



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE
MÉXICO

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

PROGRAMA DE MAESTRÍA Y DOCTORADO EN
INGENIERÍA

MEDICIÓN DEL ÍNDICE DE REFRACCIÓN NO LINEAL DE
CRISTALES LÍQUIDOS CON LA TÉCNICA DE Z-SCAN

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:

**DOCTOR EN INGENIERÍA ELÉCTRICA
(INSTRUMENTACIÓN)**

P R E S E N T A:

M. en C. ANTONIO ALFONSO RODRÍGUEZ ROSALES

TUTOR:
DR. ROBERTO ORTEGA MARTÍNEZ



MÉXICO, D.F. 2008



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

JURADO ASIGNADO:

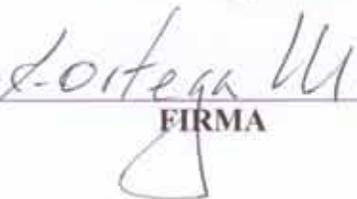
Presidente: Dr. Marcelo David Iturbe Castillo
Secretario: Dr. Miguel García Rocha
Vocal: Dr. Roberto Ortega Martínez
1er. Suplente: Dr. Naser Qureshi
2do. Suplente: Dr. Omar Guillermo Morales Saavedra

Laboratorio de Óptica Nolineal

CENTRO DE CIENCIAS APLICADAS Y DESARROLLO TECNOLÓGICO DE
LA UNAM.

TUTOR DE TESIS:

Dr. Roberto Ortega Martínez


FIRMA

Dedicatoria

Ikka weyi tlazuhtli nuchi mexihkatekaltinmeh.

Nimech tlazuhkamatiliz ikka nin amuxtli, tiutahtzin Tunatiuh, Mexihkalmekatl wan tlamachtikaltinmeh, panpa yehwantin ki machtihtukeh tlawilli nu uhtli.

Nu nantzin, nu ziwakuneetl, nu ziwanamiktli wan nuun kuhtinmeh.

Al pueblo de México, por darme la oportunidad de estudiar y realizar mi sueño de dedicarme a la Ciencia.

A todos aquellos que contribuyeron en mi formación académica, desde mis profesores de enseñanza básica a mis actuales mentores de formación doctoral y los que a futuro me compartan sus conocimiento, para que al final del camino, me lleve tanpreciado valor que es mi verdad de la vida.

Con cariño a mi alma mater la Universidad Nacional Autónoma de México, al Instituto Politécnico Nacional y a la Universidad Autónoma de Guerrero, por brindarme la oportunidad de canalizar mis inquietudes en sus aulas y laboratorios.

A Charles Darwin, Galileo Galilei, Giordano Bruno y a tantos como ellos, conocidos o ignorados, que me enseñaron a seguir mi propio camino en la búsqueda de mi verdad.

A mi amigo y profesor Roberto Ortega, cuyo entusiasmo y dedicación en mi formación académica y científica, me ha permitido disfrutar de la diversión y retos de la Ciencia.

A mi madre, mi esposa, mi hija Fabiola Cristina, mis amigos y compañeros de trabajo que me depositaron su confianza y tuvieron la paciencia de soportar mis excentricidades.

Agradecimientos

A la Universidad Nacional Autónoma de México (UNAM), al Posgrado de Ingeniería Eléctrica y el laboratorio de Óptica No lineal del Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico de la UNAM (CCADET) por darme la oportunidad de continuar con mi formación académica.

De manera muy especial agradezco a mi tutor y amigo el Dr. Roberto Ortega Martínez, por la confianza, el apoyo, orientación y su infatigable dedicación que me brindó desde mi primer ingreso a la Facultad de Ciencias de la UNAM, sin el cual éste trabajo no habría sido posible.

Asimismo agradezco al Dr. Omar. G. Morales Saavedra, por sus recomendaciones, paciencia y apoyo para la elaboración de artículos y ponencias necesarios para sustentar y defender la tesis.

En particular al Dr. M. David Iturbe Castillo y su grupo de trabajo (INAOE), por su invaluable apoyo en las sugerencias y en hacerme copartícipe de sus proyectos de investigación pues gracias a ello, fue factible que concretaran ponencias y artículos requeridos para elaborar la presente tesis y sustentar la defensa de la misma.

Al Dr. Rubén Ramos García (INAOE), le agradezco la facilidad de contar con el cristal líquido 5CB dopado, con el que se hicieron la mayoría de los experimentos.

A mis colegas y amigos, M. en C. Carlos J. Román Moreno quien me apoyó activamente en las fase experimental del sistema, con la discusión teórica y la revisión del presente trabajo, del M. en C. Héctor Cruz Ramírez, que me ayudó con el desarrollo del programa de automatización y al M. en C. Mario Francisco González Cardel por el apoyo en la elaboración del circuito controlador de temperatura del horno utilizado en los experimentos.

Al Dr. Manuel Gutiérrez de Instituto de Investigación de Materiales de la UNAM, por su colaboración en la obtención del modelo molecular elaborado con el programa Spartan 2006.

Al Dr. Oleg Kolokoltsev, por su apoyo con su grupo de trabajo y recomendaciones.

A la Fundación Telmex (Teléfonos de México, S.A.B. de C.V.), por los incentivos que contribuyeron para la adquisición de libros, materiales químicos y de laboratorio.

