de las cargas negativas y positivas del medio formando dipolos; cada dipolo aporta una componente adicional al campo. El momento dipolar resultante por unidad de volumen es llamado densidad de polarización  $\vec{P}$ . Los vectores  $\vec{P}$  y  $\vec{E}$  son proporcionales siendo la susceptibilidad eléctrica  $\chi$  el factor de proporcionalidad [66]. En el caso de la óptica lineal, la polarización inducida es proporcional a la amplitud del campo eléctrico en una manera que puede ser descrita por la relación (1.15):

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E} \quad (1.15)$$

donde la constante de proporcionalidad  $\chi^{(1)}$  es conocida como susceptibilidad lineal y  $\epsilon_0$  es la permitividad del espacio libre. Para el caso de un material homogéneo  $\chi^{(1)}$  es una

constante y  $\vec{P}$  es paralelo a  $\vec{E}$ , en estos medios las propiedades eléctricas del material son independientes de la dirección de  $\vec{E}$ , para un medio anisotrópico es una matriz y  $\vec{P}$  puede no ser paralela a  $\vec{E}$ . La susceptibilidad  $\chi^{(1)}$  se expresa en términos del índice de refracción del medio,

$$n = \sqrt{1 + \chi}, \quad (1.16)$$

por tanto las ecuaciones (1.7) y (1.5) tienen implícito el índice de refracción del medio.

Cuando la luz es lo suficientemente intensa la ecuación (1.15) ya no es válida; debido a que la respuesta del material se modifica, lo que se manifiesta en la polarización. Expresando la polarización como una serie de potencias de la amplitud campo  $\vec{E}$  [2].

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E} + \epsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}^2 + \epsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E}^3 + \dots, \quad (1.17)$$

análogo a la ecuación (1.17) que se puede escribir como:

$$\vec{P} = \vec{P}^L + \vec{P}^{NL}, \quad (1.18)$$

donde  $\vec{P}^L = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E}$  y  $\vec{P}^{NL} = \epsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}^2 + \epsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E}^3 + \dots$ ,

En la ecuación (1.17) el primer término del lado derecho de la igualdad corresponde a la polarización lineal, mientras que en el segundo están contenidas las contribuciones de la polarización no lineal que son menores en magnitud que la lineal.  $\chi^{(2)}$  y  $\chi^{(3)}$  son susceptibilidades ópticas no lineales de segundo y tercer orden respectivamente. En general  $\chi^{(n)}$  es un tensor complejo, que está relacionado con la estructura microscópica del material.

De acuerdo a la respuesta del material se presentan diferentes fenómenos no lineales, asociados a cada término de (1.17) como:

- Índice de refracción complejo, absorción lineal, reflexión y refracción,  $\chi^{(1)}$ .

- Generación de segundo armónico, diferencia y suma de frecuencias, rectificación óptica, efectos electro-ópticos lineales  $\chi^{(2)}$ .
- Generación de tercer armónico, dispersión Raman estimulada, absorción de dos fotones, auto-modulación de fase,  $\chi^{(3)}$ .

La ecuación de onda para un medio que presenta una respuesta no lineal al campo incidente queda como:

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E} = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\vec{P}^L + \vec{P}^{NL}), \quad (1.19)$$

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (1 + \epsilon_0 \mu_0) \vec{E} = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{P}^{NL}, \quad (1.20)$$

Se obtiene la ecuación no lineal de onda (1.14)

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}^{NL}}{\partial t^2}, \quad (1.21)$$

donde  $c = \frac{c_0}{n}$ .

El termino del lado derecho de la ecuación (1.21) es un término fuente generador de nuevos campos a diferentes frecuencias dentro del medio; (1.21) presenta soluciones de acuerdo al orden de la no linealidad que quiera analizarse;  $\vec{P}^{NL}$  corresponde a algún término de la serie (1.17).

## 1.2 Procesos ópticos no lineales de segundo orden

### 1.2.1 Generación de segundo armónico

Es probable que el proceso de segundo orden más simple sea el de la generación de segundo armónico. En este proceso, un haz láser intenso de frecuencia angular  $\omega_1 = 2\pi\nu_1$  pasa a través de un cristal que tiene un valor distinto de cero de  $\chi^{(2)}$  de tal manera que el haz que emerge del cristal contenga la frecuencia angular  $\omega_1$  del haz de entrada y también

$\omega_2 = 2\omega_1$ , dos veces la frecuencia del haz de entrada. Esto ocurre considerando el término de segundo orden de la polarización no lineal ecuación (1.17).

$$\vec{P}^{(2)} = \epsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}^2, \quad (1.22)$$

donde  $\vec{E}$  es de la siguiente forma (1.23),

$$\vec{E}(t) = E_1 e^{-i\omega_1 t} + E_2 e^{-i\omega_2 t} + \text{c.c.}, \quad (1.23)$$

de sustituir la ecuación (1.23) en la expresión para la polarización (1.22), se obtienen diferentes términos que representan las amplitudes complejas para la polarización no lineal para las diferentes frecuencias componentes, estos términos se enlistan en la tabla 1.1.

Efectos no lineales de segundo orden	
Término de polarización no lineal	Efecto No lineal
$P(2\omega_1) = \epsilon_0 \chi^{(2)} E_1^2$	Generación de segundo armónico (SHG)
$P(2\omega_2) = \epsilon_0 \chi^{(2)} E_2^2$	Generación de segundo armónico (SHG)
$P(\omega_1 + \omega_2) = 2\epsilon_0 \chi^{(2)} E_1 E_2$	Suma de frecuencias (SFG)
$P(\omega_1 - \omega_2) = 2\epsilon_0 \chi^{(2)} E_1 E_2^*$	Diferencia de Frecuencias (DFG)
$P(0) = 2\epsilon_0 \chi^{(2)} (E_1 E_1^* + E_2 E_2^*)$	Rectificación óptica (OR)

Tabla 1 Efectos no lineales de segundo orden [4].

### 1.3 Procesos ópticos no lineales de tercer orden

Para efectos de tercer orden la polarización no lineal está dada por la ecuación (1.24) y el campo eléctrico se considera de la forma:

$$P^{(3)} = \epsilon_0 \chi^{(3)} E^3, \quad (1.24)$$

donde  $\vec{E}$  es:

$$\vec{E}(t) = \frac{1}{2} E e^{-i(\omega t - kz)} + c.c., \quad \dots\dots\dots(1.25)$$

y la polarización es:

$$P^{(3)} = \frac{1}{2} \chi^{(3)} \left[ 3|E|^2 E e^{-i(\omega t - kz)} + E^3 e^{-3i(\omega t - kz)} + c.c. \right]. \quad (1.26)$$

Los fenómenos asociados con  $\chi^{(3)}$  se clasifican de acuerdo a su tiempo de respuesta en: no linealidades *rápidas* y *lentas*, las primeras derivadas del movimiento electrónico, mientras que las segundas están asociadas a los movimientos nucleares tales como vibraciones y rotaciones.

Para que se produzca un fenómeno no lineal es necesario un cambio en el índice de refracción lineal, este cambio es debido a variaciones en la densidad del medio o a la polarizabilidad no lineal de los elementos del medio.

#### 1.3.1 Índice de refracción dependiente de la intensidad

Cuando un haz con suficiente intensidad pasa a través de un medio óptico, el índice de refracción puede ser alterado por la misma intensidad del haz. Esto ocurre de acuerdo a la relación (1.27)

$$n(\omega) = n_0(\omega) + n_2(\omega) I(\omega), \quad (1.27)$$

En esta expresión  $n_0(\omega)$  es el índice de refracción lineal del material a una frecuencia específica. El índice de refracción dependiente de la intensidad es conocido como Kerr en

analogía al efecto Kerr, este comportamiento fue observado experimentalmente por Bjorkholm y Askin en [67]. Este efecto ha sido observado en diversos materiales como líquidos simples [68] sólidos [69] y gas [70].

En la óptica lineal un haz pueden controlarse por medio de diferentes elementos ópticos como lentes y prismas. En óptica no lineal cuando la luz se propaga en un medio con índice de refracción dependiente de la intensidad, la estructura espacial y temporal de un haz de luz intenso puede cambiar debido a las interacciones no lineales entre el medio y el haz [71]. Cuando esto ocurre se presentan los llamados fenómenos de auto acción; ver tabla 2.

Espacial	Temporal
Automodulación espacial de fase	Automodulación temporal de fase self-chirping
Efectos auto- enfocamiento	Auto descompresión Auto dispersión
Auto atrapamiento espaciales	Solitones temporales

Tabla 2 Efectos de auto-acción

### 1.3.2 Auto-enfocamiento de un haz

El índice de refracción dependiente de la intensidad afecta la propagación de un haz, permitiendo el auto-enfocamiento cuando el medio presenta un  $n_2 > 0$  o el auto-desenfocamiento cuando el medio presenta  $n_2 < 0$ , si  $n_2 > 0$  la parte central del haz tiene la mayor intensidad teniendo un índice de refracción grande y como una consecuencia, la velocidad de la onda es más lenta en el centro que en los extremos del haz. El frente de onda original es distorsionado y el haz parece ser enfocado por sí mismo [31].

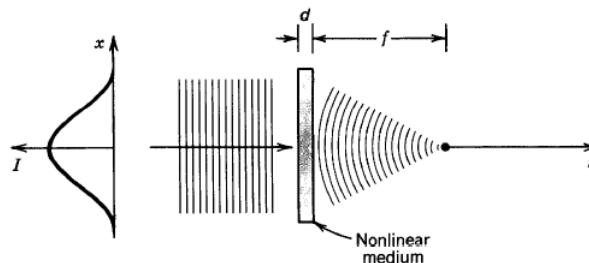


Figura 1.2 Medio no lineal a tercer orden actúa como una lente donde la potencia enfocada depende de la intensidad del haz incidente

### 1.3.4 Auto-modulación de fase

La automodulación de fase transversal se exhibe cuando las diferentes índices de refracción debido a las diferentes partes de un haz con perfil de intensidad no uniforme experimentan diferentes índices de refracción. En este trabajo de tesis, solo se tratará la auto-modulación espacial de fase de un medio delgado.

Con el fin de simplificar el tratamiento de la propagación de la luz en un medio no lineal nos limitaremos a considerar medios delgados. La automodulación espacial de fase lleva a que un haz con un perfil inicialmente Gaussiano presente a campo lejano un patrón de intensidad con máximos y mínimos en forma de círculos concéntricos. Una explicación simple de este efecto fue dado por Shen y colaboradores [72], para ello consideraron un haz de laser de tipo Gaussiano propagándose en dirección  $z$ , por lo que su una intensidad se puede escribir de la forma siguiente:

$$I(r) = I_0 e^{-2(r/\omega)^2} \quad (1.28)$$

donde  $r$  es la coordenada transversal del haz,  $I_0$  es la intensidad en  $r=0$ ,

Supieron que este haz da lugar a una distribución transversal  $\delta n(r,z)$  del índice de refracción no lineal de la forma:

$$\delta n(r,z) = \delta n(z) e^{-2(r/\omega)^2} \quad (1.29)$$

Por lo que se produce un cambio de fase no lineal,  $\delta\phi(r)$  de la forma:

$$\delta\phi(r) = \frac{2\pi}{\lambda} \int \delta n(r,z) dz \quad (1.30)$$

Siendo  $r$  la coordenada transversal del haz ( $r = 0$ ).

$$\delta\phi(r) = \delta\phi_0 e^{-2(r/\omega)^2} \quad (1.31)$$

donde  $\delta\phi_0$  es el máximo cambio de fase.

lo que significa que el frente de onda sufre un cambio de fase dependiente de la coordenada transversal. Dado que en la cintura de un haz gaussiano se cumple la aproximación de onda plana, podemos escribir el vector de onda como  $\mathbf{k} = k_z \mathbf{z}$ , mientras que el cambio de fase da lugar a una componente transversal de  $\mathbf{k}$  dado por

$$k_{\perp} = \frac{d(\delta\phi)}{dr} \quad (1.32)$$

Debido a la forma de la Gaussiana (1.32) hay dos diferentes valores de  $r$  el cual corresponde a la misma pendiente de  $\delta\phi(r)$ , que es la misma  $k_{\perp}$ , ver figura 1.7.

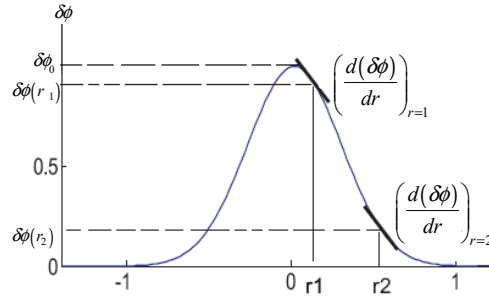


Figura 1.3 Distribución radial del cambio de fase no lineal inducido en un haz Gaussiano.

Esto quiere decir que estas porciones del frente onda viajan en la misma dirección y pueden interferir. Por lo tanto, la interferencia constructiva y destructiva ocurre cuando

$$\delta\phi(r_1) - \delta\phi(r_2) = n\pi \quad (1.33)$$

Siendo  $n$  un número entero, par para el máximo, impar para el mínimo.

y a campo lejano aparece tanto anillos brillantes como oscuros. Entonces el máximo cambio de fase  $\delta\Phi_0$  es fácilmente relacionado con el número de anillos por (1.34)

$$\delta\Phi_0 = \delta\phi(0) - \delta\phi(\infty) = N2\pi \quad (1.34)$$

donde  $N$  es el número de anillos.

La ecuación 1.34 ya no es del todo válida debido a que se deben considerar otros efectos, como el de no localidad y la absorción no lineal, que se mostrará en la sección de resultados.

#### 1.4 Análisis del método de Z-scan.

La respuesta óptica no lineal en medios puede ser medida por diferentes métodos como interferómetros no lineales, mezcla de tres-cuatro ondas, generación de armónicos, rotación de polarización, método de prueba y bombeo y análisis de distorsiones de la amplitud del haz [73-76]. Sin embargo, muchos de estos métodos no pueden satisfacer la separación de la contribución absorptiva de la refractiva presentes en el medio. Uno de los métodos que puede hacer esto es el método de z-scan, el cual es ampliamente usado, debido a que proporciona gran precisión en la medición [21]. Este método se basa en el análisis de las variaciones en la distribución del haz láser en campo lejano causadas por la refracción no lineal de una muestra colocada en la región focal a lo largo de la dirección del haz láser (sobre el eje z en la fig. 1.8).

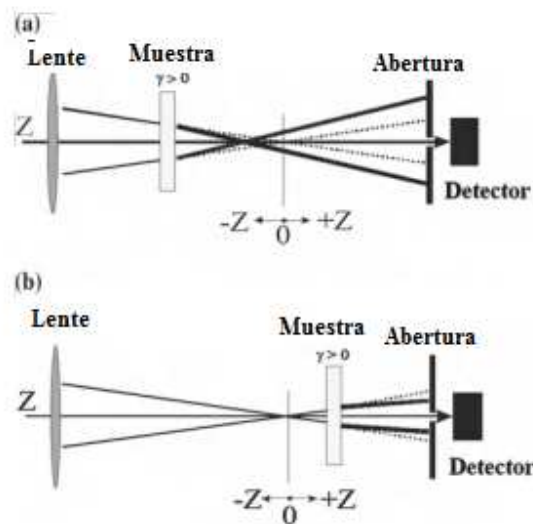


Figura 1.4 Esquemas de propagación de la radiación intensa enfocada a través de un medio autoenfocante para a) antes del foco, b) después del foco [77].

Para explicar el método de z-scan, consideramos que se propaga un haz láser enfocado a través del medio bajo estudio. Pensando la posibilidad de que el medio presente refracción

no lineal positiva, este produce una adición en el índice de refracción ( $\gamma > 0$ ) del medio. Si la muestra se encuentra a una gran distancia del foco (en la región de valores negativos de  $z$ ), la intensidad de radiación en el medio es insuficiente para excitar una refracción no lineal notable, y la transmisión de radiación a través de una abertura montada a campo lejano permanece invariable y cerca de la unidad que se utiliza como normalización, Fig. 1.4. Cuando la muestra se acerca al punto focal, la intensidad de radiación aumentará y el efecto auto-enfocante aparece en el medio (ver las líneas sólidas antes del foco fig. 1.4a). Como resultado, la radiación a campo lejano tiene una divergencia muy grande, y la intensidad a través de la abertura disminuye. Como la muestra se barre (se mueve) a lo largo del eje  $z$ , la transmisión disminuirá hasta que la muestra llegue a una posición en  $z_1$  (ver figura 1.5), donde la transmisión es mínima. Cuando la muestra se acerca aun más a la cintura del haz, la transmisión a través de la abertura aumenta. Después de que la muestra pasa a través de la cintura, el autoenfoque reduce la divergencia de radiación a campo lejano (véase la línea recta sólida después del foco, Fig. 1.4b). Esto continuará hasta que la influencia del auto-enfoque en la propagación a través de la abertura sea el máximo (en el punto  $z_2$  de la fig. 1.5 correspondiente al máximo de la curva de línea continua). A medida que la muestra se desplaza, la influencia del proceso óptico no lineal en la transmisión de radiación a través de la abertura disminuirá debido a la disminución en la intensidad hasta que la transmisión normalizada alcanza su valor estacionario cerca de la unidad [77].

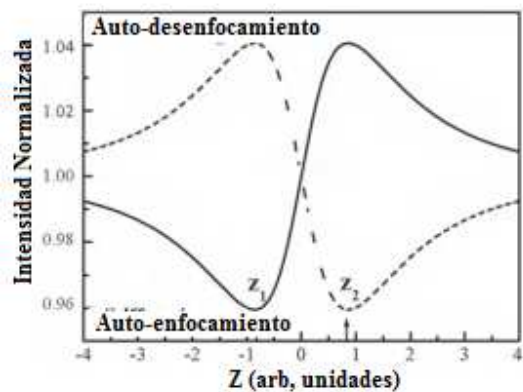


Figura 1.5 Esquema de la transmitancia normalizada en la configuración con abertura para un medio con índices de refracción positivo (línea continua) y negativo (línea discontinua) [77].