El apoyo se realizó con equipos y accesorios adquiridos con los proyectos SEP-CONACyT: U-49846F, 34921-E; DGAPA-PAPIIT-UNAM 1N108900 y BID-UNAM asignación de 1998.

Finalmente doy las gracias a mi comité tutorial, por su valioso tiempo dedicado en la lectura, revisión y comentarios que enriquecieron ésta tesis: Drs. M. David Iturbe Castillo (INAOE), Omar. G. Morales Saavedra (CCADET-UNAM), Miguel García Rocha (CINVESTAV-IPN) y Naser Qureshi (CCADET-UNAM).

¡A todos muchas gracias!

¡Miyak tlazuhkamati Mexihku, tu weyitlalnán!

Contenido

Dedicatoria	13
Agradecimientos	14
Resumen	16
Abstract	17
Introducción General	18
Motivación	18
Objetivos	19
1 Principios generales	21
1.1 Óptica lineal y no lineal	21
1.1.1 Introducción	21
1.1.2 Índice de refracción no lineal γ	22
1.1.3 Mecanismos locales y no locales	25
1.2 Materiales ópticamente no lineales	26
1.2.1 Cristales Líquidos	26
1.2.2 Birrefringencia de CL nemático	29
1.2.3 Respuestas ópticas no lineales del CL	30
1.2.4 Dopaje de CL con colorantes orgánicos	31
1.2.5 Cristales líquidos 5CB y MBBA	34
1.2.6 Modelaje molecular del Cl 5CB dopado con rojo de metilo	36
1.3 Z-scan	37
1.3.1 Método general de operación de la técnica Z-scan	37
1.3.2 Principio teórico	39
1.3.3 Medición del índice de refracción no lineal γ	41

1.3.4	Modelaje de lente por efecto no lineal de CL en Z-scan	42
2	Desarrollo experimental	44
2.1	Preparación de las muestras del CL 5CB y MBBA	45
2.2	Espectros de absorción óptica	46
2.3	Técnica de Z-scan	47
2.3.1	Parámetros experimentales de Z-scan	48
2.4	Adecuaciones a la técnica de Z-scan	50
2.4.1	Control del ángulo del plano de polarización de la irradiancia	52
2.4.2	Fotoinducción sobre la muestra	53
2.4.3	Control de temperatura en la muestra	55
2.4.4	Automatización, control y administración de la Técnica Z-scan	56
3	Instrumentación automática de Z-scan	57
3.1	Instrumentación electrónica	57
3.1.1	Sistemas electromecánicos	57
3.1.2	Fotodetectores	58
3.1.3	Adquisición de datos	59
3.1.4	Diseño electrónico del sistema de control de temperatura	60
3.2	Instrumentación virtual	62
3.2.1	VISA	62
3.2.2	Platinas	63
3.2.3	Control de Movimiento	63
3.2.4	Adquisición de datos	64
3.2.5	Realización del Instrumento Virtual	64
3.2.6	Algoritmo	65
3.3	Descripción del programa de automatización Z-scan	71
3.4	Consideraciones generales	72
3.4.1	Precisión	72
3.4.2	Señal a Ruido (S/R)	72

4	Resultados experimentales	73
4.1	Control del ángulo del plano de polarización del haz incidente	73
4.1.1	Comparativo de los cristales líquidos 5CB y MBBA	76
4.2	Fotoinducción en el CL 5CB dopado con rojo de metilo.	78
4.3	Control de la temperatura del CL 5CB dopado.	80
4.4	Control del plano de polarización y temperatura en la muestra	83
4.5	Propuestas de análisis teórico-experimental	85
4.5.1	Nolinealidad más allá de los efectos Kerr o lente térmica	85
4.5.2	Hipótesis basada en la posible birrefringencia no lineal	88
4.6	Potencial aplicación en solitones ópticos	90
4.6.1	Breve descripción	91
4.6.2	Montaje experimental	91
4.6.3	Parámetros experimentales en solitones ópticos espaciales	93
4.6.4	Condición experimental de efecto Kerr para generar solitones espaciales .	93
4.6.5	Discusión	96
5	Conclusiones y perspectivas	97
5.1	Conclusiones	97
5.2	Perspectivas	99
A	Conversión de unidades para los índices γ y n_2	100
B	Diseño y construcción de accesorios experimentales	101
B.1	Celdas contenedoras del Cristal Líquido	101
B.2	Controlador de temperatura	102
B.3	Pulidora de vidrio	102
B.4	Soportes mecánicos para las celdas	103
C	Conceptos Teóricos	105
C.1	Simulación de una lente fotoinducida	105
C.2	Solitones ópticos-Principio básico	107
C.2.1	Introducción	107
C.2.2	Clasificación de solitones	107

C.2.3	Solitones temporales	108
C.2.4	Solitones ópticos espaciales	109
C.3	Ecuaciones de Maxwell y de propagación de onda	110
C.3.1	Ley de Faraday	110
C.3.2	Ley de Ampere	110
C.3.3	Ley de Gauss	110
C.3.4	Ley de Gauss para el campo magnético	110
C.4	Guías de onda plana	112
D	Contribuciones	115
D.1	Publicaciones arbitradas en revistas	115
D.2	Ponencias en Congresos 2003-2008	116

Lista de Tablas

1.1	Colorantes orgánicos azo.	33
1.2	Comparativo de los CL 5CB y MBBA.	35
2.1	Láser Melles Griott 05-LHR-151, 8.7 mW no polarizado.	50
2.2	Potencia del láser incidente en la lente de enfoque $f = 5$ cm (sin atenuar).	50
2.3	Parámetros experimentales utilizados en Z-scan.	51
4.1	Mediciones del índice γ para diferentes estados lineales de polarización del CL 5CB (Fig. 4.2 a-b) y MBBA (Fig. 4.4 a).	77
4.2	Mediciones del índice γ , para el CL 5CB por, efecto de fotoinducción con un láser de Ar^+ , con diferentes estados de polarización respecto al del láser de He-Ne (Fig. 4.5 a-d) para el caso paralelo y e-h) para el perpendicular).	80
4.3	Mediciones del índice γ , para el CL 5CB por, el efecto térmico, para el intervalo de temperatura $21 - 28^\circ\text{C}$, a un plano de polarización, del láser de He-Ne de 35° Fig. 4.6 a-d) y de 125° Fig. 4.6 e-h).	83
4.4	Evaluación del cambio en magnitud y signo del índice γ para diferentes planos de polarización en el CL 5CB dopado con rojo de metilo a 28°C correspondientes a las Figs. 4.9 a-h	89
A.1	Conversión del sistema CGS al S.I.	100

Lista de Figuras

1.1	Interacción del campo eléctrico con un material isotrópico, en a) se tiene el caso estático, para $E = 0$; mientras que en b) al aplicar $E > 0$, las moléculas se orientan en la dirección del campo.	23
1.2	Interacción del campo eléctrico con un material anisotrópico, en a) se tiene el caso estático, para $E = 0$; mientras que en b) al aplicar $E > 0$, las moléculas se orientan en la dirección del tensor P y c) mostrado en notación tensorial.	23
1.3	Estructuras moleculares de las principales fases del cristal líquido, esto es: a) Nemático, b) Esmético y c) Colestérico	28
1.4	La luz del haz láser que atraviesa el cristal líquido toma una de las dos trayectorias que depende de: a) caso en el que el plano de polarización del haz incidente es perpendicular al vector director, b) caso en el que el plano de polarización del haz incidente es paralelo al vector director y c) caso en el que el plano de polarización incide con un cierto ángulo respecto al vector director.	30
1.5	a) isómero trans y b) isómero cis.	32
1.6	Estructura molecular de los colorantes orgánicos a) Rojo de metilo (RM) y b) Rojo disperso 1 (DR1).	34
1.7	Estructura molecular del cristal líquido 5CB (4-cyano-4'-n-pentylbiphenyl).	34
1.8	Estructura molecular del cristal líquido MBBA (N-(4-Methoxybenzylidene)-4 butylaniline).	35
1.9	Estructura molecular del CL 5CB dopado con RM, elaborada con Spartan 2006, conformada al estado de mínima energía.	36

1.10	Representación gráfica de la transmitancia utilizando la técnica de Z-scan (D1 y D2 son los fotodetectores, D.H. es el divisor de haz, D el diámetro del haz láser, γ son los índices de refracción no lineal y S es el diafragma o abertura.)	38
1.11	Haz Gaussiano enfocado por una lente convergente.	39
2.1	Muestras de cristal líquido dopado con colorantes, emparedadas en las celdas para su estudio: a) 5CB y b) MBBA	45
2.2	Arreglo experimental para determinar el coeficiente de absorción $\alpha(\lambda)$	46
2.3	Espectro de absorción en el visible del cristal líquido 5CB dopado con rojo de metilo al 0.1% en peso.	47
2.4	Observación con un microscopio de polarización a 100 \times del CL 5CB dopado con rojo de metilo al 0.1% en peso. El CL presenta una textura equivalente a la del entramado de una tela con una cierta orientación respecto a la celda.	47
2.5	Diagrama esquemático del montaje experimental básico de Z-scan.	48
2.6	Gráficas de índices de refracción no lineal al aplicar la técnica de Z-scan, para lentes con diferente distancia focal y potencias del láser He-Ne incidente.	49
2.7	Diagrama esquemático del desarrollo experimental de Z-scan con las adecuaciones experimentales de (1) variación del plano de polarización incidente, (2) fotoinducción con el láser Ar ⁺ y (3) sistema de control de temperatura en la muestra en estudio.	52
2.8	Sistema de Z-scan con la adecuación experimental de la variación del plano de polarización incidente en la muestra.	53
2.9	Fotografía del arreglo experimental de la fotoinducción [1] láser de Ar ⁺ , [2] prisma dispersor para separar las líneas espectrales, [3] diafragma para separar la línea espectral de los 514 nm, [4] espejo, [5] lente de expansión, [6] lente de colimación, [7] polarizador circular, [8] y [9] medidor de potencia, [10]atenuador variable y [11] muestra.	54
2.10	Fotografías de: a) sistema de control de temperatura, al frente se observa el circuito electrónico de control, al lado izquierdo el voltímetro para relacionarla a la lectura de temperatura requerida, a la derecha el voltímetro con la lectura de horno. b) el horno en que se coloca la muestra y c) montaje del arreglo experimental.	55