Por lo tanto, si el máximo de la transmisión normalizada sigue después del mínimo durante z-scan, el medio tiene un índice de refracción no lineal positiva ( $\gamma > 0$ ) y, por el contrario, si el máximo de transmisión es primero y luego aparece mínimo, el medio tiene propiedades de auto-desenfoco ( $\gamma < 0$ ).

#### 1.4.1 Determinación de la absorción no lineal por la técnica de Z-scan

Una ventaja importante del método de z-scan es la posibilidad de separar los procesos de refracción no lineal como del de absorción no lineal, cuando ambos efectos están presentes de forma simultánea en el medio [78].

En el caso general, la susceptibilidad a tercer orden es una cantidad compleja que involucra tanto a la refracción como al coeficiente de absorción no lineal de la siguiente forma:

$$\chi^{(3)} = \text{Re} \chi^{(3)} + \text{Im} \chi^{(3)}. \quad (1.35)$$

donde la parte imaginaria está relacionada con el coeficiente de absorción no lineal  $\beta$  por la expresión (1.36)

$$\text{Im} \chi^{(3)} = \frac{n^2 \epsilon_0 c \lambda \beta}{2\pi}, \quad (1.36)$$

la parte real está relacionada con  $\gamma$ , que es el índice de refracción no lineal, por la expresión (1.37)

$$\text{Re} \chi^{(3)} = 2n^2 \epsilon_0 c \gamma. \quad (1.37)$$

donde  $\epsilon_0$  es la constante dieléctrica.

Para determinar experimentalmente la absorción no lineal, la abertura que se coloca antes del detector, ver figura 1.8, se quita para que la potencia o la energía total del haz sea colectada en su totalidad. En esta situación, la refracción no lineal en el medio delgado no tiene influencia sobre la señal. Una curva de z-scan para un medio absorbedor delgado,  $\beta$  positivo, se presenta en la figura 1.10.

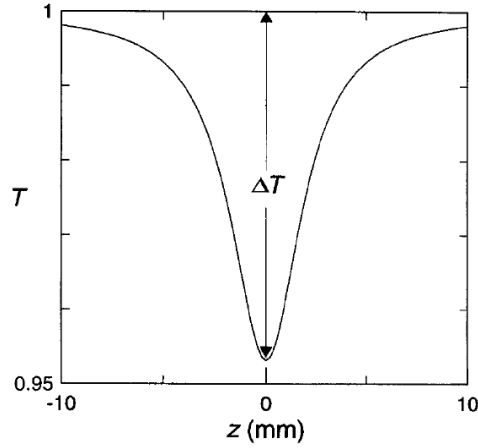


Figura 1.6 Curva de z-scan para un medio absorbedor delgado.

Los resultados para la transmitancia  $T$ , se pueden evaluar mediante la expresión (1.38).

$$\Delta T = \left| 1 - \frac{1}{Q_0} \ln(1 + Q_0) \right|, \quad (1.38)$$

con  $Q_0 = \beta I_0 L_{eff}$ . [79], sin embargo para describir el comportamiento de la transmitancia en [62] se propone que  $Q_0 = \beta I_0 L_{eff} = \Delta\Psi_0$ , y se propusieron que la transmitancia es de la siguiente forma (1.39):

$$T_m(z, \Delta\Psi_0) = \frac{\ln[1 + q_0(z)]}{q_0(z)}, \quad (1.39)$$

donde  $q_0(z) = \Delta\Psi_0 / [1 + (z/z_0)^2]^{m/2}$  con  $m$  cualquier número real positivo.

### 1.5 Efectos de la no localidad en fenómenos no lineales.

Hay varios tipos de efectos ópticos no lineales, correspondientes a diferentes procesos físicos y que pueden presentar comportamiento local o no local dependiendo del medio en el que el campo óptico interactúa. En un medio local, el valor del campo óptico en un cierto punto determina el efecto óptico no lineal inducido en ese punto, mientras que en un medio no local la respuesta óptica inducida en un cierto punto también se ve afectada por los valores del campo electromagnético en las regiones circundantes. Las no linealidades no

locales han sido intensamente investigadas en los últimos años debido al gran número de efectos interesantes que se pueden atribuir a ellos, tales como la estabilización y la interacción de los solitones [80,81], los mecanismos no lineales que involucran procesos de transporte como la conducción de calor en materiales con no linealidades térmicas [42,82], de deriva o difusión de cargas eléctricas en medios fotorrefractivos [83,84], incluso en cristales líquidos [85,86], la prevención de colapso multidimensional de haces [87] que han sido investigados en diferentes tipos de materiales, y que se atribuye a diferentes procesos físicos [88-92]. En particular, materiales que presentan respuestas termo-ópticas pueden presentar una no localidad espacial grande que afecta el cambio de índice de refracción como consecuencia del proceso de conducción de calor [92].

De la referencia [56] el cambio de índice de refracción  $n(I)$  inducido por el haz con una intensidad  $I(\vec{r}, z) = |\psi(\vec{r}, z)|^2$  puede ser descrita por el modelo fenomenológico no lineal, no local.

$$n(I) = s \int R(\vec{\xi} - \vec{r}) I(\vec{\xi} - z) d\vec{\xi}, \quad (1.40)$$

donde la integral  $\int d\vec{r}$  es sobre toda la dimensión transversal y  $s = 1$  ( $s = -1$ ) corresponde a una no linealidad auto-enfocante (auto-desenfocante). La función de respuesta  $R(\vec{r})$  se considera real, localizada y simétrica, por lo que satisface la condición de normalización  $\int R(\vec{r}) d\vec{r} = 1$ . El ancho de la función de respuesta  $R$  determina el grado de la no localidad. Para una respuesta local  $R(r)$  tiene como solución una función  $\delta(r)$  y  $\Delta n = s I(r, z)$  lo que significa que el cambio en el índice de refracción en un punto está determinado por la intensidad de la luz en ese mismo punto, figura 1.11 a). Con el incremento del ancho de  $R(r)$  la intensidad de la luz en la vecindad de un cierto punto contribuye al cambio en el índice de refracción, esto puede verse en la figura 1.11. La no localidad juega un papel importante en fenómenos relacionados con la propagación de haces ópticos en medios no lineales, ejemplo de esto son los solitones espaciales.

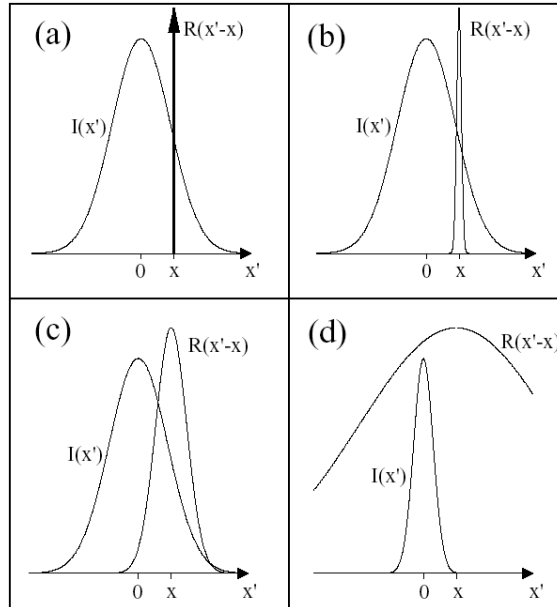


Figura 1.0.7 Diferente grados de no localidad, es dado por el ancho de la función de respuesta  $R(x)$  y del perfil de la intensidad  $I(x)$ . Se muestra la respuesta local (a), la no local débil (b), la general (c) la no local fuerte.

## 1.6 Silicio Amorfo Hidrogenado

Los primeros estudios acerca de silicio amorfo (a-Si) revelaron una elevada densidad de enlaces no pasivados en el material. Éstos actúan a modo de centros de recombinación o trampas limitando las propiedades eléctricas e imposibilitando la implementación de este tipo de material en dispositivos fotovoltaicos. Por esta razón es necesario pasivar los enlaces que quedan sueltos en la matriz de a-Si. El modo más extendido de lograrlo es mediante la adición de hidrógeno [93] durante el proceso de depósito dando lugar al a-Si:H, que posee nuevas propiedades ópticas y eléctricas [94]. Además es factible dopar el a-Si:H tanto con carácter p como n. El silicio en la fase amorfa comparada con la cristalina presenta una gran densidad de estados en la banda prohibida (gab) figura 1.12, debido a enlaces incompletos (dangling bonds) o debido a la presencia de impurezas, actuando como centros de recombinación de portadores de carga o trampas, limitando las propiedades eléctricas.

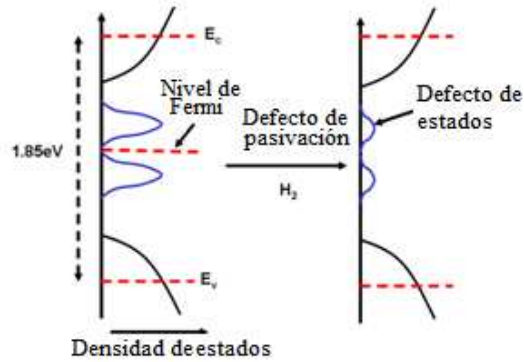


Figura 1.0.8 Defectos localizados en silicio amorfo, densidad de estados a la mitad del gab es alto.

Las propiedades eléctricas del a:si-H, como la movilidad del electrón de  $10 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{seg}$ , es dos órdenes de magnitud menor que en el silicio cristalino haciendo que la longitud de difusión sea más corta  $\sim$  de 100 nm, la energía de la banda prohibida es de 1.8 eV, la cual es más grande que la del silicio cristalino que es de 1.12 eV. En la parte óptica su coeficiente de absorción es del orden de  $10^4 \text{ cm}^{-1}$  un orden de magnitud más grande que en el silicio cristalino.

### 1.7 Fotoconductividad en a:Si-H

La fotoconductividad en el a:Si-H es afectada por al menos tres tipos de estados localizados: el estado de la banda de conducción, el estado de la banda de valencia, y la profundidad de estados localizados en la banda prohibida asociados a los enlaces colgantes. Una mayor diferencia se muestra en la figura 1.13 para calcogenuros amorfos donde la recombinación entre los portadores en los estados extendidos y la profundidad de estados localizados debido a los enlaces colgantes es usualmente considerada como la etapa mayor de recombinación.

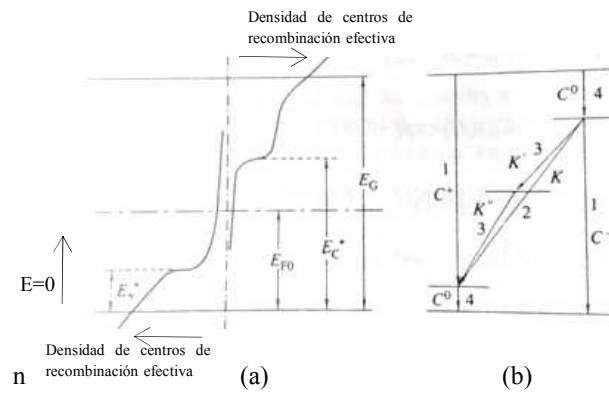


Figura 1.0.9 Modelo propuesto para fotoconductividad simple para fotoconductividad tipo I en los semiconductores amorfos calcogenuros. a) Diagrama esquemático de niveles de energía en el moldeo propuesto, b) Transiciones típicas de recombinación consideradas en el modelo de fotoconductividad.

## CAPÍTULO 2. Modelo propuesto

Se analizará el modelo no local para medio delgado que presenta tanto refracción como absorción no lineal de manera simultánea y se explica el modelo que describe un medio delgado ahora considerando más de una respuesta no lineal con efecto tanto de refracción como de absorción no lineal presentes simultáneamente.

### 2.1 Descripción del modelo para una no linealidad

Se considera un haz Gaussiano de cintura  $w_0$  y longitud de onda  $\lambda$  cuya amplitud compleja a la salida del medio está dada por

$$E(r, z) = A_0 \frac{\omega_0}{w(z)} \exp\left[-\frac{r^2}{w(z)^2}\right] \exp\left[\frac{-\alpha_0 L}{2}\right] \exp\left[-ikz - ik \frac{r^2}{2R(z)} + i\varepsilon(z)\right] \quad (2.1)$$

donde  $A_0$  es una constante,  $w(z)$  el ancho del haz,  $R(z)$  el radio de curvatura y  $\varepsilon(z)$  es un término de fase debido al efecto Guoy [3],  $L$  el grosor de la muestra y  $\alpha_0$  el coeficiente de absorción lineal característico de la muestra.

Considerando un medio delgado ( $d \ll z_0$ ) con refracción y absorción no lineal con una intensidad incidente de la forma  $I = |E|^2$ . Las ecuaciones que gobiernan este tipo de medios son las siguientes:

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

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

conociendo las ecuaciones diferenciales (2.4), (2.5) que describen la amplitud y fase del campo eléctrico dentro del material, usando la aproximación de envolvente lenta se sustituyen las ecuaciones (2.2) y (2.3) [21].

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

$$\frac{d\Delta I}{dz} = -\alpha(I)I, \quad (2.5)$$

Resolviendo las ecuaciones (2.4) y (2.5) se obtienen expresiones para la intensidad y el cambio de fase a la salida del medio de la siguiente manera [21]:

$$I_e(z, r, t) = \frac{I(z, r, t)e^{-\alpha_0 L}}{1 + q(z, r, t)} \quad (2.6)$$

$$\Delta\phi(z, r, t) = \frac{k\gamma}{\beta} \ln [1 + q(z, r, t)] \quad (2.7)$$

Por tanto el campo a la salida de un medio delgado se representa por (2.8) mostrada en [21], considerando solo el efecto de refracción.

$$E_{out} = E(r, z) \exp\left(-\alpha_0 \frac{L}{2}\right) \exp(-i\Delta\phi(r, z)), \quad (2.8)$$

Si el material experimenta tanto refracción como absorción óptica no lineal, el campo a la salida es de la siguiente manera, ecuación (2.9) [62]:

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

En [60, 61] se explica lo del parametro de la no localidad, donde básicamente, una respuesta no lineal, no local da como resultado un cambio en el ancho efectivo del perfil de intensidad que se expresa en el plano de salida como:

$$I_m(r, z) = I_0 G_{loc}^{m/2}, \quad (2.10)$$

donde la  $G_{loc}$  esta expresada de la siguiente manera [62], ecuación (2.11)

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

De tal manera que el cambio de fase foto-inducido sigue la misma distribución del cambio de fase no lineal, la cual se puede reescribir como:

$$\Delta \phi_m (r, z) = \Delta \Phi_{01} G_{loc}^{m/2}, \quad (2.12)$$

donde  $\Delta \Phi_{01} = k \gamma_1 I_0 L_{eff}$  el cambio de fase máximo sobre eje foto-inducido. Como el medio presenta tanto absorción como refracción no lineal, se considera que la absorción no lineal seguirá el perfil mostrado en [62], de tal forma que:

$$q_{m1} = \Delta \Psi_{01} G_{loc}^{m_1/2}, \quad (2.13)$$

donde  $\Delta \Psi_{01} = \beta_1 I_0 L_{eff}$  el cambio de fase máximo de absorción no lineal sobre eje foto-inducido,  $L_{eff} = (1 - \exp(-\alpha_0 L)) / \alpha_0$  la longitud efectiva del material,  $I_0$  es la intensidad sobre eje en la cintura,  $k$  es el vector de onda,  $m$  es un número real asociado a la no localidad del medio. Finalmente como  $\Delta \phi_m (z, r)$  y  $q_m (z, r)$  están relacionados con  $q_{m1} (z, r) = (\beta / k \gamma) \Delta \phi_m (z, r)$ , el campo a la salida del medio es [62]:

$$E_{out} = E(r, z) \exp\left(-\alpha_0 L / 2\right) (1 + q_{m1})^{-i \Delta \Phi_{01} / \Delta \Psi_{01} - 1/2}. \quad (2.14)$$

La ecuación (2.14) es válida para materiales que presentan tanto refracción como absorción no lineal de manera simultánea, además puede ser usada para materiales que presentan solo refracción, haciendo que la absorción no lineal tienda a cero,  $\Delta \Psi_0 \approx 0$ , la ecuación (2.14) se reduce a caso puramente refractivo [60].

El campo eléctrico a la salida de la muestra, ecuación (2.14), se puede descomponer en una serie de haces Gaussianos con cinturas diferentes a través de una expansión de Taylor. Cada haz Gaussiano es propagado a campo lejano del plano de abertura, donde todos esos haces se suman para así reconstruir el haz original. Este tratamiento es aplicable a un haz con una distribución Gaussiana el cual fue propuesto por Weaire *et al* [65].

La serie binomial del campo (2.14) a la salida es:

$$E_{out} = E(z,r) \exp\left(-\frac{\alpha_0 L}{2}\right) \sum_{n=0}^{\infty} \left[ \frac{(i\Delta\phi_0)^n}{n!} \times \prod_{n'}^n \left(1 - i(2n-1) \frac{\Delta\Psi_0}{\Delta\Phi_0}\right) \right] \exp\left[\frac{-mnr^2}{w(z)^2}\right] \quad (2.15)$$

La expresión para el campo eléctrico complejo en el plano de abertura donde el haz Gaussiano se reconstruye, se escribe de la siguiente manera [62].

$$E_a = E(z,r) \exp\left(-\frac{\alpha_0 L}{2}\right) \sum_{n=0}^{\infty} \left[ \frac{(-i\Delta\phi_0(z))^n}{n!} \prod_{n'=0}^n \left(1 - i(2n-1) \frac{\Delta\Psi_0}{\Delta\Phi_0}\right) \right] \frac{w_{n0}}{w_n} \exp\left[\frac{-r^2}{w_n(z)^2} - \frac{ikr^2}{2R_n} + i\theta_n\right] \quad (2.16)$$

Para obtener la transmitancia, el campo eléctrico sobre eje en el plano de la apertura se obtiene cuando  $r=0$  en (2.16) y usando los dos primeros términos de la sumatoria (primer orden de  $\Delta\phi_0$ ,  $\Delta\Psi_0$ ) se obtiene:

$$T = \frac{|E(r=0, z, \Delta\phi_0, \Delta\Psi_0)|}{E(r=0, z, \Delta\phi_0=0, \Delta\Psi_0=0)} \quad (2.17)$$

considerando que  $\Delta\Phi_0 \ll 1$  y  $\Delta\Psi_0 \ll 1$ , la expresión de la transmitancia cuando la refracción y absorción no lineal están presentes de manera simultánea, está dada por [62] :

$$T_m(z, \Delta\phi_0, \Delta\Psi_0) = 1 + \frac{2m_1\Delta\Phi_0 + \Delta\Psi_0 (x^2 + (m_1 + 1))}{(x^2 + (m_1 + 1)^2)(x^2 + 1)} \quad (2.18)$$

donde  $x = z/z_0$ ,  $m_1$  es considerado el parámetro de no localidad.