3.1	a) Equipo controlador de movimiento traslacional y rotacional, b) platina de traslación en z y c) platina rotacional	58
3.2	a) Fotodetector ET-2040 y b) espectro de respuesta.	59
3.3	a) Consola del fotodetector de potencia y b) Fotodetector térmico.	59
3.4	Osciloscopio digital TDS 744A	60
3.5	a) Diagrama esquemático, b) comportamiento térmico del LM35 y c) características generales del LM35.	61
3.6	Curvas de calibración: a) Incremento y descenso de la temperatura, b) incremento de la temperatura, c) descenso de la temperatura, d) Circuito controlador de temperatura y e) horno donde se colocan las muestras en estudio.	61
3.7	Secuencia lógica de operación del programa organizado para automatizar la técnica de Z-scan.	63
3.8	Gráfica de comportamiento del desplazamiento de la platina de traslación, la zona del punto focal corresponde a la región del punto de inflexión, es donde se le da la instrucción a la platina de que se desplace más lentamente debido a que es el área en la curva de Z-scan donde se lleva a cabo el cambio de fase $\Delta\Phi_0$	64
3.9	Panel de control para el movimiento de las platinas, la adquisición de datos y visualización del barrido de Z-scan.	65
3.10	Primer diagrama a bloques, para abrir los puertos de comunicación, con conexiones gráficas.	66
3.11	Segundo diagrama donde se instrumenta el almacenaje de datos, interconexión con otro plano del bloque se lleva a efecto proceso de graficado, que se despliega en el panel de control.	67
3.12	Tercer diagrama para control del movimiento de las platinas y su interconexión al bloque de graficado.	68
3.13	Cuarto diagrama para el cierre de puertos y finalización del proceso.	70
4.1	Variación del índice γ para diferentes estados lineales de polarización del haz láser He-Ne incidente, notando un cambio muy marcado en la magnitud y el signo en b) y f)	74

4.2	Variación del índice γ para diferentes estados lineales de polarización del haz láser He-Ne incidente. Las líneas punteadas están en la aproximación teórica, calculada conforme a las ecs. 1.27 y 1.28	75
4.3	a) Comportamiento del índice γ para diferentes estados lineales de polarización incidente en el CL 5CB y b) nula contribución al índice γ debido a la celda vacía que confina las muestras en estudio.	76
4.4	a) Variación del índice γ para diferentes estados lineales de polarización en el CL MBBA dopado con el colorante orgánico DR1 y b) Índice de refracción no lineal constante para los diferentes planos de polarización incidente en el CL MBBA. .	77
4.5	Variación del índice γ debido a la fotoinducción producida por el láser Ar ⁺ , a-d) con un plano de polarización paralelo, respecto al del haz láser de He-Ne a 35° y e-h) con un plano de polarización perpendicular, respecto al del haz láser de He-Ne a 125°.	79
4.6	Variación del índice γ debido a efecto térmico a temperaturas de 21 – 28°C, a-d) a un plano del plano de polarización de 125° y e-f) a un plano de polarización de 35°.	81
4.7	Variación del índice γ debido a temperaturas mayores a los 28°C, a) plano de polarización de 125° y b) plano de polarización de 35°.	82
4.8	Variación del índice γ debido a rotaciones del plano de polarización del haz He-Ne incidentes en la muestra de 0° a 150° en intervalos de 5°, a una temperatura de 28°C	84
4.9	Evolución del índice γ debido a rotaciones del plano de polarización del haz He-Ne incidentes en la muestra de 35° a 150° en intervalos de 15°, a una temperatura de 28°C	84
4.10	Comparación de las variaciones experimentales de γ debido a fotoinducción Gráfica (a) (Fig.4.5 f) y Gráfica (b) (Fig. 4.5 h) vs gráfica con datos teóricos de Z-scan (los valores empíricos se pueden ver en el programa que se muestra en el Apéndice C.1.)	86
4.11	Ejemplo de gráficas de Z-scan para los ángulos de 0° (círculos negros) y 90° (símbolo \times) los parámetros de ajuste utilizados son $c_+ = 1.4 \times 10_8$; $c_- = -1.1 \times 10_7$; $w_0 = 24 \mu\text{m}$, las cuales se asemejan a la Fig. 4.2 a).	87

4.12	Exhibición de birrefringencia no lineal en el CL 5CB dopado con rojo de metilo, con planos de polarización del haz láser incidente de 35° a 150° en intervalos de 15° , a una temperatura de 28°C	88
4.13	Soliton espacial: a) únicamente se presenta el efecto de difracción y b) al balancear la difracción y la no linealidad, se genera el soliton.	92
4.14	Soliton temporal: a) sólo presenta efecto de dispersión b) al balancear la dispersion y la no linealidad, se genera el soliton.	92
4.15	Determinación de a) Longitud de difracción L_D y b) Longitud no lineal L_{LN} . . .	94
4.16	Arreglo experimental basado en Z-scan para generar solitones espaciales.	94
4.17	Efecto de autoenfoco en función de la variación de densidad de potencia del haz He-Ne incidente: a) Sólo difracción, b) disminución de la difracción, c) posible formación del soliton espacial y c) incremento de la difracción	95
4.18	Efecto de autoenfoco en el plano focal en que se consideró la posible generación el soliton espacial para diferentes potencias del láser incidente en la celda Figs. (a-d):	96
B.1	Proceso de corte para elaborar las celdas	102
B.2	Vista frontal y lateral de la pulidora de vidrio	103
B.3	Proceso general del pulido, en a) se muestra la dirección en que se realiza el pulido del material, en b) se observa la fotografía del pulido de la celda.	103
B.4	Diseño y construcción del soporte óptico de la celda: a)-c) visto desde diferentes ángulos y c) utilizándolos para alinear longitudinalmente la celda respecto al haz de enfoque.	104
C.1	Guía de ondas bajo el tratamiento de la óptica geométrica	112
C.2	Determinación del número de modos propagándose en la película (a) es representada por la ecuación C.16 y (b) por la C.18	113
C.3	Ángulos de incidencia permitida para la propagación de los modos	113

Resumen

En este trabajo se instrumentó la automatización de un arreglo experimental que contiene la técnica de Z-scan. Con el arreglo experimental, se obtuvo la transmitancia e índices de refracción a través de los materiales estudiados, como función de la posición, tomando en cuenta los mecanismos físicos de interacción locales (fotoinducción) y no locales (efecto de lente térmica). El arreglo experimental, permitió tener control de la polarización del haz láser de He-Ne incidente, sobre la muestra y del efecto fototérmico producido por un láser de Ar^+ . Por lo que, con este arreglo, fue posible determinar el índice de refracción no lineal de la misma. Los diversos experimentos realizados con diferentes muestras de cristales líquidos dopados con colorantes orgánicos, se encontró en el caso particular del CL 5CB, dopado con el colorante orgánico rojo de metilo al 1% en peso, éste exhibió, en forma simultánea, tanto un índice de refracción no lineal positivo, como uno negativo, éste comportamiento lo hace diferente al del CL MBBA en condiciones similares. Para intentar explicar este singular comportamiento de exhibición simultánea, se presentan un par de hipótesis; una en que la no linealidad que presenta el mismo, se comporta en *forma diferente a los efectos Kerr o de Lente térmica*, [1, 2] y otra basada en la explicación física asociada a la birrefringencia lineal y que por ahora la podríamos nombrar como *birrefringencia no lineal* del CL 5CB. Resultados que merecen continuar su estudio. La técnica de Z-scan instrumentada en el Laboratorio de Óptica No lineal del CCADET de la UNAM, permite estudiar nuevos materiales que se considere presenten estos fenómenos.

Los resultados experimentales obtenidos con el CL 5CB dopado, permitieron proponer un experimento utilizando el mismo arreglo experimental, mostrando empíricamente la factibilidad de generar solitones ópticos espaciales. Esto ha motivado ampliar el estudio de los resultados presentados en la presente tesis y utilizar estos singulares fenómenos, para instrumentar un novedoso sistema, que caracterice y genere en forma controlada *solitones ópticos espaciales*.

Abstract

In this thesis the implementation of a completely automatic Z-scan system is described. This system allowed us to probe local interactions such as photoinduction and non-local physical interactions such as the thermal lens effect. This system allowed control over the probe laser beam polarization as well as the polarization of another laser beam, which was required to induce a thermal effect on the sample. Hence, this system allowed us to measure the nonlinear index and determine its sign as well as study some thermal effects of the samples. With our system, we found that 1 % (wt) 5CB liquid crystal doped with organic red methyl, showed a positive and negative nonlinear refractive index simultaneously. This liquid crystal behaves in a different way than the MBBA liquid crystal under the same conditions. In order to explain this peculiar behavior two hypotheses were proposed: a) that the nonlinear response of this liquid crystal shows that it behaves neither as a Kerr nor as a thermal lens [1, 2] and b) that the 5CB doped liquid crystal's linear birefringence shows what in this work we call "nonlinear birefringence".

The Z-scan technique, implemented in the "Laboratorio de Óptica Nolineal at CCADET-UNAM", allows us to study new materials that could present such characteristics. The results obtained with the implementation of the Z-scan technique and the 5CB doped liquid crystal suggest that this system can be useful in carrying out experiments that show the feasibility of producing and characterizing bright and dark optical spatial solitons in a controlled way.

Introducción General

Motivación

El presente trabajo surgió del interés en la instrumentation óptica para aplicarla en técnicas de medición que permitan estudiar y caracterizar efectos ópticos no lineales del tercer orden, en particular los que exhiben el efecto Kerr; para colaborar en el diseño de nuevos materiales susceptibles de presentar fenómenos ópticos no lineales, para que sean utilizados en nuevas aplicaciones tecnológicas.

En previos trabajos de óptica no lineal, se realizó el estudio sobre la generación de segundo armónico (SHG) en nuevos materiales polímeros [3, 4, 5, 6]; con base en esta experiencia, se presentó nuevamente la oportunidad de ampliarlo a los materiales que presentan no linealidad del tercer orden, en particular en los cristales líquidos dopados con colorantes orgánicos que exhiban el efecto Kerr, lo que los hace factible de ser utilizados en la generación de solitones ópticos espaciales.