## 2.2 Modelo no local, no lineal considerando dos no linealidades

Para considerar que el medio bajo estudio presenta dos no linealidades, este se modela proponiendo dos respuestas ópticas no lineales en tipo cascada que son independientes una de la otra, ver fig. 2.1,

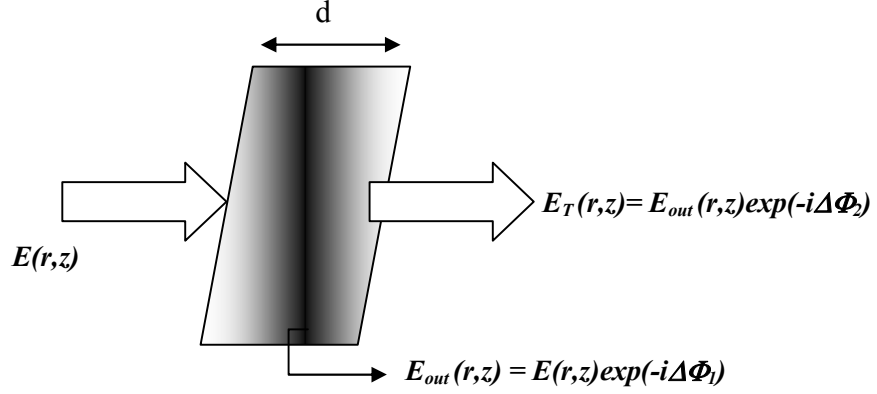


Fig. 2.1 Esquema del modelo de dos no linealidades, siendo  $d$  el espesor de la muestra.

El campo de entrada  $E(r,z)$  mostrado en la ecuación (2.1), incide en el material teniendo la primer respuesta no lineal, no local y debido a que no se está tomando en cuenta ninguna distancia de separación, ya que  $d \ll z_0$ , el campo a la salida del primer medio es considerada inmediatamente después como el campo de entrada al segundo medio que involucra la segunda respuesta no lineal, no local. Finalmente el campo se salida que abarca las dos no linealidades esta dado en la ecuación (2.15) presentado en [64]:

$$E_{out}(r,z) = E(r,z)\exp(-\alpha_0 L/2)(1+q_{m_1})^{(-i(\Delta\Phi_{01}/\Delta\Psi_{01})-1/2)}(1+q_{m_2})^{(-i(\Delta\Phi_{02}/\Delta\Psi_{02})-1/2)} \quad (2.19)$$

donde  $q_{m_2} = \Delta\Psi_{02} G_{loc}^{m_2/2}$  y  $\Delta\Phi_{02} = k\gamma_2 I_0 L_{eff}$ .

Para cambios de fase refractivos y absorptivos pequeños considerando dos respuestas no lineales de manera simultáneas e independientes representadas por los parámetros  $m_1$  y  $m_2$  y considerando solo el primer orden de la expansión se obtiene la expresión para la transmitancia descrita en la ecuación (2.18),

$$T(z, \Delta\Phi, \Delta\Psi) = 1 + \frac{2m_1 \Delta\Phi_{01} x + \Delta\Psi_{01} (x^2 + (m_1 + 1))}{(x^2 + (m_1 + 1))^2 (x^2 + 1)^{m_1/2}} + \frac{2m_2 \Delta\Phi_{02} x + \Delta\Psi_{02} (x^2 + (m_2 + 1))}{(x^2 + (m_2 + 1))^2 (x^2 + 1)^{m_2/2}} \quad (2.20)$$

donde  $x = z/z_0$

Los resultados numéricos se mostrarán en el siguiente capítulo, mediante el uso de la transformada de Fourier, calculada numéricamente de la expresión 2.19.

## CAPÍTULO 3. Resultados numéricos

En este capítulo se presentan resultados numéricos obtenidos a partir de la TTF del campo eléctrico a la salida de la muestra considerando una no linealidad mostrada en la ecuación (2.9), con la que se obtienen curvas sobre eje y patrones de auto-modulación de fase a campo lejano mostrando la influencia tanto de la absorción no lineal como del efecto de la no localidad en los patrones antes mencionados. Para continuar se considera que ahora el medio delgado no lineal, no local exhibe dos contribuciones no locales independientes, mostrada en la ecuación (), cada una es caracterizada por la no localidad, parámetro  $m_1$  y  $m_2$ , cambio de fase no lineal  $\Delta\Phi_{01}$ ,  $\Delta\Phi_{02}$  y  $\Delta\Psi_{01}$ ,  $\Delta\Psi_{02}$  cambio en la absorción no lineal.

### 3.1 Patrones de difracción a campo lejano de un medio delgado refractivo y absorbivo.

El estudio se hace alrededor de las posiciones cercanas a la región focal, es decir,  $z = \pm z_0$ , donde  $z_0$  es la distancia de Rayleigh, incluyendo  $z = 0$ . El cambio de fase no lineal sobre eje es  $\Delta\Phi_0 = 4\pi$  rad y en algunos casos se considera negativo. El coeficiente de absorción lineal es de  $\alpha_0 = 1\text{m}^{-1}$ . La absorción no lineal en un caso se considera positivo y en otro negativo con una magnitud igual a  $\Delta\Psi_0 = 0.5$ . El parámetro  $m$  toma valores de 1, 2, 4, esto se consideró para mostrar los cambios en el ancho del perfil de fase y observar los efectos debidos a la no localidad. El medio se coloca en la misma posición y se va cambiando el valor de  $m$ .

En la figura 3.1 se muestran los perfiles de intensidad [3.1(a)] variando la absorción no lineal negativa (azul), sin absorción (negro), positiva (rojo) y sus respectivos patrones de difracción a campo lejano considerando los siguientes parámetros: valores de  $m=1, 2$  y  $4$  en la posición  $z = -z_0$ .

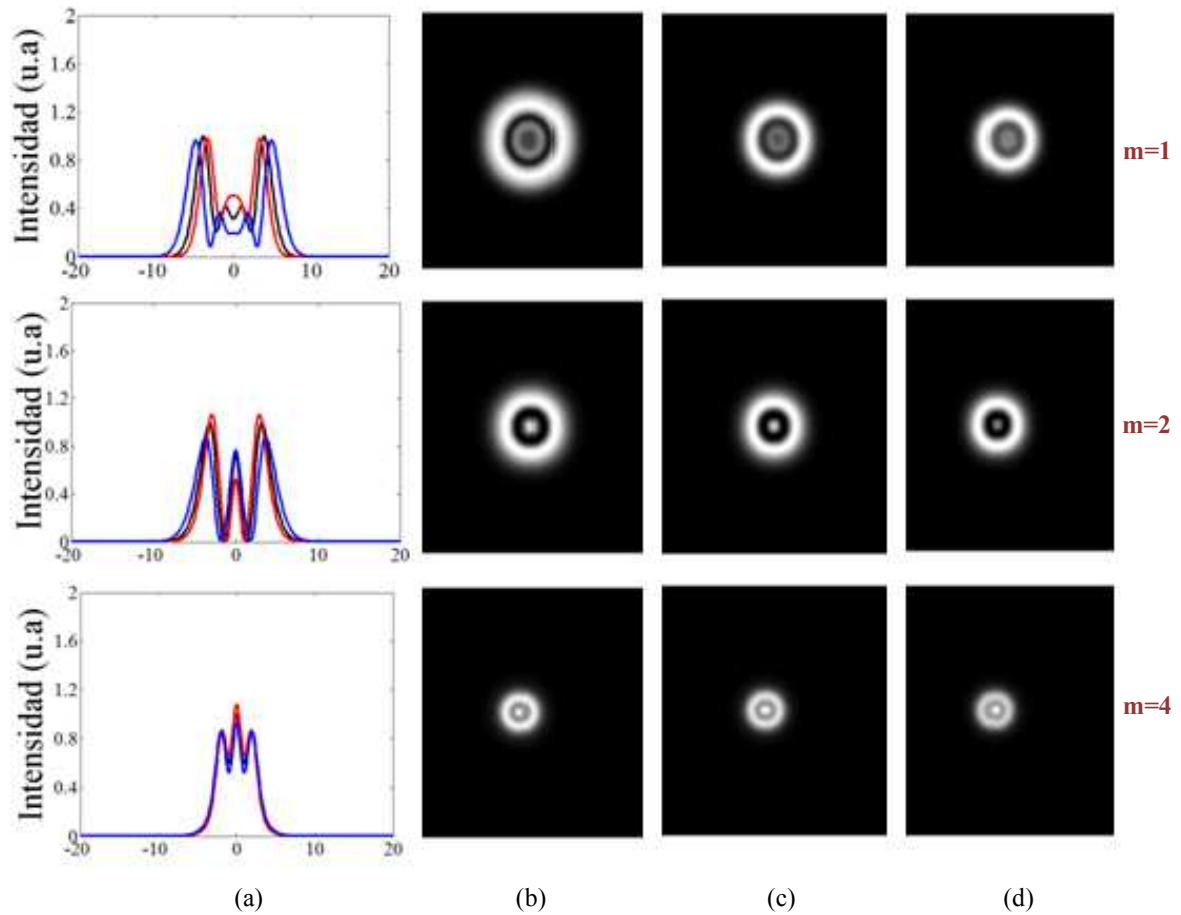


Figura 3.1 a) Perfiles de intensidad a campo lejano obtenidos para una muestra delgada colocada en  $z = -z_0$  con  $\Delta\Phi_{01} = 4\pi$  rad con su respectiva sección transversal de intensidad para: b)  $\Delta\Psi_{01} = -0.5$  rad, c) sin absorción no lineal y d)  $\Delta\Psi_{02} = 0.5$  rad. Para diferentes no localidades, mostradas por fila..

En la figura 3.2 se muestran los perfiles de intensidad [3.2(a)] variando la absorción no lineal negativa (azul), sin absorción (negro), positiva (rojo) y sus respectivos patrones de difracción a campo lejano considerando los siguientes parámetros: valores de  $m=1, 2$  y  $4$  en la posición  $z = 0$ .

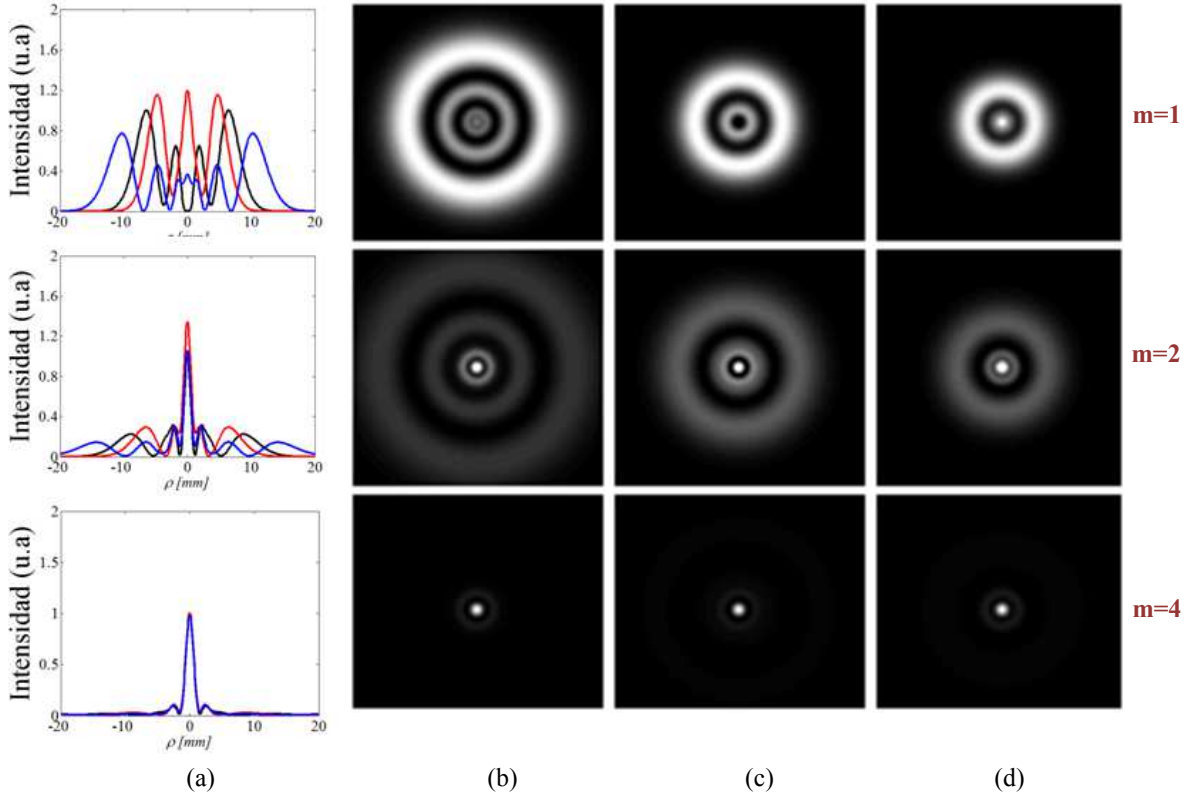


Figura 3.2 a) Perfiles de intensidad a campo lejano obtenidos para una muestra delgada colocada en  $\mathbf{z} = \mathbf{0}$  con  $\Delta\Phi_{01} = 4\pi$  rad con su respectiva sección transversal de intensidad para: b)  $\Delta\Psi_{01} = -0.5$  rad, c) sin absorción no lineal y d)  $\Delta\Psi_{02} = 0.5$  rad. Para diferentes no localidades, mostradas en filas.

La extensión espacial de los patrones incrementa cuando el parámetro  $m$  disminuye. Para  $m = 1$  el anillo exterior presenta la región más intensa del patrón mientras que para  $m = 2$  y  $m = 4$  el lóbulo central es el más intenso.

En la figura 3.3 se muestran los perfiles de intensidad variando la absorción no lineal negativa (azul), sin absorción (negro), positiva (rojo), ver Fig. [3.3(a)], y sus respectivos patrones de difracción a campo lejano considerando los siguientes parámetros: valores de  $m=1, 2$  y  $4$  en la posición  $\mathbf{z} = \mathbf{z}_0$ . Los patrones de intensidad a campo lejano presentan las siguientes características: un spot central brillante rodeado por un anillo. La extensión espacial del patrón se reduce conforme aumenta el parámetro  $m$ . Para absorción no lineal positiva la extensión espacial del patrón es reducida y para el caso negativo ocurre lo opuesto.

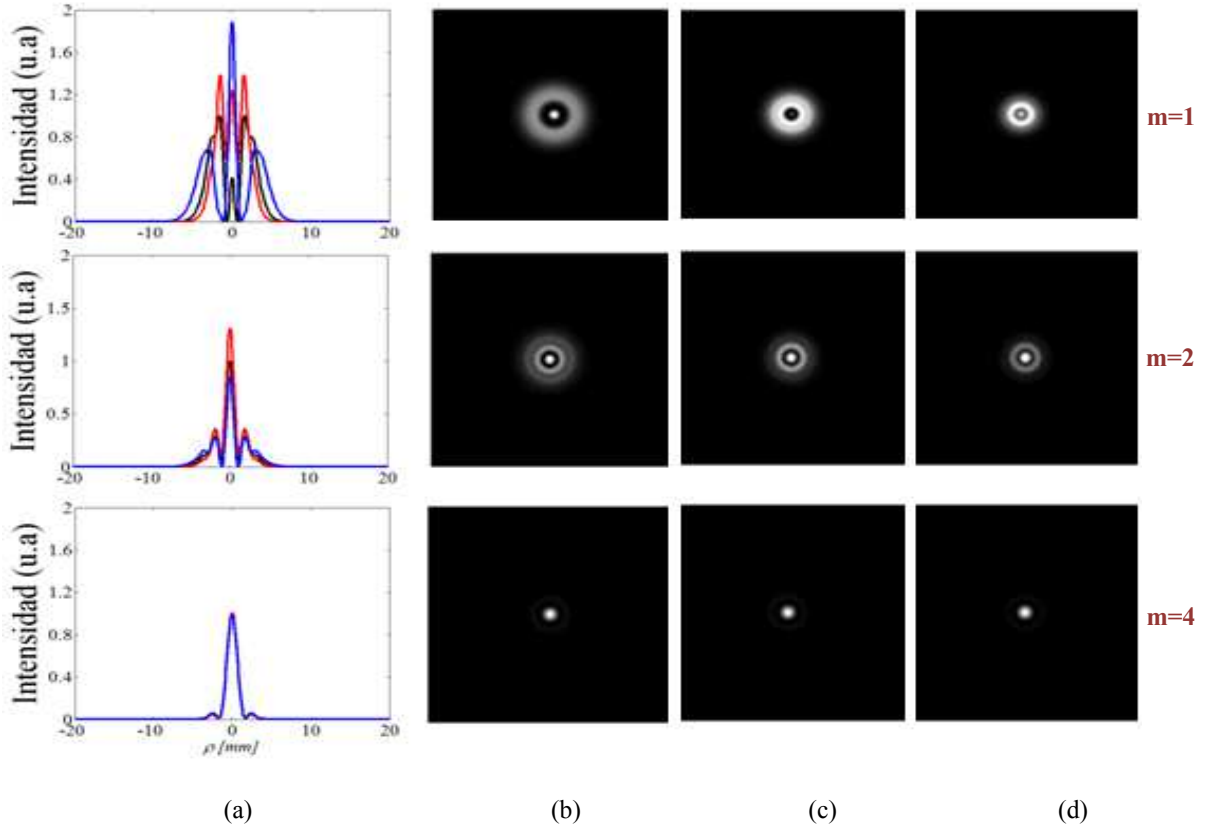


Figura 3.3 a) Perfiles de intensidad a campo lejano obtenidos para una muestra delgada colocada en  $\mathbf{z} = \mathbf{z}_0$  con  $\Delta\Phi_{01} = 4\pi$  rad con su respectiva sección transversal de intensidad para: b)  $\Delta\Psi_{01} = -0.5$  rad, c) sin absorción no lineal y d)  $\Delta\Psi_{02} = 0.5$  rad. Para diferentes no localidades, mostradas en las filas.