Para este fin se realizó primeramente un trabajo de investigación bibliográfica acerca de los diversos trabajos afines, dando como resultado la selección de la técnica de Z-scan (al español se traduce como **técnica de barrido en Z**) por ser relativamente sencilla, fácil de instrumentar y muy confiable para medir los índices y coeficientes de absorción no lineales en materiales ópticos que presentan el efecto de nuestro interés. Es conveniente mencionar, que desde que la técnica Z-scan se desarrolló en 1989 por su autor M. Sheik-Bahae et al [7], ésta ha sufrido algunas modificaciones [8] tales como: eclipsado (EZ-scan) [9], uso de haces sombrero de copa (top hat beams) e imagen-eclipsada (IEZ-scan) [10, 11, 12], método de los dos colores (two color) [13], reflexión [14, 15], etc., todo ello con el fin de medir e interpretar con más confiabilidad los comportamientos no lineales de tercer orden [16]. En nuestro caso los resultados experimentales, realizados en cristales líquidos dopados, en particular el CL 5CB dopado con rojo de metilo, presentaron un singular comportamiento, diferente a lo esperado, como el del MBBA dopado con el colorante DR1; ésto motivó el proponer una serie de adecuaciones al arreglo tradicional, las cuales consistieron en variar y controlar el ángulo del plano de polarización del haz láser incidente en la muestra, generar efectos de fotoinducción con otro haz láser sobre ésta, controlar la temperatura de la misma y realizar combinaciones entre ellos. El resultado fue el observar un

comportamiento de exhibición simultánea del índice de refracción no lineal positivo y negativo y la variación en la magnitud del mismo, cuyo comportamiento se puede asociar a la fuerte anisotropía de las complejas estructuras moleculares del cristal líquido dopado con colorantes orgánicos azo, así como a las características de birrefringencia lineal del cristal líquido, asumiendo por ello, un comportamiento que, de momento, llamaremos de **Birrefringencia no lineal** por diferenciarlo del lineal. Lo anterior se consideró que es potencialmente importante para poder aplicarlo en nuevos métodos para la generación de solitones ópticos espaciales oscuros y brillantes, de ahí que el presente estudio se centró y desarrolló en la caracterización integral de este nuevo fenómeno.

Objetivos

Los objetivos principales del presente trabajo, se enlistan a continuación:

1. Montaje y automatización de la técnica de Z-scan con las diferentes adecuaciones propuestas.
2. Estudio del índice de refracción no lineal de los cristales líquidos 5CB dopados con rojo de metilo y MBBA dopados con DR1.
3. Planteamiento de hipótesis que expliquen el comportamiento de la exhibición simultánea del índice de refracción no lineal positivo y negativo para cristales líquidos dopados.
4. Discusión de los resultados obtenidos y perspectivas de aplicación.
5. Publicación de los resultados en una revista especializada indizada.

Para lograr los objetivos propuestos, este trabajo se organiza de la siguiente manera:

Capítulo 1. Revisión de los elementos teóricos involucrados en el desarrollo experimental. Se tocan tópicos generales de la óptica no lineal, así como el de la caracterización no lineal que presentan diferentes materiales; en particular se da un panorama de los cristales líquidos y el por qué de la importancia de estos para utilizarlos en el presente trabajo. Asimismo se describe la técnica de Z-scan con adecuaciones propuestas.

Capítulo 2. Etapa principal del trabajo, se describe a detalle el desarrollo experimental de la

técnica de Z-scan.

Capítulo 3. Se describe el proceso de automatización de la técnica de Z-scan con las adecuaciones propuestas.

Capítulo 4. Se muestran los resultados experimentales obtenidos, la evaluación, análisis e interpretación físico-teórica del peculiar comportamiento observado en el CL 5CB dopado con rojo de metilo. Se comparan los resultados de fotoinducción con un modelo matemático empírico más allá del efecto Kerr o de lente térmica. Utilizando el fenómeno observado, se hace una propuesta experimental de autoenfoco longitudinal en una celda plana, con el fin de mostrar la factibilidad de generar solitones ópticos espaciales.

Finalmente se discuten los resultados obtenidos, las perspectivas de futuros estudios y desarrollos tecnológicos derivados del presente trabajo, así como el complemento de éste con Apéndices y referencias bibliográficas.

Capítulo 1

Principios generales

1.1 Óptica lineal y no lineal

1.1.1 Introducción

En la óptica lineal, fenómenos como el índice de refracción y las propiedades de absorción son característicos de los materiales y son independientes de la intensidad de la luz que pasa a través de ellos, *i.e.* cuando una onda electromagnética pasa a través de un medio con un cierto índice de refracción (n) no se nota que cambie su color (ω), se observa que la amplitud de onda decae (absorción o esparcimiento) y la velocidad de fase cambia de su valor c (en vacío) dado por $v = c/n$, debido a que $n = n(\omega)$ (dispersión) depende de la frecuencia de la onda electromagnética [3]. Un parámetro relacionado a lo antes señalado y que aquí se utilizará frecuentemente en los experimentos, es la *Transmitancia*, que se refiere a la fracción de luz incidente (%) que se transmite a través de un material semi-transparente.