En la figura 3.4 se muestran los perfiles de intensidad [3.4(a)] y sus respectivas distribuciones de intensidad a campo lejano variando el signo de la absorción no lineal para un cambio de fase negativo. Observamos que los resultados son semejantes al cambiar el signo de la posición, ver Fig (3.3), con  $m=1$ . Esto quiere decir que los patrones obtenidos para una muestra no lineal negativa con un radio de curvatura del frente de onda positivo son los mismos presentados para valores negativos de  $z$ .

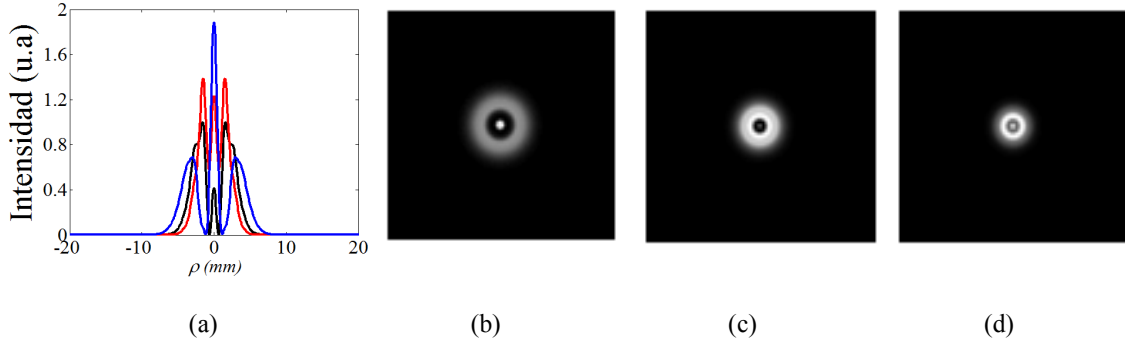


Figura 3.4 Perfiles de intensidad a campo lejano obtenidos para una muestra delgada colocada en  $\mathbf{z} = -\mathbf{z}_0$  con  $\Delta\Phi_0 = -4\pi$  rad para  $\Delta\Psi_0 = -0.5$  rad (azul), 0 rad (negro) y 0.5 (rojo) y su correspondiente sección transversal de intensidad con una no localidad  $m=1$ .

En la figura 3.5 se observan las distribuciones de intensidad a campo lejano para un cambio de fase positiva y para un cambio en la absorción no lineal negativo, la muestra se coloca en diferentes posiciones sobre el eje  $z$ , considerando un valor de  $m=1$ .

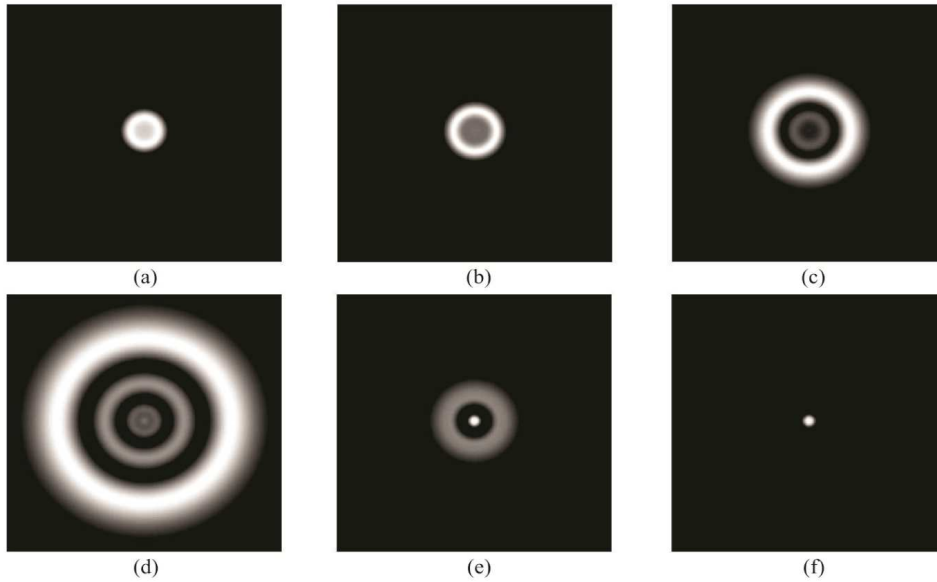


Figura 3.5 Sección transversal a campo lejano para un medio no local,  $m=1$ , con  $\Delta\Phi_0 = 4\pi$  rad y  $\Delta\Psi_0 = -0.5$  rad, para posiciones de la muestra de: a)  $-3z_0$ , b)  $-2z_0$ , c)  $-z_0$ , d)  $0z_0$ , e)  $z_0$ , f)  $2z_0$ ,

En la figura 3.6 se observan las distribuciones de intensidad a campo lejano para un cambio de fase positiva y para un cambio en la absorción no lineal positivo, la muestra se coloca en diferentes posiciones sobre el eje  $z$ , considerando un valor de  $m=1$ .

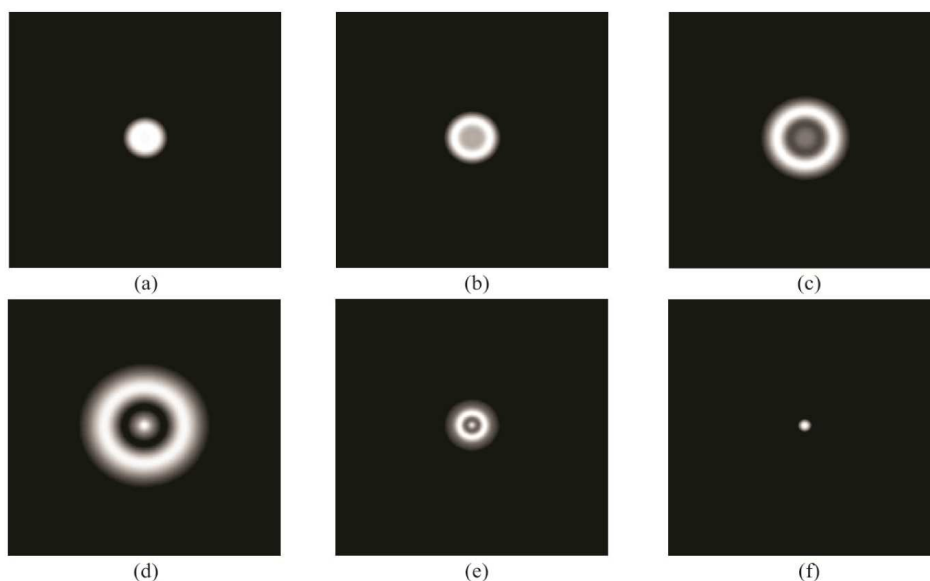


Figura 3.6 Sección transversal a campo lejano para un medio no local,  $m=1$ , con  $\Delta\Phi_0 = 4\pi$  rad y  $\Delta\Psi_0 = 0.5$  rad, para posiciones de la muestra de: a)  $-3z_0$ , b)  $-2z_0$ , c)  $-z_0$ , d)  $0z_0$ , e)  $z_0$ , f)  $2z_0$ .

Nota los resultados presentados en esta sección se dieron a conocer en la ref. [63] analizando la influencia de la absorción no lineal en los patrones, lo cual no se había realizado.

### 3.2 Curvas sobre eje $z$ una no linealidad

En la figura 3.7 se muestran curvas de z-scan en su configuración de abertura cerrada, para un medio delgado que exhibe respuesta en refracción y absorción no lineal, con cambio de fase mayor a  $2\pi$  y absorción no lineal positiva (reversible) y negativa (saturable) y compararlas con las curvas de sin absorción, para diferentes valores del parámetro de no localidad,  $m$ .

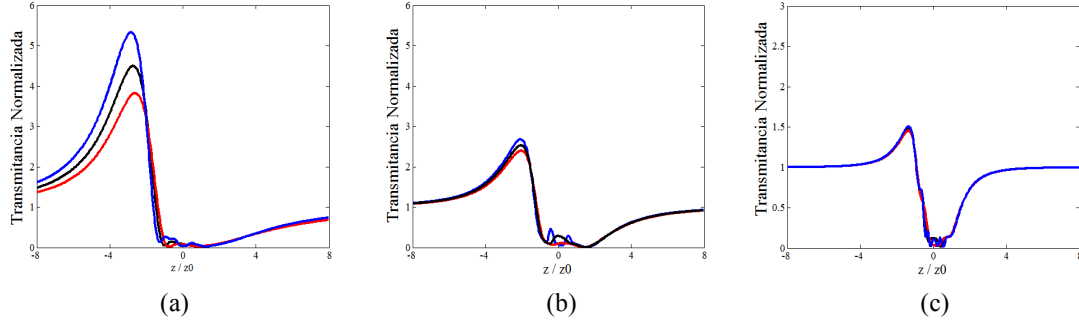


Figura 3.7 Curvas de z-scan para cambio de fase de  $-4\pi$  rad para un medio delgado que presenta absorción de 0.5 rad (roja), 0 rad (negro),  $-0.5$  rad (azul), para diferentes no localidades a)  $m = 1$ , b) 2 y c) 4.

En la figura 3.8 se muestran curvas de barrido en Z en la configuración de sin abertura para un medio refractivo-absortivo. Para este tipo de configuración el efecto de refracción no lineal es despreciable, por tal motivo la curva de absorción no se afecta por el cambio de índice de refracción. El ancho y amplitud de las curvas depende del parámetro de la no localidad, cuando  $m < 2$ , se tiene la curva más ancha y más angosta cuando  $m > 2$ , resultados presentados en [62].

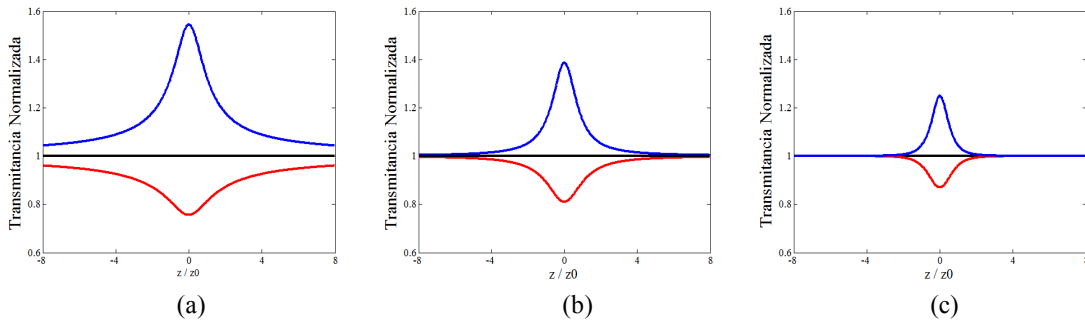


Figura 3.8 Curvas de z-scan en la configuración de sin abertura para un medio delgado que presenta absorción no lineal  $\Delta\Psi_{01} = 0.5$  rad (roja), 0 rad (negro),  $-0.5$  rad (azul), para diferentes no localidades a)  $m = 1$ , b) 2 y c) 4.

### 3.3 Curvas de Z-scan para un medio delgado que presenta más de una no linealidad.

En esta sección se muestran las curvas de z-scan en la configuración de con/sin abertura para un medio delgado no lineal que presenta dos contribuciones no locales, no lineales. Primero se presentan los resultados para cambios puramente refractivos en las dos contribuciones, aumentando gradualmente la absorción no lineal en cada una de ellas.

#### Caso Puramente refractivo

En este apartado se reproducen curvas numéricas de la ecuación (2.19) de un medio puramente refractivo, es decir,  $\Delta\Psi_{01} = \Delta\Psi_{02} = 0$  rad y además el medio presenta dos respuestas no locales de manera simultánea. La no localidad 1,  $m_1=2$  (medio local), se mantiene fija para todos los casos, la no localidad  $m_2$  es la que se varía y toma valores 1, 2, 4.

En la figura 3.9 se muestran curvas de z-scan con abertura para la primera no localidad,  $m_1=2$ ,  $\Delta\Phi_{01} = 0.4 \pi$ , variando los valores para la segunda no localidad,  $m_2=1, 2, 4$  con el cambio de fase de  $\Delta\Phi_{02} = \pm 0.8 \pi$  rad.

La amplitud pico-valle disminuye conforme aumenta el valor de la segunda no localidad. El pico se hace más grande en comparación con el valle de las curvas dependiendo del valor de la  $m$ .

Las curvas que se muestran en 3.9 para  $m_2=4$  son curvas semejantes a las presentadas en la ref. [50] donde mostraron curvas de z-scan a partir de unas formulas analíticas de la transmitancia normalizada de un haz Gaussiano en medios que exhiben dos tipos de no linealidades, estrictamente, a tercer y quinto orden de manera simultánea. A pesar de que el modelo presentado en la sección anterior no considera el orden en la respuesta se pudieron reproducir las curvas considerando solo la extensión espacial del perfil de fase no lineal de salida.

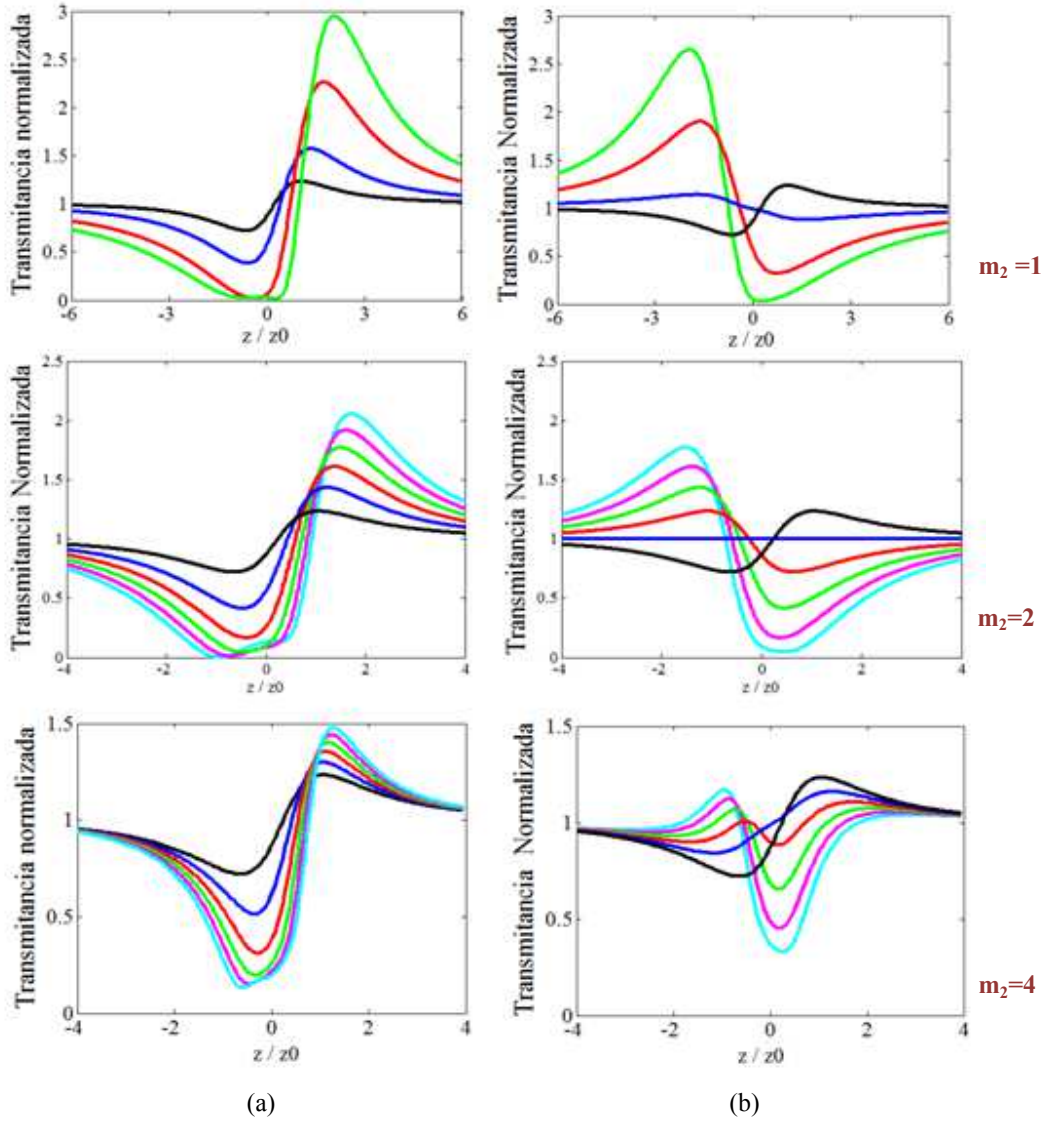


Figura 3.9 Curvas de z-scan con  $\Delta\Phi_{01} = 0.4 \pi$  rad, sin absorción no lineal,  $\Delta\Psi_{01} = \Delta\Psi_{02} = 0$ , para a)  $\Delta\Phi_{02}$  positivo y b)  $\Delta\Phi_{02}$  negativo con valores de: 0 (negro),  $0.4\pi$  rad (azul),  $0.8\pi$  rad (rojo),  $1.2 \pi$  rad (verde),  $1.6 \pi$  rad (magenta) y  $2 \pi$  rad (cian).

En la figura 3.10 se muestran las curvas para cuando el cambio de fase de la contribución 1 es negativo, lo demás parámetros se mantienen, como en el caso anterior.

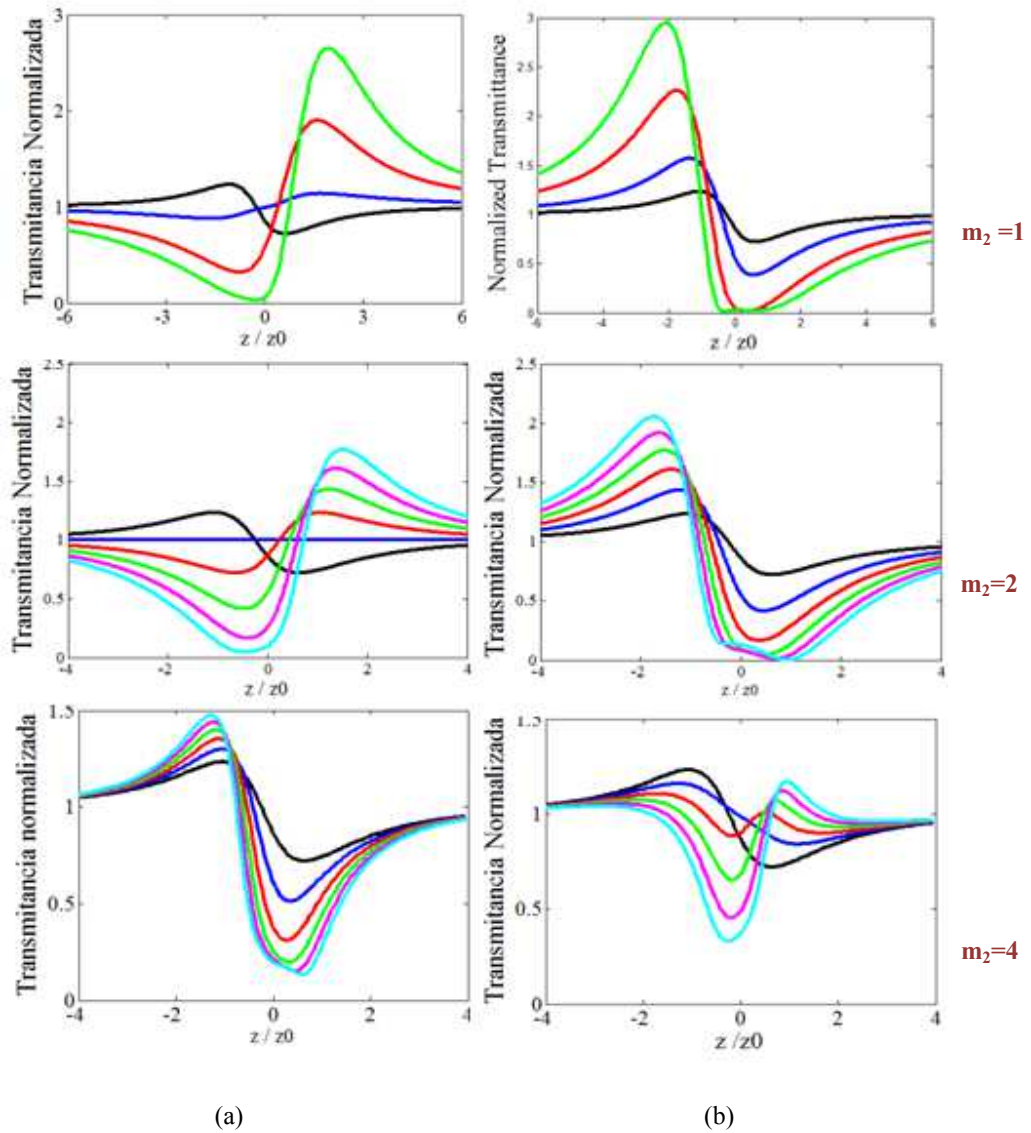


Figura 3.10 Curvas de z-scan con  $\Delta\Phi_{01} = -0.4\pi$ , sin absorción no lineal,  $\Delta\Psi_{01} = \Delta\Psi_{02} = 0$ , para a)  $\Delta\Phi_{02}$  positivo y b)  $\Delta\Phi_{02}$  negativo con valores de: 0 (negro),  $0.4\pi$  rad (azul),  $0.8\pi$  rad (rojo),  $1.2\pi$  rad (verde),  $1.6\pi$  rad (magenta) y  $2\pi$  rad (cian).

### Caso Refractivo-Absortivo, con $\Delta\Psi_{01}$ .

En esta sección se presentan las curvas de z-scan cuando se le agrega absorción no lineal solo a la primera contribución  $\Delta\Psi_{01}$ , el cambio de fase de la contribución 1 en un caso se considera positivo y en otro negativo,  $\Delta\Phi_{01} = \pm 0.4 \pi$  rad y  $\Delta\Psi_{02}$  de la segunda contribución se mantiene en 0 rad, ver fig. 3.11.

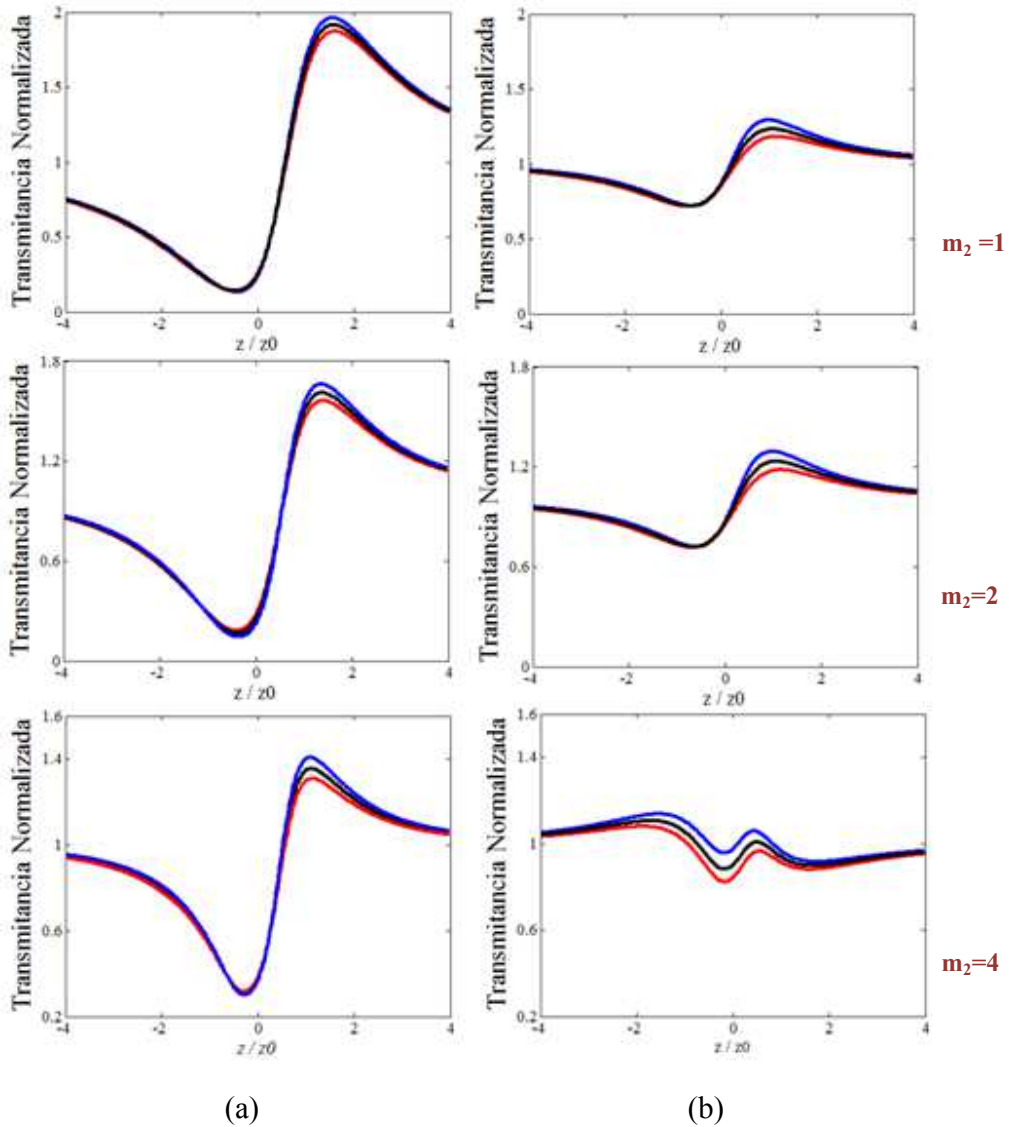


Figura 3.11 Curvas de z-scan con abertura para a)  $\Delta\Phi_{01} = 0.4\pi$  rad, b)  $\Delta\Phi_{01} = -0.4\pi$  rad con  $\Delta\Phi_{02} = 0.8\pi$  rad,  $\Delta\Psi_{02} = 0$  rad para  $\Delta\Psi_{01} = -0.18 \pi$  (azul) rad, 0 (negro), 0.18 rad (rojo).

En la figura 3.12 se muestra la curva característica para los valores de la primera contribución en la configuración de sin abertura, ya que esta es la que tiene variación en la absorción no lineal sin importar los valores de la segunda contribución, debido a que cuando se obtienen curvas de absorción no lineal la parte refractiva no afecta la curva de absorción no lineal.

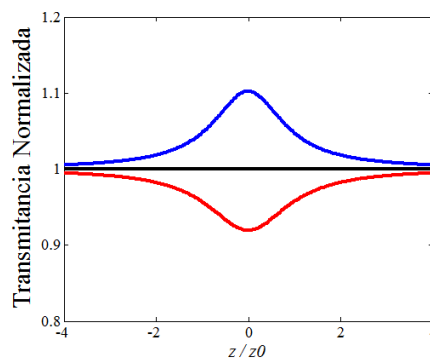


Figura 3.12 Curva de z-scan en la configuración de sin abertura para la primera contribución con valores de:  $\Delta\Psi_{01} = -0.18$  rad (azul), 0 (negro) y 0.18 rad (rojo) con  $m_1=2$ .

Cuando la parte refractiva de ambas contribuciones tienen el mismo signo se tienen curvas típicas de z-scan, y la absorción no lineal afecta su amplitud cuando es positiva la amplitud de la curva disminuye y cuando la absorción no lineal es negativa la amplitud aumenta. Cuando la parte refractiva de las contribuciones no lineales tiene diferentes signos las curvas son completamente atípicas mostrando, para el caso de absorción no lineal negativa, valle por encima de la unidad de normalización. Para la curva de z-scan sin abertura se obtiene un pico para cuando la absorción no lineal es negativa y un valle para cuando la absorción no lineal es positiva, fig. 3.12.

### Caso refractivo-absortivo, con $\Delta\Psi_{02}$ .

En este apartado se varía el valor de la segunda absorción no lineal,  $\Delta\Psi_{02}$ , que corresponde a la contribución 2 manteniendo fija la absorción no lineal de la contribución 1 en 0 rad, solo hay efecto refractivo que para un caso es positivo y para otro es negativo. En la figura 3.13 se presentan curvas de z-scan para  $m_2=1$  y  $m_2=4$  para el caso cuando ambas contribuciones de m son iguales se presentan en la grafica de 3.1 en la tercera fila.

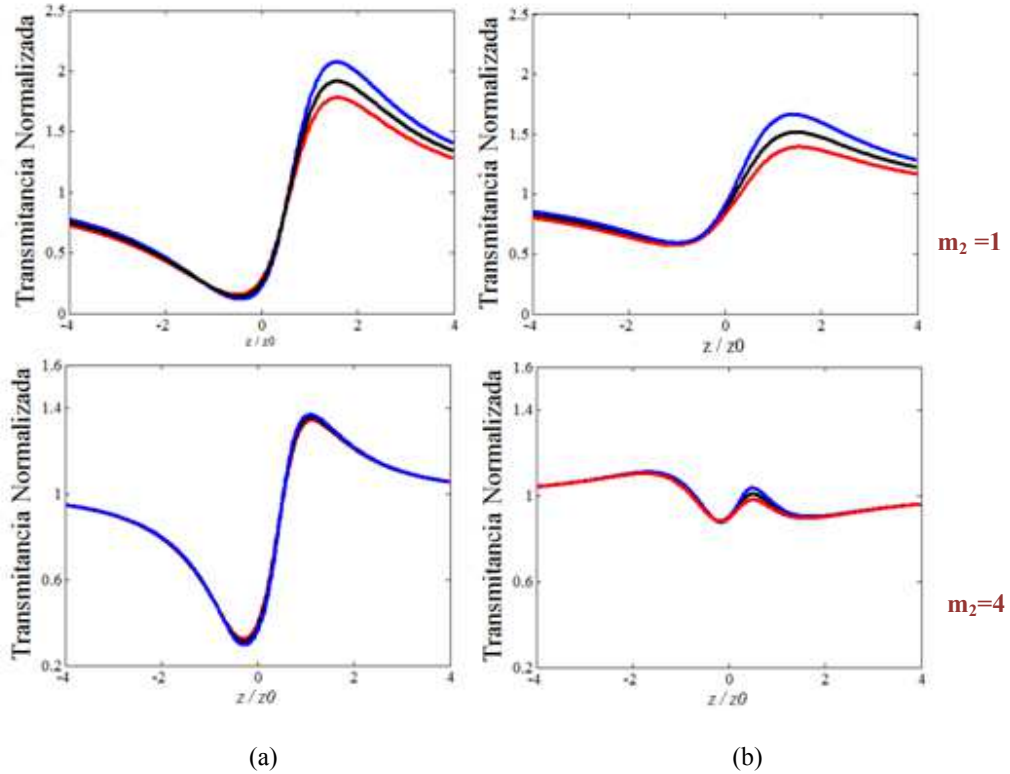


Figura 3.13 Curvas de z-scan con abertura para a)  $\Delta\Phi_{01} = 0.4\pi$  rad, b)  $\Delta\Phi_{01} = -0.4\pi$  rad con  $\Delta\Psi_{01} = 0$  cada inciso en combinación con  $\Delta\Phi_{02} = 0.8\pi$  rad variando  $\Delta\Psi_{02}$ :  $-0.18$  rad (azul),  $0$  (negro) y  $0.18$  rad (rojo).

La absorción no lineal tiene mayor influencia en las curvas donde la no localidad es de  $m_2=1$  que en  $m_2=4$ .

En la figura 3.14 se muestran las curvas de sin abertura para diferente valor en la segunda contribución, la primer contribución se mantiene sin absorción no lineal.

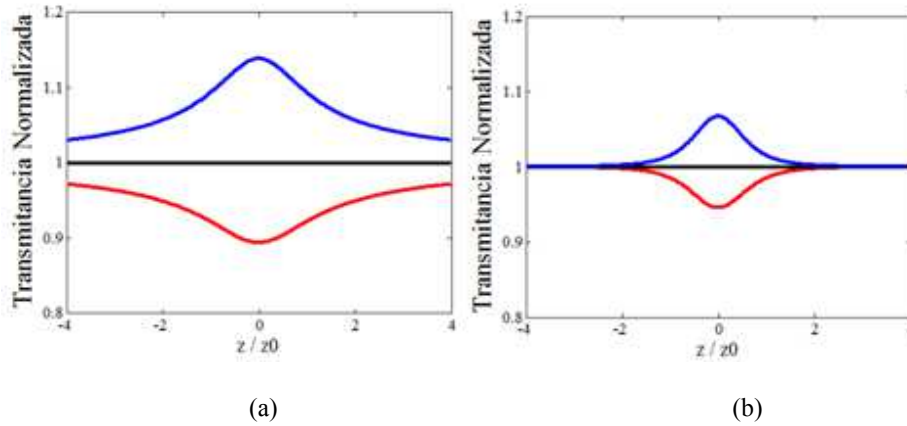


Figura 3.14 Curvas de z-scan sin abertura considerando que la contribución 1 tiene valores de  $m_1 = 2$ ,  $\Delta\Phi_{01} = \pm 0.4\pi$  rad,  $\Delta\Psi_{01} = 0$  rad, variando  $\Delta\Psi_{02} = -0.18$  (azul) rad, 0 (negro) rad y 0.18 (rojo) rad para a)  $m_2 = 1$  y b)  $m_2 = 4$ .

### Caso Refractivo-Absortivo considerando dos contribuciones con $\Delta\Psi_{01}, \Delta\Psi_{02}$ .

En esta sección nos enfocaremos en las curvas de sin abertura debido a que los parámetros que se varían son las absorciones no lineales. En las curvas sobre eje solo observamos modificación en las amplitudes P-V, como en los casos anteriores, cuando se presenta absorción negativa la amplitud es mayor que cuando la absorción no lineal es positiva.

En la figura 3.15 se observan curvas de z-scan donde la parte absorptiva de la primera contribución tiene un valor de  $\Delta\Psi_{01} = 0.2$  rad, esta se mantiene fija variando la absorción de la segunda contribución junto con el valor de la no localidad 2.

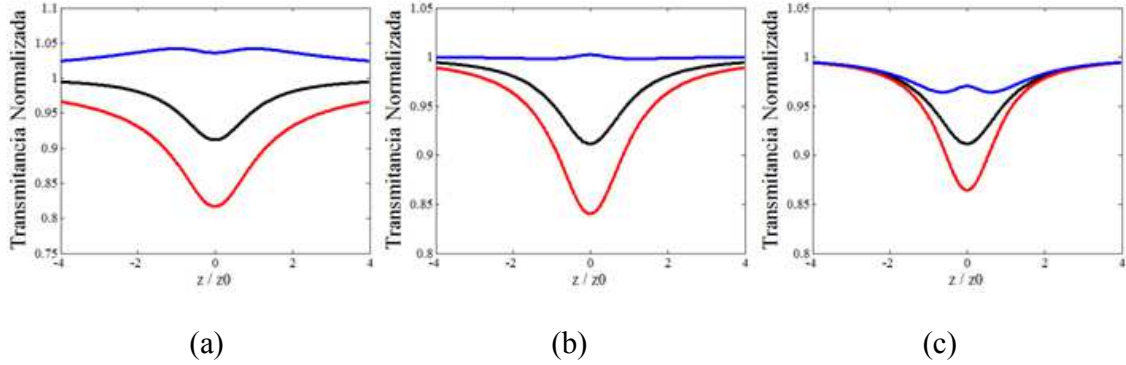


Figura 3.15 Curvas de z-scan sin abertura para valores de la contribución 1 de  $m_1 = 2$ ,  $\Delta\Phi_1 = 0.4 \pi$  rad,  $\Delta\Psi_{01} = 0.2$  rad,  $\Delta\Phi_{02} = 0.8 \pi$  rad variando  $\Delta\Psi_{02} = -0.18$  rad (azul), 0 rad (negro) y 0.18 rad (rojo) para diferente  $m_2$ : a) 1, b) 2 y c) 4.