En el caso de la óptica no lineal (ONL) la respuesta de salida de ciertos materiales es una función no lineal a la interacción de la luz de entrada, esto significa que la luz misma modifica las *propiedades ópticas* de los materiales, tales como el índice de refracción o el coeficiente de absorción, los cuales son conocidos dentro de la ONL como *índice de refracción y coeficiente de absorción no lineales*, que se manifiestan en diversos fenómenos, como es el *efecto Kerr* o de autoenfoque (desenfoque), *generación de armónicos* (segundo, tercero, cuarto, etc.) y *fotorrefractividad*, por citar sólo algunos [17]. Estos fenómenos tienen fuertes aplicaciones tecnológicas,

pues han permitido el desarrollo de láseres de pulsos ultra-cortos (con duración de pico (10^{-12}) y femto (10^{-15}) segundos), así como el de realizar estudios para el almacenaje de altos volúmenes de información (10^{20} bits) y la generación de solitones ópticos, entre otras.

1.1.2 Índice de refracción no lineal γ

Para entender más el concepto de no linealidad óptica es necesario que se analice ésta, desde el punto de vista de la interacción de la radiación electromagnética con la materia. Se sabe que una onda óptica se encuentra compuesta por una componente de campo eléctrico \vec{E} y otra de campo magnético \vec{H} ; cuando existe la interacción onda-materia las moléculas del material se polarizan (orientan) con la intensidad del campo eléctrico $E(t)$, fenómeno conocido como *momento dipolar por unidad de volumen* [pm/V] o *polarización* $P(t)$; en el caso del comportamiento lineal, se representa como [17, 18]:

$$P(t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} E(t) \quad (1.1)$$

Donde $\chi^{(1)}$ es la susceptibilidad lineal.

En el caso de los fenómenos no lineales (con energías suficientemente altas del campo $E(t)$), la ecuación 1.1 se puede generalizar mediante series de potencia de Taylor [17, 18]:

$$P(t) = \epsilon_0 [\chi^{(1)} E(t) + \chi^{(2)} E^2(t) + \chi^{(3)} E^3(t) + \dots] \quad (1.2)$$

Ahora bien, dependiendo de la interacción del campo óptico y del tipo de material, será la respuesta ONL que se obtenga, ello es importante de entender para las modificaciones que en este trabajo se proponen. En la Figura 1.1 se muestra el comportamiento de polarización para un material isotrópico, mientras que la Figura 1.2 es para uno del tipo no isotrópico.

Las constantes $\chi^{(2)}$ y $\chi^{(3)}$ son conocidas como susceptibilidad no lineales de segundo y tercer orden; asimismo se hace la consideración de que el efecto de polarización, por efecto del campo eléctrico, depende de la respuesta instantánea del medio, el cual esta asociado a pérdidas por absorción y dispersión. De ahí que es conveniente señalar, que los materiales que presentan efectos de segundo orden $\chi^{(2)}$ son del tipo de estructura molecular no-centrosimétrica ¹, con los principales efectos de generación de segundo armónico (SHG), efecto electro-óptico y rectificación

¹Ya que de ser centro simétrico el efecto de segundo orden de la polarización se cancela por consideraciones de simetría.

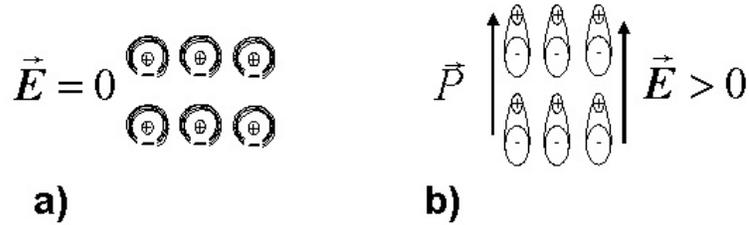


Figura 1.1: Interacción del campo eléctrico con un material isotrópico, en a) se tiene el caso estático, para $E = 0$; mientras que en b) al aplicar $E > 0$, las moléculas se orientan en la dirección del campo.

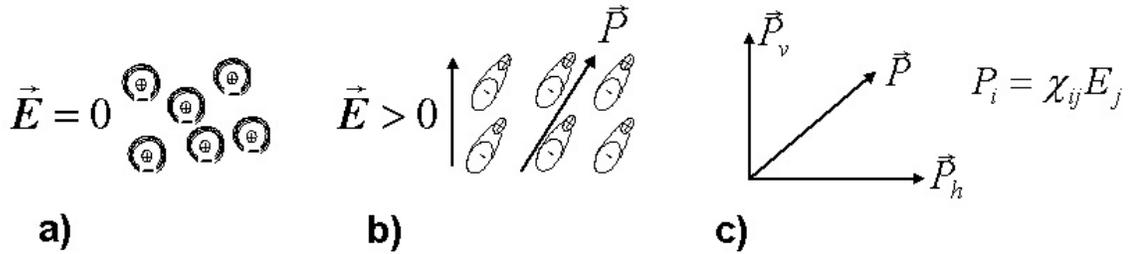


Figura 1.2: Interacción del campo eléctrico con un material anisotrópico, en a) se tiene el caso estático, para $E = 0$; mientras que en b) al aplicar $E > 0$, las moléculas se orientan en la dirección del tensor P y c) mostrado en notación tensorial.

de frecuencia óptica entre otros; a diferencia de los fenómenos de tercer orden $\chi^{(3)}$ que produce el efecto Kerr y automodulación de fase, que son justamente los efectos de nuestro interés, puesto que se originan tanto en estructuras centro y no centro simétricas. La susceptibilidad óptica no lineal de tercer orden $\chi^{(3)}$ es considerada una cantidad compleja dada por $\chi^{(3)} = \chi_{Real}^{(3)} + \chi_{Imag}^{(3)}$. Las partes real e imaginaria están relacionadas a γ y β respectivamente, donde γ es el *índice de refracción no lineal* y β es el de *absorción no lineal*.