En la figura 3.16 se observan curvas de z-scan donde la parte absorbiva de la primera contribución tiene un valor de  $\Delta\Psi_{01} = -0.2$  rad, esta se mantiene fija variando la absorción de la segunda contribución junto con el valor de la no localidad 2.

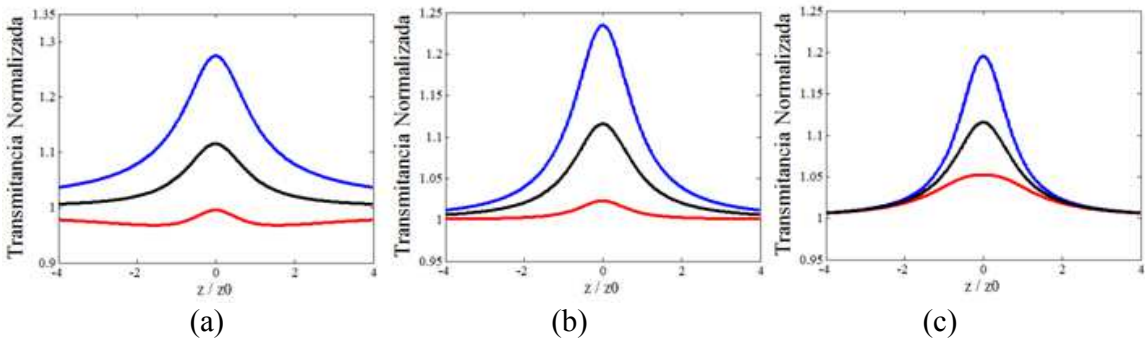


Figura 3.16 Curvas de z-scan sin abertura para valores de la contribución 1 de  $m_1 = 2$ ,  $\Delta\Phi_1 = 0.4 \pi$  rad,  $\Delta\Psi_{01} = -0.2$  rad,  $\Delta\Phi_{02} = 0.8 \pi$  rad variando  $\Delta\Psi_{02} = -0.18$  rad (azul), 0 rad (negro) y 0.18 rad (rojo) para diferente  $m_2$ : a) 1, b) 2 y c) 4.

En la parte absorbiva están involucradas las dos contribuciones, es decir, cuando ambas absorciones tienen el mismo signo se mantiene el valle (fig 3.15) o pico (fig 3.16). Sin embargo, cuando tienen diferente signo, hay una competencia entre las dos contribuciones y dependiendo del valor de la no localidad predominara la que sea más fuerte.

Los cambios más visibles ocurren cuando los signos en la parte refractiva son diferentes, al igual que en la parte de la absorción.

### 3.4 Patrones de intensidad a campo lejano de un medio delgado refractivo y absorbivo considerando dos no linealidades.

En este apartado se muestran los patrones de difracción a campo lejano considerando dos no linealidades, manteniendo fijas las dos no localidades, los dos cambios de fase, la absorción de la primera contribución variando solo la absorción no lineal en la segunda contribución para diferentes posiciones de la muestra sobre el eje z.

En la figura 3.17 la no localidad en la contribución 1 es  $m_1 = 2$  y en la segunda es  $m_2 = 1$ .

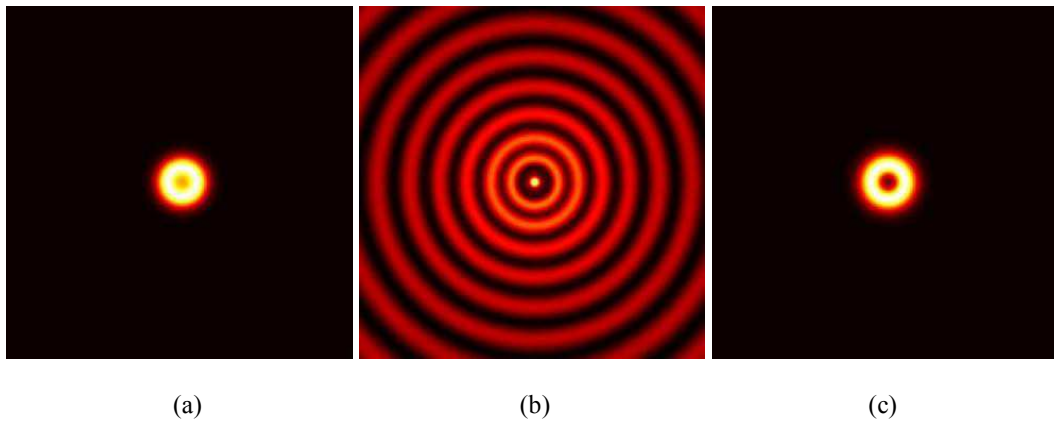


Figura 3.17 a) Sección transversal de intensidad a campo lejano obtenidos para una muestra delgada que presenta dos no linealidades colocada en  $z = -z_0$  con  $\Delta\Phi_{01} = 2\pi$  rad,  $\Delta\Psi_{01} = 0.2$  rad,  $\Delta\Phi_{02} = 0.2\pi$  rad variando  $\Delta\Psi_{02}$ : a)  $-0.18$  rad, b) 0 y c)  $0.18$  rad.

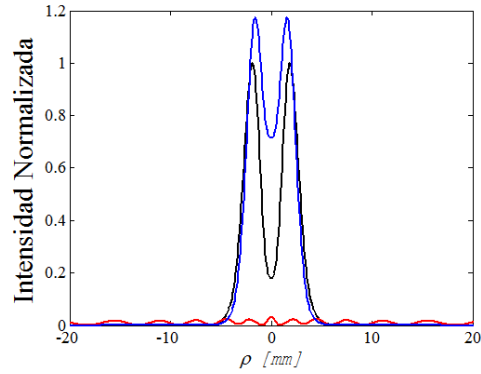


Figura 3.18 Perfiles de intensidad a campo lejano obtenidos de una muestra delgada que presenta dos no linealidades colocada en  $z = z_0$  con  $\Delta\Phi_{01} = 2\pi$  rad,  $\Delta\Psi_{01} = 0.2$  rad,  $\Delta\Phi_{02} = 0.2\pi$  rad variando  $\Delta\Psi_{02} = -0.18$  rad (azul), 0 (rojo) y  $0.18$  rad (negro).

En la figura 3.19 y 3.20 se muestran las distribuciones y los perfiles de intensidad cuando la muestra se coloca en la cintura.

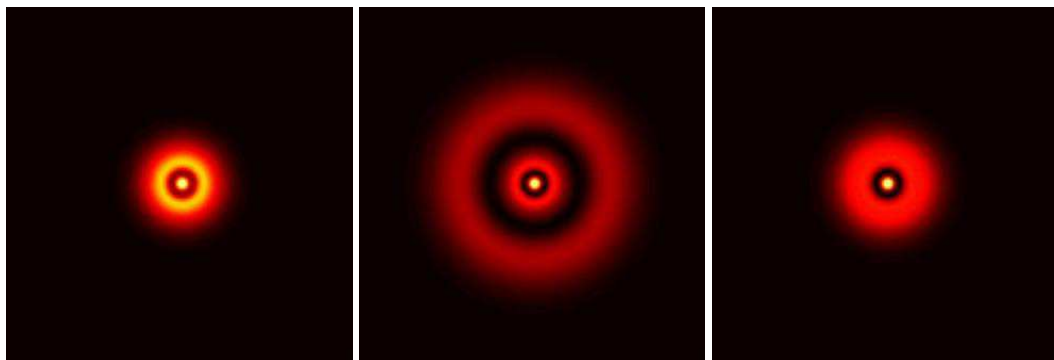


Figura 3.19 Sección transversal de intensidad a campo lejano obtenidos para una muestra delgada que presenta dos no linealidades colocada en  $z = 0$  con  $\Delta\Phi_{01} = 2\pi$  rad,  $\Delta\Psi_{01} = 0.2$  rad,  $\Delta\Phi_{02} = 0.2\pi$  rad variando  $\Delta\Psi_{02}$ : a)  $-0.18$  rad, b) 0 y c)  $0.18$  rad.

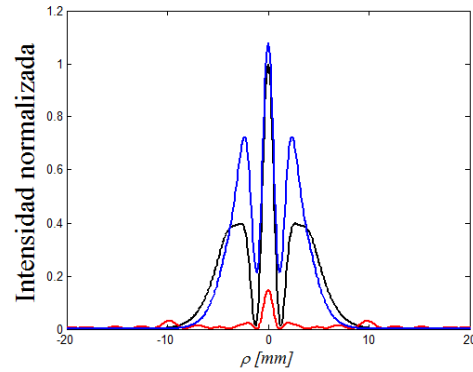


Figura 3.20 Perfiles de intensidad a campo lejano obtenidos para una muestra delgada que presenta dos no linealidades colocada en  $z = 0$  con  $\Delta\Phi_{01} = 2\pi$  rad,  $\Delta\Psi_{01} = 0.2$  rad,  $\Delta\Phi_{02} = 0.2\pi$  rad variando  $\Delta\Psi_{02} = -0.18$  rad (azul), 0 (rojo) y 0.18 rad (negro).

En la figura 3.21 y 3.22 se muestran las distribuciones y los perfiles de intensidad cuando la muestra se coloca después de la cintura,  $z = z_0$ .

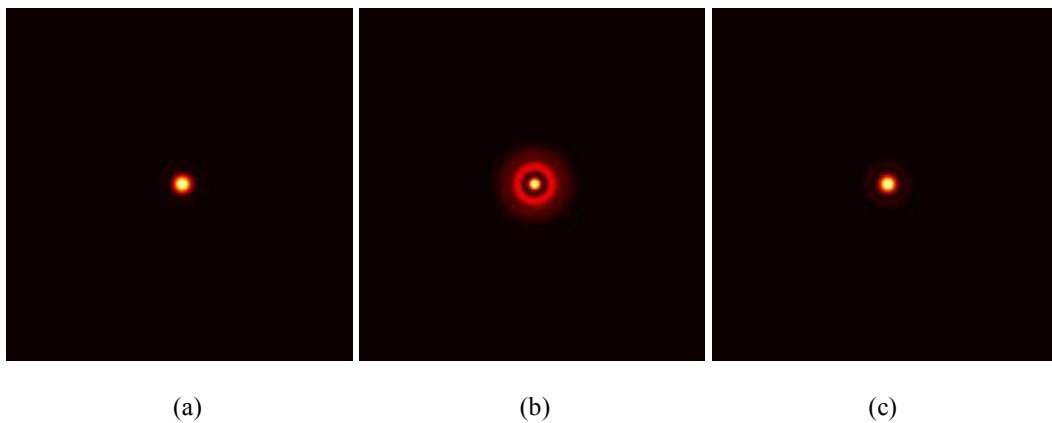


Figura 3.21 Sección transversal de intensidad a campo lejano obtenidos para una muestra delgada que presenta dos no linealidades colocada en  $z = z_0$  con  $\Delta\Phi_{01} = 2\pi$  rad,  $\Delta\Psi_{01} = 0.2$  rad,  $\Delta\Phi_{02} = 0.2\pi$  rad variando  $\Delta\Psi_{02}$ : a)  $-0.18$  rad, b) 0 y c) 0.18 rad.

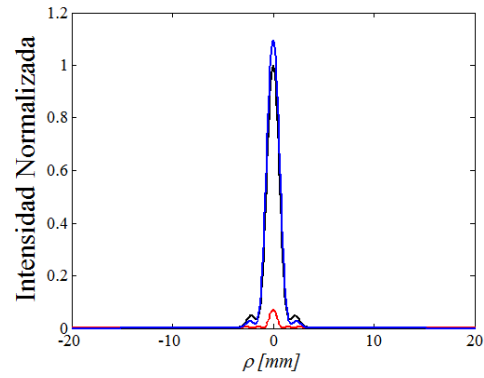


Figura 3.22 Perfiles de intensidad a campo lejano obtenidos para una muestra delgada que presenta dos no linealidades colocada en  $z = z_0$  con  $\Delta\Phi_{01} = 2\pi$  rad,  $\Delta\Psi_{01} = 0.2$  rad,  $\Delta\Phi_{02} = 0.2\pi$  rad variando  $\Delta\Psi_{02}$   $-0.18$  rad (azul), 0 (rojo) y  $0.18$  rad (negro).

Los patrones de difracción dependen de la posición en la que se encuentra la muestra y también depende de los valores del cambio de fase refractivo.

## CAPÍTULO 4. Resultados experimentales

En este apartado se describen los arreglos experimentales utilizados de z-scan para determinar experimentalmente el cambio de índice de refracción no lineal y el coeficiente de absorción no lineal de una muestra de silicio amorfo hidrogenado.

### 4.1 Arreglo experimental

En la figura 4.1 se muestra el arreglo experimental montado en el laboratorio, el cual es el arreglo característico de la técnica de Z-scan, en el que se empleó como fuente de luz un láser de He:Ne linealmente polarizado operando a una longitud de onda de 633 nm en modo (TEM<sub>0,0</sub>), con potencia máxima de 24 mW de la marca JDS Uniphase modelo 1135P. Se utilizó una placa retardadora Thorlabs de  $\lambda/2$  modelo AHWPOSM-630, un polarizador dicróico de la marca comercial Thorlabs, modelo TECHSPEC. Se colocó una lente de 3.5 cm de distancia focal para obtener una  $\omega'_0 = 19\mu\text{m}$  ubicada en 3.55 cm después de la lente. Con este valor de radio y dependiendo de la potencia de entrada se puede calcular la intensidad en las celdas. Las muestras se fijaron en una base que se mueve con un servo motor en dirección Z, sobre una distancia de 50 mm. La luz transmitida se mide con un detector PM100 con un área efectiva de 1 cm a campo lejano sobre eje pasando por una abertura de 2 mm de radio para el caso refractivo. Para la determinación del valor del coeficiente de absorción no lineal se quita la abertura para detectar toda la luz transmitida.

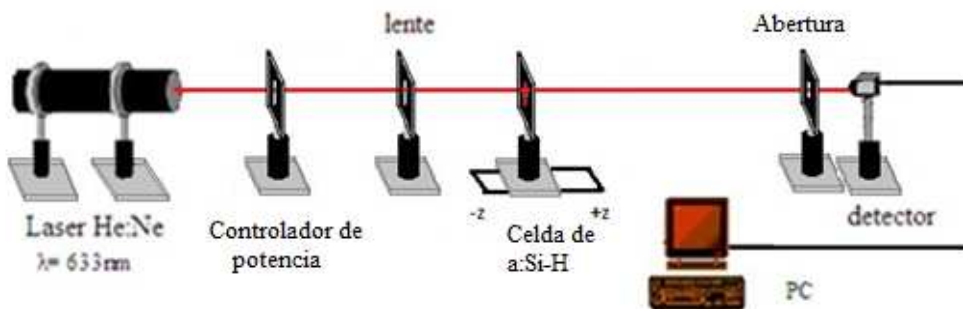


Figura 4.0.1 Arreglo experimental de la técnica de barrido en Z.

## 4.2 Silicio amorfo hidrogenado

El silicio amorfo hidrogenado es un material ampliamente usado, especialmente en celdas solares, y sus propiedades eléctricas y ópticas son ya conocidas [93, 94]. Además la alta densidad de estados da como resultado un material altamente absorbente que combinado con su corta longitud de difusión ambipolar [95],  $\sim 100\text{nm}$  permite tener un material fotoconductor. Recientemente en [96] se presentó un dispositivo para grabado hologramas dinámicos de alta resolución ( $0.8\text{-}2\ \mu\text{m}$ ) empleando el silicio amorfo hidrogenado.

La muestra que utilizamos tiene un espesor de  $10\ \mu\text{m}$ , esta va a ser iluminada con una fuente de Helio-Neón a  $633\ \text{nm}$ .

## 4.3 Curvas de silicio amorfo hidrogenado

Utilizando el arreglo experimental mostrado en la figura 4.1 se hicieron barridos en  $z$  en la configuración con y sin apertura para la muestra de silicio amorfo hidrogenado, dando como resultado las curvas que se presentan. Se observa que conforme se aumenta la potencia el pico se suprime y va aumentando el valle. Para comparar los resultados se hicieron ajustes considerando el modelo de material delgado con una sola no localidad. En la figura 4.2 se muestran los resultados experimentales y numéricos.

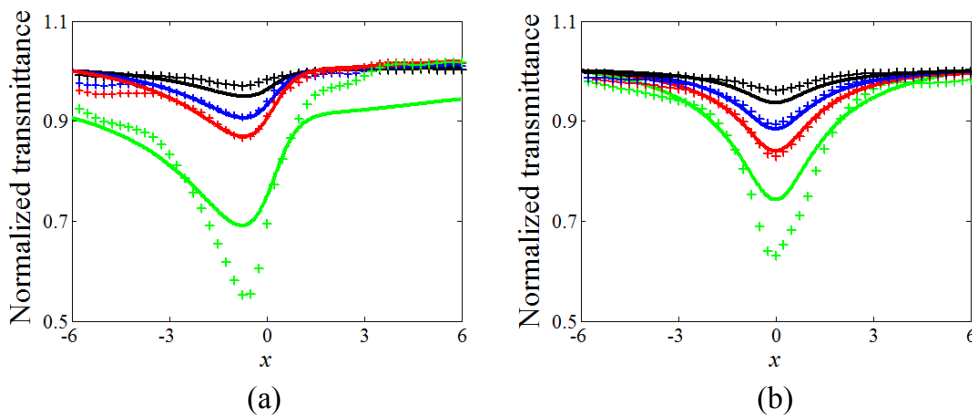


Figura 4.0.2 Curvas de z-scan a) con-abertura, b) sin apertura para resultados experimentales (+) donde las líneas continuas son el mejor ajuste obtenido con una sola no localidad de  $m_I = 1.2$ ,  $\Delta\Phi_{01} = (0.044) P_0$  y  $\Delta\Psi_{01} = (0.063) P_0$  para potencias ( $P_0$ ) de: 2 mW (negro), 4mW (azul), 8mW (rojo) y 12 mW (verde).  $x = z/z_0$ .

Como se observa las líneas continuas no llegaron a tener la misma forma que la experimental, la diferencia notable la tenemos en la curva de 12 mW (verde). Es claro que al considerar una sola contribución no fue posible reproducir los resultados.

A continuación se añadió una segunda contribución en la respuesta de  $m_2= 1.6$ . Esta no localidad participa solo con absorción no lineal para las primeras tres potencias  $\Delta\Psi_{02} = -0.06$  rad,  $-0.04$  rad y  $0.04$  rad respectivamente. Para la de 12 mW fue necesario incluir la refracción no lineal de  $\Delta\Phi_{02}=0.7$  además de absorción no lineal de  $\Delta\Psi_{02}=0.2$  rad. En la figura 4.3 se muestran las curvas calculadas numéricamente junto con las experimentales. .

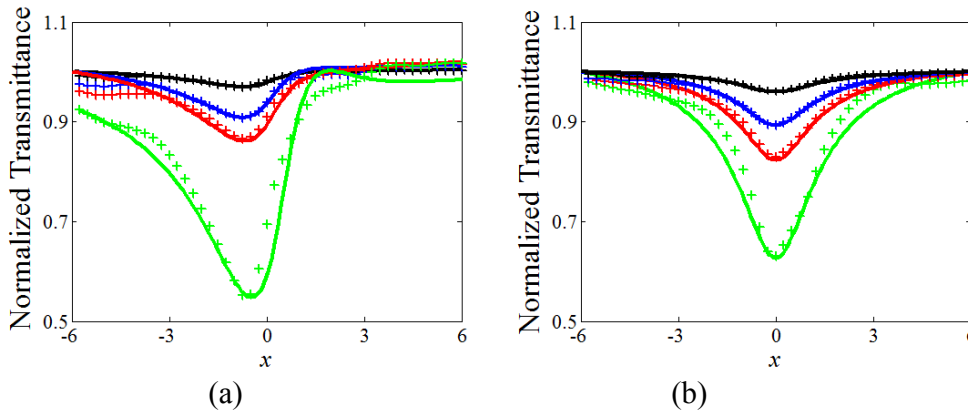


Figura 4.0.3 Curvas de Z-scan a) con-abertura, b) sin abertura: para resultados experimentales (+) donde las líneas continuas son el mejor ajuste obtenido con dos no localidades  $m_1= 1.2$ ,  $m_2= 1.6$ , para  $\Delta\Phi_{01} = (0.044) P_0$ ,  $\Delta\Psi_{01} = (0.063) P_0$  y  $\Delta\Phi_{02} = 0.0 P_0$ ,  $\Delta\Psi_{02} = - 0.06$  rad (negro),  $\Delta\Psi_{02} = - 0.04$  rad (azul),  $\Delta\Psi_{02} = 0.04$  (rojo) y finalmente  $\Delta\Phi_{02} = 0.7$  rad,  $\Delta\Psi_{02} = 0.2$  rad (verde),  $P_0$  para potencias ( $P_0$ ) de: 2 mW (negro), 4mW (azul), 8mW (rojo) y 12 mW (verde).  $x = z/ z_0$ .

Los valles de las curvas numéricas tienen una buena reproducción con las curvas experimentales al considerar la segunda contribución.

#### 4.4 Curvas de una muestra de Rutenio-cristal líquido

Otro material que se utilizó para corroborar el modelo fue un dispositivo diseñado con un cristal líquido sin colorante de  $20 \mu\text{m}$  de espesor. La muestra de cristal líquido se encuentra entre dos capas de vidrio, en una de las capas se le deposita una película de alcohol polivinílico (PVA) junto con una película de Rutenio y por medio de un recubrimiento

giratorio se le realizó un rallado unidireccional con un paño suave, esto se hizo con la finalidad de controlar la dirección de las moléculas de cristal líquido nemático 5CB, posteriormente se colocó otra capa de PVA con el rallado en la misma dirección que la capa anterior y finalmente se colocó una capa de vidrio a una distancia de 20  $\mu\text{m}$  de separación. En la figura 4.4 vemos una curva de z-scan obtenida del cristal líquido sin colorante de 20  $\mu\text{m}$  de espesor, se observa que la intensidad con se ilumina el material es baja y esta no genera algún cambio no lineal.

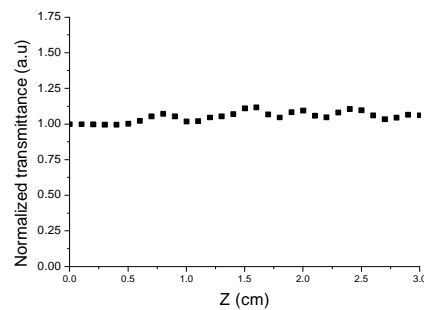


Figura4.0.4 Curva de z-scan para una muestra de cristal líquido puro de 20  $\mu\text{m}$  de espesor iluminada con un haz de helio-neón a 633 nm con una intensidad de 580  $\text{mW}/\text{cm}^2$ .

En la figura 4.5 se muestran curvas de Z-scan para la muestra de cristal líquido-rutenio considerando una sola contribución con los valores de  $\Delta\Phi_{01} = P_0 (-0.32 \pi \text{ rad})$  y  $\Delta\Psi_{01} = P_0 (0.025 \text{ rad})$  donde  $P_0$  es la potencia de entrada. Se observa que las curvas numéricas no se ajustan con las experimentales.

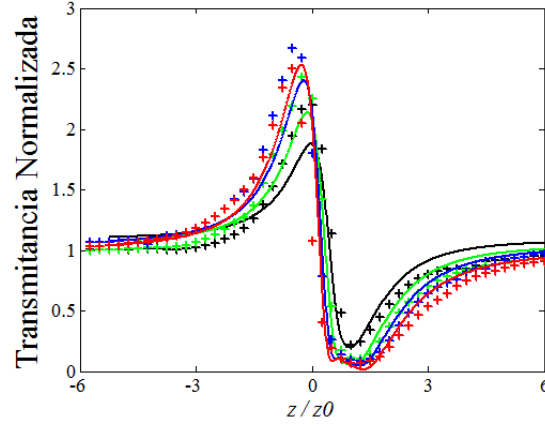


Figura 4.0.5 Curvas de z-scan para dispositivo cristal líquido-rutenio considerando una sola contribución con  $m_1=1.6$  para diferentes  $P_0$  de: 4 mW (negra), 6mW (azul), 8mW (rojo) y 10mW (rojo).

En la figura 4.6 se observan las curvas que se obtuvieron con el modelo propuesto en el capítulo 2 considerando dos no linealidades. Debido a la orientación de las moléculas del cristal líquido se obtienen dos índices de refracción no lineal negativo (fig. 4.6) cuando el plano de polarización es paralelo al vector director de la muestra del cristal líquido. Además de los valores de la primer contribución se adiciona la segunda contribución con los siguientes valores  $m_2=0.6$ ,  $\Delta\Phi_{02} = -0.3 \pi$  rad,  $\Delta\Psi_{02} = 0.03$  rad para 4mW,  $\Delta\Phi_{02} = -0.45 \pi$  rad,  $\Delta\Psi_{02} = 0.03$  rad para 6mW,  $\Delta\Phi_{02} = -0.45 \pi$  rad,  $\Delta\Psi_{02} = 0.05$  rad para 8mW y  $\Delta\Phi_{02} = -0.45 \pi$  rad,  $\Delta\Psi_{02} = 0.2$  rad para 10mW.

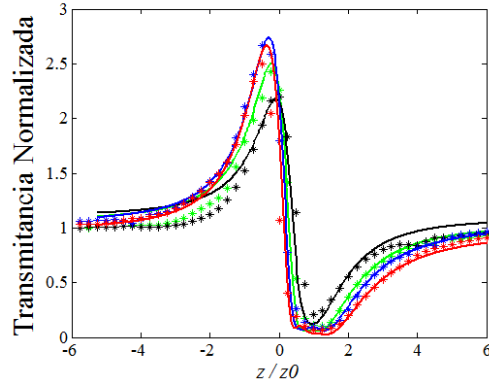


Figura 4.0.6 Curvas de z-scan del dispositivo cristal líquido-rutenio para cuando el plano de polarización es paralelo al vector director del cristal líquido considerando dos contribuciones con  $m_1=1.6$  y  $m_2=0.6$  para diferentes  $P_0$  de: 4 mW (negra), 6mW (azul), 8mW (rojo) y 10mW (rojo).

Cambio de índice no lineal positivo (fig. 4.7) cuando el plano de polarización es perpendicular, para las primeras dos potencias el ajuste se realizó con una sola contribución y el valor de la no localidad es de  $m_1=1.6$ ,  $\Delta\Phi_{01} = (0.04 \pi \text{ rad}) P_0$ ,  $\Delta\Psi_{01} = (0.055 \text{ rad}) P_0$ , a partir de la de 8mW se le adiciona la segunda contribución de:  $m_2=0.6$ ,  $\Delta\Phi_{02} = 0.08 \pi \text{ rad}$ ,  $\Delta\Psi_{02}=0.05 \text{ rad}$  y 10 mW  $\Delta\Phi_{02} = 0.14 \pi \text{ rad}$ ,  $\Delta\Psi_{02}=0.05$

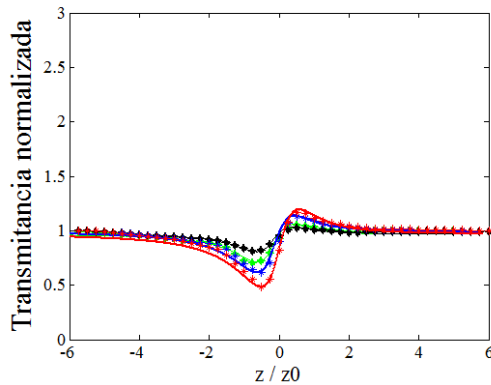


Figura 4.7 Curvas de z-scan del dispositivo cristal líquido-rutenio para cuando el plano de polarización es perpendicular al vector director del cristal líquido considerando dos contribuciones con  $m_1=1.6$  y  $m_2=0.6$  para diferentes  $P_0$  de: 4 mW (negra), 6mW (azul), 8mW (rojo) y 10mW (rojo).

En la figura 4.8 se presentan curvas de z-scan para diferente orientación del plano de polarización, con los siguientes valores:  $\Delta\Phi_{01} = -1.5 \pi \text{ rad}$ ,  $\Delta\Phi_{02} = -0.3 \pi \text{ rad}$ , para  $0^\circ$ ,

$\Delta\Phi_{01} = -0.13 \pi$  rad,  $\Delta\Phi_{02} = -0.09 \pi$  rad, para  $45^\circ$ ,  $\Delta\Phi_{01} = 0.07 \pi$  rad,  $\Delta\Phi_{02} = 0.05 \pi$  rad para  $60^\circ$ ,  $\Delta\Phi_{01} = 0.13 \pi$  rad,  $\Delta\Phi_{02} = 0.1 \pi$  rad, manteniendo los mismo valores en los cambios de absorción no lineal,  $\Delta\Psi_{01} = 0.15$  rad y  $\Delta\Psi_{02} = -0.05$  rad.

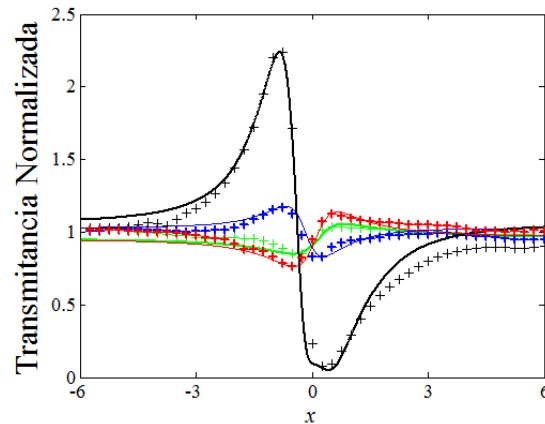


Figura 4.8 Curvas de z-scan para dispositivo cristal líquido-rutenio considerando dos contribuciones con  $m_1=1.6$  y  $m_2=0.6$  para diferentes planos de polarización para una potencia de 6mW para diferentes planos de polarización:  $0^\circ$  (negro),  $45^\circ$  (azul),  $60^\circ$  (rojo) y  $90^\circ$  (verde).

Se presentó el ajuste de las curvas numéricas con las experimentales obtenidas por el modelo descrito anteriormente, en el que se utilizaron dos respuestas no lineales con diferentes contribuciones, en algunos casos a pesar de que los cambios de fase son pequeños, estos hicieron un gran cambio en la curva de z-scan al considerarlos al mismo tiempo.

## **CONCLUSIONES**

En este apartado se presentan las conclusiones a las que se llegaron después de la realización de este trabajo.

- Con el modelo no local no lineal para medio delgado incluyendo absorción no lineal y refracción no lineal de manera simultánea, se presentaron por primera ocasión resultados numéricos, donde se analizaron patrones de intensidad a campo lejano característicos del fenómeno de auto-modulación espacial de fase, considerando en gran medida el cambio en la absorción no lineal.
- Las distribuciones de intensidad a campo lejano fueron calculadas numéricamente para diferentes posiciones de la muestra respecto de la cintura del haz Gaussiano, usando diferentes cambios de fase no lineales y diferentes coeficientes de absorción no lineal presentes de manera simultánea, así como diferentes valores del parámetro de no localidad.
- Se mostró que una no localidad fuerte ( $m < 2$ ) afecta más la extensión del ancho del perfil de la distribución de intensidad del haz que una no localidad débil ( $m > 2$ ).
- El número de anillos en los patrones de difracción a campo lejano no solo está relacionado con el cambio de fase, este número depende de otros factores como: la posición de la muestra respecto a la cintura, el valor de la no localidad y de la absorción no lineal que el medio presenta.
- Se presentó una expresión para el campo de salida de un medio delgado, iluminado por un haz Gaussiano, el cuál exhibe más de una respuesta no local. En la expresión se considera que las contribuciones no locales son independientes.
- La distribución de intensidad a campo lejano se calculó de manera numérica mediante el uso de la transformada de Fourier para calcular el campo de salida y se obtuvieron curvas de z-scan en las configuraciones de sin/con abertura para un medio delgado con dos no localidades simultáneamente que tienen tanto refracción como absorción no lineal.

- Los resultados demostraron que la forma de la curva depende principalmente de la magnitud de la no localidad y del signo del cambio de fase no lineal involucrados en la respuesta no lineal.
- Cambios típicos en la curva de z-scan comparados con el de una no localidad, se obtuvieron cuando ambas contribuciones no locales presentan el mismo signo, sin embargo, cambios muy notables se obtuvieron cuando ambos cambios de fase presenta signos opuestos.
- Con este modelo se puede separar la parte refractiva de la absorptiva y obtener ambas curvas por separado. La fase no lineal no está limitada.
- Con este modelo se ajustaron resultados experimentales de la película de silicio amorfo hidrogenado. Los resultados definitivamente no se ajustaron con el modelo de una sola no linealidad y por tal motivo se recurrió al modelo de dos no linealidades.
- La respuesta no lineal del silicio amorfo hidrogenado es una combinación de cambios de fase no lineales positivos. La absorción no lineal es el efecto predominante en este material y en ambos casos es positivo. Los valores de las dos no localidades son menores de 2.

## REFERENCIAS

- [1] Eugene Hecht, “Óptica,” Pearson Addison Wesley, tercer edición (2000).
- [2] B. E. A. Saleh, M. C. Teich, “Fundamentals of photonics,” W. J. Goodman, (2001).
- [3] R. K. Wangsness, “Campos electromagnéticos,” Limusa Noriega Editores, (2001)
- [4] R. W. Boyd, “Nonlinear optics,” Third edition, (2007).
- [5] T. H. Maiman, “Stimulated optical radiation in ruby,” *Nature* **187**, 493-494 (1960).
- [6] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing and P. S. Pershan, “Interactions between Light and waves in a nonlinear dielectric,” **127**, 1918 (1962).
- [7] N. Bloembergen and P. S. Pershan, “Light waves at the boundary of nonlinear media,” *Phys. Rev.* **128**, 606 (1962).
- [8] N. Bloembergen, “Wave propagation in nonlinear electromagnetic media,” *Proc. IEEE*, **51**, 124 (1963).
- [9] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters and G. Weinreich, *Phys. Rev. Lett.* **6**, 118 (1961).
- [10] P. D. Maker, R. W. Terhune, M. Nisenhoff, and C. M. Savage, “Effects of dispersion and focusing on the production of optical harmonics,” *Phys. Rev. Lett.* **8**, 21 (1962).
- [11] J. A. Giordmaine, “Mixing of light beams in crystals,” *Phys. Rev. Lett.* **8**, 19 (1962).
- [12] W. Kaiser and G. B. C. Garrett, “Two-photon excitation in  $\text{CaF}_2: \text{Eu}^{2+}$ ,” *Phys. Rev. Lett.*, **7**, 229 (1961).
- [13] M. Bass, P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters and G. Weinreich, “Optical Mixing,” *Phys. Rev. Lett.* **8**, 18 (1962).
- [14] N. Bloembergen and Y. R. Shen, “Quantum-theoretical comparison of nonlinear susceptibilities in parametric media, lasers and Raman lasers,” *Phys. Rev.* **133**, A 37(1964).
- [15] M. Goepfert-Mayer, *Ann der Phys* **9**, 273 (1931).
- [16] W. J. Woodbury and W. K. Ng, “Ruby laser operation in near IR,” *Proc. IRE*, **50**, 2367 (1962).
- [17] G. Eckardt, R. W. Hellwarth, F. J. McClung, S. E. Schwartz, and D. Weiner, “Stimulated Raman scattering from organic liquids,” *Phys. Rev. Lett.* **9**, 445 (1962).
- [18] P. D. Maker, R. W. Terhune and C. M. Savage, “Intensity dependent changes in the refractive index of liquids,” *Phys. Rev. Lett.* **12**, 507-509 (1964).
- [19] R. W. Hellwarth, “Third-order optical susceptibilities of liquids and solids,” *Prog. Quant. Electr.* **5**, 1-68 (1977).
- [20] S. R. Friberg and P.W. Smith, “Nonlinear optical glasses for ultrafast optical switches,” *IEEE J. Quantum Electron*, **QE-23**, 2089 (1987).
- [21] M. Sheik-Bahae, A. A. Said, T. H. Wei, D. J. Hagan and E. W. Van Stryland, “Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam,” *IEEE. J. Quant. Electron.* **26**(4), 760-769 (1990).
- [22] Ca 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).
- [23] 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).
- [24] S. D. Durbin, S. M. Arakelian, and Y. R. Shen, “Laser-induced diffraction rings from a nematic-liquid-crystal film,” *Opt. Lett.* **6**(9), 411–413 (1981).

- [25] E. Santamato, and Y. R. Shen, "Field-curvature effect on the diffraction ring pattern of a laser beam dressed by spatial self-phase modulation in a nematic film," *Opt. Lett.* **9**(12), 564–566 (1984).
- [26] R. G. Harrison, L. Dambly, D. Yu, and W. Lu, "A new self-diffraction pattern formation in defocusing liquid media," *Opt. Commun.* **139**(1-3), 69–72 (1997).
- [27] A. Shevchenko, S. C. Buchter, N. V. Tabiryman, M. Kaivola, "Creation of a hollow laser beam using self-phase modulation in a nematic liquid crystal," *Opt. Commun.* **232**, 77-82 (2004).
- [28] D. Yu, W. Lu, R. G. Harrison, and N. N. Rosanov, "Analysis of dark spot formation in absorbing liquid media," *J. Mod. Opt.* **45**, 2597–2606 (1998).
- [29] S. Brugioni, and R. Meucci, "Self-phase modulation in a nematic liquid crystal film induced by a low-power CO<sub>2</sub> laser," *Opt. Commun.* **206**(4-6), 445–451 (2002).
- [30] 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).
- [31] F. Simoni, "Nonlinear optical properties of liquid crystal and polymer dispersed liquids crystals," *Series on liquid crystal 2*, World Scientific (1997)
- [32] W. E. Williams, M. J. Soileau, and E. W. Van Stryland, "Optical switching and  $n_2$  measurements in CS<sub>2</sub>," *Opt. Commun.* **50**, 256-260 (1984).
- [33] 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).
- [34] W. Zhao, P. Palffy-Muhoray, "Z-scan technique using top-hat beams," *Appl. Phys. Lett.* **63**(12), 1613 (1993).
- [35] R. E. Bridges, G. L. Fisher, R. W. Boyd, "Z-scan measurement technique for non-Gaussian beams and arbitrary sample thicknesses," *Opt. Lett.* **20**(17), 1821 (1995).
- [36] B. K. Rhee, J. S. Byun, E. W. Van Stryland, *J. Opt. B.* **13**, 2720 (1996).
- [37] W. P. Zang, J. G. Tian, Z. B. Lui, W. Y. Zhou, F. Song, C. P. Zhang, "Local one-dimensional approximation for fast simulation of Z-scan measurements with an arbitrary beam," *Appl. Opt.* **43**(22) 4408 (2004).
- [38] M. Balu, J. Hales, D. J. Hagan, E. W. Van Stryland, "White-light continuum Z-scan technique for nonlinear materials characterization," *Opt. Express*, **12**(16), 3820-26 (2004).
- [39] M. C. Fisher, H. C. Liu, I. R. Piletic, W. S. Warren, "Simultaneous self-phase modulation and two-photon absorption measurement by a spectral homodyne Z-scan method," *Opt Express*, **16**(6), 4192-05 (2008).
- [40] C. Hu, J. R. Whinnery, "New thermo-optical measurements method and a comparison with other methods," *Appl. Opt.* **12**, 72-9 (1973).
- [41] R. C. C. Leite, R. S. Moore, J. R. Whinnery, "Low absorption measurements by means of the thermal lens effect using a He-Ne laser," *Appl. Phys. Lett.* **5**, 141-43 (1964).
- [42] J. P. Gordon, R. C. C. Leite, R. S. Moore, S. P. S. Porto and Whinnery, "Long-Transient Effects in Lasers with Inserted Liquid Sample," *J. Appl. Phys.* **36**, 3-8 (1965).
- [43] L. Deng, K. He, T. Zhou and C. Li. "Formation and evolution of far field diffraction patterns of divergent and convergent Gaussian beam passing through self-focusing and self-defocusing media," *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **7**, 409-415 (2005).

- [44] M. C. Nascimento, M. Alencar, S. Chavez-Cerda, M. Da Silva, M. R. Meneghetti and J. M. Hickmann, "Experimental demonstration of novel effects on the far field diffraction patterns of a Gaussian beam in Kerr medium," *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **8**, 947-951 (2006).
- [45] L. Pálfalvi, B. C. Tóth, G. Almási, J. A. Fülöp, and J. Hebling, "A general Z-scan theory," *Appl. Phys. B* **97**(3), 679-685 (2009).
- [46] A.A. Said, M. Shaik Bahae, D. J. Hagan, T. H. Wei, J. Wang, J. Young and E. W. Stryland, "Determinación of bound-electronic and free carrier nonlinearities in ZnSe, GaAs, CdTe and ZnTe," *J. Opt. Am. B* **9**, 405 (1991).
- [47] A. A. Said, C. Wamsley, D. J. Hagan, E. W. Van Stryland, B. A. Reinhardt, P. Roderer and A. G. Dillard, "Third- and fifth-order optical nonlinearities in organic materials," *Chem. Phys. Lett.* **228**, 646 (1994).
- [48] G. L. Wood, M. J. Miller and A. G. Mott, "Investigation of tetrabenzporphyrin by the z-scan technique," *Opt. Lett.* **20**, 973 (1995).
- [49] A. Hochbaum, "Simultaneous determination of two or more nonlinear refractive constants by z-scan measurement," *Opt. Lett.* **20**, 2261-2263 (1995).
- [50] B. Gu, J. Chen, Y. Fan, J. Ding and H. Wang, "Theory of Gaussian beam Z scan with simultaneous third and fifth order nonlinear refraction based on a Gaussian decomposition method," *J. Opt. Soc. Am. B* **22**(12), 2651-2659 (2005).
- [51] B. Gu, J. Wang, J. Chen, Y. Fan, J. Ding and H. Wang, "Z-scan theory for material with two and three photon absorption," *Opt. Express* **13**, 9230-9234 (2005).
- [52] L. Lawrence, M. Cha, W. E. Torruellas, G. I. Stegeman, S. Eternad, G. Baker and F. Kajzar, "Measurement of the complex nonlinear refractive index of single crystal p-toluene sulfonate at 1061 nm," *Appl. Phys. Lett.* **64**(21), 2773 (1994).
- [53] K. S. Bindra, S. M. Oak, K. C. Rustagi, "Intensity dependence of Z-scan in semiconductors-doped glasses for separation of third and fifth order contributions in the below band gap region," *Opt. Commun.* **168**, 219-225 (1995).
- [54] E. L. Falcão-Filho, G. B. de Araújo and J. J. Rodrigues, Jr, "High-order nonlinearities of aqueous colloids containing silver nanoparticles," *J. Opt. Soc. Am. B* **24**, 12 (2007).
- [55] W. P. Zang, J. G. Tian, Z. B. Liu, W. Y. Zhou, C. P. Zhang and G. Y. Zhang, "Study on Z-scan characteristics of cascaded nonlinear media," *App. Phys. B* **77**, 529-533 (2003).
- [56] W. Królikowski, O. Bang, N. I. Nikolov, D. Neshev, J. Wyller, J. J. Rasmussen and D. Edmundson, "Modulational instability, solitons and beam propagation in spatially nonlocal nonlinear media," *Journal Of Optics B: Quantum and semiclassical optics* **6**, (2004).
- [57] S. Gatz and J. Herrmann, "Anisotropy, nonlocality, and space-charge field displacement in (2+1)-dimensional self trapping in biased photorefractive crystals," *Opt. Lett.* **23**, 1176-1178 (1998).
- [58] A. Minovich, D. N. Neshev, A. Dreischuh, W. krolkowski and Y. S. Kivshar, "Experimental reconstruction of nonlocal response of thermal nonlinear optical media," *Opt. Lett.* **32**(12), 1599 (2007).
- [59] W. Królikowski and O. Bang, "Solitons in nonlocal nonlinear media: Exact Solutions," *Phys. Rev. E. Stat. Phys., Plasmas Fluids Relat. Interdiscip. Topics* **63**(1), 016610 (2000).
- [60] E. V. Garcia Ramirez, M. L. Arroyo Carrasco, M. M. Mendez Otero, S. Chavez Cerda and M. D. Iturbe Castillo, "Far field distributions due to spatial self phase modulation of a

- Gaussian beam by a thin nonlocal nonlinear media,” *Opt. Express*. **18**(21) 22067-079 (2010).
- [61] E. V. Garcia Ramirez, 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,” *J. Opt* **13**, 085203 (2011).
- [62] A. Balbuena, M. L. Arroyo Carrasco, M. M. Mendez Otero, E. Reynoso, E.V. Garcia Ramirez, and M. D. Iturbe Castillo, “Analytical expressions for z-scan with arbitrary phase change in thin nonlocal nonlinear media,” *Opt. Express* **22**(23), 27932-27941 (2014).
- [63] Weaire
- [64] B. A. Martinez Irvias, M. L. Arroyo, M. M. Mendez Otero, R. Garcia Ramos and M. D. Iturbe Castillo, “Far field diffraction patterns by a thin nonlinear absorptive nonlocal media,” *Opt. Express* **23**(11), 14036 (2015).
- [65] B. A. Martinez Irvias, M. L. Arroyo, M. M. Mendez Otero, R. Garcia Ramos and M. D. Iturbe Castillo, “Z-scan for Thin Media with More than One Nonlocal Nonlinear Response,” *Optics Express* **24**(12), 13387-93 (2016).
- [66] Emma V. García Ramírez (2012), Modelo para describir Z-scan y auto-modulación espacial de fase en medios delgados no lineales no locales (tesis de doctorado), Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, Pue, México.
- [67] J. E. Bjorkholm and A. A. Ashkin, “cw self-focusing and self-trapping of light in sodium vapor,” *Phys. Rev. Lett.* **32**, 129 (1974).
- [68] McMorro, D, Lotshaw W. T and Kenney –Wallace G.A, “Femtosecond optical Kerr studies on the origin of the nonlinear responses in simple liquids,” *IEEE* **24**, (1988).
- [69] M. Sheik-Bahae, D. J. Hagan, and E. W. Van Stryland, “Dispersion and band-gap scaling of the electronic Kerr effect in solids associated with two-photon absorption,” *Phys. Rev. Lett.* **65**, (1990).
- [70] K. Ikeda, R. E. Saperstein, N. Alic, and Y. Fainman, “Thermal on Kerr nonlinear properties of plasma-deposited silicon nitride/silicon dioxide waveguides,” *Opt. Express.*, **16**, 12987-12994 (2008).
- [71] S. H. Guo, H. L. Song, “Physics of nonlinear optics,” Cap. 7, World Scientific (1999).
- [72] S. D. Durbin, S. M. Arakelian and Y. R. Shen, “Laser-induced diffraction rings from a nematic-liquid-crystal film,” *Optics Lett.* **6**, 411 (1981).
- [73] R. Adair, L. L. Chase, S. A. Payne, “Nonlinear refractive-index measurements of glasses using three-wave frequency mixing,” *J. Opt. Soc. Am. B.* **4**, 875 (1987).
- [74] Y. Xiong, Q. Zhang, X. Sun, W. Tan, X. Xin and W. Ji, “Nonlinear optical response of inorganic metal cluster MoCu<sub>3</sub>Se<sub>4</sub> (PPh<sub>3</sub>)<sub>3</sub>Cl solution,” *Appl. Phys. A.* **70**, 85 (2000).
- [75] R. A. Ganeev, “Frequency conversion of polarized radiation in various media,” *J. Opt. A.* **6**, S3 (2004).
- [76] S. R. Fridberg and P. W. Smith, “Nonlinear optical glasses for ultrafast optical switches,” *IEEE J. Quantum. Electron.* **23**, 2089 (1987).
- [77] Rashid A. Ganeev. “Nonlinear Optical properties of materials,” Springer, Vol 174, Capitulo 3, pag. 89- 98.
- [78] Xiaodong Liu, Shengli Guo, Huitian Wang and Lantian Hou, “Theoretical study on the closed-aperture Z-scan curves in the materials with nonlinear refraction and strong nonlinear absorption,” *Optics. Commun.* **197**, 431-437 (2001).

- [79] E. W. Van Stryland, M. Sheik-Bahae, "Z-scan Measurements of Optical Nonlinearities," Characterization Techniques and Tabulations for Organic Materials, M. G. Kuskys and C. W. Dirk, Eds., page 655-692, Marcel Dekker, Inc., 1998.
- [80] A. I. Yakimenko, Y. A. Zaliznyak, Y. Kivshar, "Stable vortex solitons in nonlocal self-focusing nonlinear media," Phys. Rev. E **71**, 065603 (2005).
- [81] O. Bang, W. Krolikovsky, J. Wyller, J. J. Rasmussen, "Collapse arrest and soliton stabilization in nonlocal nonlinear media," Phys. Rev. E. **66**, 046619 (2002).
- [82] S. A. Akhmanov, D. P. Krindach, A. V. Migulin, A. P. Sukhorukov and R. V. Khokhlov, "Thermal self-actions of laser beams," IEEE J. Quantum Electron., **QE-4**, 568-575 (1968).
- [83] G. C. Duree, et al "Observation of self-trapping of an optical beam due to the photorefractive effect," Phys. Rev. Lett. **71**, 533-536 (1993).
- [84] S. Gatz and J. Hermann, "Anisotropy, nonlocality, and space-charge field displacement in (2+ 1)- dimensional self-trapping in biased photorefractive crystals, " Optics Letter **23**, 1176 (1998).
- [85] M. Peccianti, A. D. Rossi, G. Assanto, A. D. Luca, C. Umeton and I. C. Khoo, "Electrically assisted self-confinement and waveguide in planar nematic liquid crystal cells," App. Phys. Lett. **77**, 7-9 (2000).
- [86] M. Peccianti, C. Conti, G. Assanto, A. D. Luca and C. Umeton, "Routing of anisotropic spatial solitons and modulation instability in nematic liquid crystal," Nature **432**, 733 (2004).
- [87] F. Ye, Y. V. Kartashov, L. Torner, "Enhanced soliton interactions by inhomogeneous nonlocality and nonlinearity," Phys. Rev. A. **76**, 033812 (2007)
- [88] Z. Xu, Y. V. Kartashov, L. Torner, "Soliton mobility in nonlocal optical lattices," Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 113901.
- [89] A. V. Mamaev, A. A. Zozulya, V. K. Mezentsev, D. Z. Anderson, M. Saffman, "Bound dipole solitary solutions in anisotropic nonlocal self-focusing media," Phys. Rev. A. **56**, R1110 (1997).
- [90] C. Rotschild, O. Cohen, O. Manela, M. Segev, T. Carmon, "Solitons in nonlinear media with an infinite range of nonlocality: first observation of coherent elliptic solitons and of vortex-ring solitons," Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 213904.
- [91] D. H. J. O'Dell, S. Giovanazzi, C. Eberlein, "Exact hydrodynamics of a trapped dipolar Bose-Einstein condensate," Phys. Rev. Lett. **92** (2005) 250401.
- [92] C. Conti, M. Peccianti, G. Assanto, "Route to nonlocality and observation of accessible solitons," Phys. Rev. Lett. **91**, 073901 (2003).
- [93] J. H. Wei and S. C. Lee, "Electrical and optical properties of implanted amorphous silicon," J. Appl. Phys. **76**(2), 1033-1040 (1994).
- [94] R. A. Street, Hydrogenated Amorphous Silicon. New York: Cambridge University Press, 1991.
- [95] R. Schwarz, F. Wang and M. Reissner, "Fermi-Level dependence of the ambipolar length in amorphous -silicon thin film transistors," Appl. Phys. Lett. **63**(8), 1083-1085 (1993).
- [96] A. Fuentes-García, M. C. Grados-Luyando, J. C. Ramirez -San-Juan and R. Ramos Garcia, "Amorphous silicon-liquid crystals device for photonic applications," Opt. Materials Express **3**(6), 691 (2013).

## **Asistencia a congresos**

Este trabajo se presento en los siguientes congresos:

Mexican Optics and Photonics Meeting, “Nonlinear refractive index and absorption in amorphous silicon-liquid crystal device,” Ensenada, Baja California, México septiembre 2013.

Frontiers in Optics, OSA, “Nonlinear optical effectin hybrid a:Si-liquid crystal device,” JW3A.27, Tucson, Arizona Estados Unidos, octubre 2014.

Summer School Light in Science, Light in life – Lisci 2015, “Influence of the nonlinear absorption effect on the light transmitted in a local nonlinear media,” 0092-2T, Tequisquiapan, Queretaro, México, Agosto 2015.

Frontiers in Optics, OSA, “Z-scan for a Nonlocal Thin Media with More than One Nonlinear Response,” JTU4A.78, San José, California Estados Unidos, octubre 2015

Frontiers in Optics, OSA, “Influence of the Nonlinear Absorption in the Far-Field Diffraction Patterns by a Thin Nonlocal Media,” JTU4A.79, San José, California Estados Unidos, octubre 2015

Nota: Se anexan las dos publicaciones logradas de este exitoso trabajo.