También conviene aclarar que las no linealidad óptica, no es exclusiva de un cierto grupo de materiales, ya que si la intensidad del haz de un láser es lo suficientemente intensa, los materiales presentan cierto grado de no linealidad. El fenómeno no lineal más típico que se presenta se relaciona con la variación del índice de refracción como una función de la intensidad (índice refractivo no lineal); la ecuación que lo describe es conocida como la *no linealidad de Kerr* y se

escribe como [17, 18]:

$$n = n_0 + \gamma I(\lambda) = n_0 + \frac{n_2}{2} I(\lambda) \quad (1.3)$$

Donde $\gamma(m^2/W)$ o en $n_2(esu)^2$ (ver Apéndice A), es el *índice de refracción no lineal*, con un valor referente de $\gamma = 10^{-14} \text{ cm}^2/\text{W}$ [19] y λ es la longitud de onda del láser.

Adicionalmente a lo mencionado, al efecto Kerr, se le conoce como de enfoque (desenfoque), por presentar un comportamiento análogo al de una lente convergente (divergente), según sea el signo de γ , positivo o negativo.

Si experimentalmente se necesitara inducir un cambio en el índice de refracción $n - n_0 = 0.1$, la ecuación 1.3 indica que se requiere del orden de $10^{14} \text{ W}/\text{cm}^2$ lo cual sólo se puede lograr con un láser de pulsos ultracortos; por otra parte si se requiere realizar un cambio de fase en una sola longitud de onda, que se propague a través del grosor de 1mm de un material ópticamente no lineal, se estima que el cambio del índice refractivo sea del orden de $\Delta n = 10^{-3}$, por lo que aún se requiere un orden de $10^{11} \text{ W}/\text{cm}^2$. Existen materiales como los cristales líquidos nemáticos que presentan una gran no linealidad óptica con un valor típico del orden de $\gamma \approx 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{W}$, el cual es 9 órdenes de magnitud mayor que el de un material ordinario; sin embargo este tipo de material tiene la gran desventaja en el tiempo de respuesta, ya que para una muestra de $100\mu\text{m}$, este es de $\tau \approx 0.1\text{s}$ [19]. En esta etapa del trabajo la absorción no lineal no se utiliza, por no tener una contribución importante en el cristal líquido estudiado; sin embargo dado que se está trabajando en otros nuevos materiales, en donde posiblemente si se requiera su estudio, es conveniente mencionar su dependencia con la intensidad del haz incidente en la muestra y es descrita por la siguiente relación [20]:

$$\alpha(I) = \alpha_0 + \beta I \quad (1.4)$$

Otro parámetro óptico importante, que se utiliza en la etapa experimental, se refiere a la *Transmitancia Óptica* (T) que es una de las técnicas utilizadas en espectrofotometría para el análisis de las propiedades ópticas de materiales dieléctricos. En los experimentos usualmente realizados, se utiliza éste parámetro para determinar el coeficiente de absorción lineal del material y del comportamiento del índice de refracción no lineal asociado a éste. La transmitancia T se define como el cociente del flujo transmitido e incidente y queda dado por la ec. 1.5 [21].

$$T(\lambda) = \frac{I_t(\lambda) \cos \theta_t}{I_i(\lambda) \cos \theta_i} \quad (1.5)$$

² n_2 y γ están relacionados a través de $n_2(esu) = (cn_0/40\pi)\gamma(m^2/W)$

La relación anterior se refiere a la fracción de luz incidente (%) que se transmite a través de un material semi-transparente, a una cierta longitud de onda, donde $I_i(\lambda)$ es la intensidad del rayo incidente a un ángulo θ_i e $I_t(\lambda)$ es la intensidad de la luz a un ángulo θ_t que sale de la muestra ambos a una λ determinada. En los experimentos realizados el ángulo de incidencia es normal a la muestra. Por otra parte la transmitancia también está asociada a las propiedades intrínsecas del procesos de absorción lineal de un material y ésta es descrita por la Ley de Beer-Lambert [22], dada por la ec. 1.6.

$$I(\lambda) = I_0(\lambda)e^{-\alpha(\lambda)Lc} \quad (1.6)$$

Donde $\alpha(\lambda) = \frac{4\pi k}{\lambda}$ es el coeficiente de absorción lineal, $I_0(\lambda)$ es la intensidad del haz incidente en la muestra, $I(\lambda)$ la intensidad del haz al salir de la muestra, todos ellos asociados a la longitud de onda λ , por otra parte se tiene a k , que es el coeficiente de extinción, L es el grosor de la muestra y c es la concentración de la sustancia absorbente.

Asimismo se puede relacionar la absorción A y la transmitancia T por medio de la ec.1.7

$$A = -\log T \quad (1.7)$$

Las limitaciones de la ley de Beer-Lambert son el hecho de que la linealidad esta restringida por diferentes factores, tanto químicos, físicos como instrumentales y existen diversas causas que ocasionan una no linealidad en el coeficiente de absorción, como es el caso de altas concentraciones por esparcimiento³ ($> 0.01M$), debido a partículas en la muestra y a la intensidad de un haz láser de suficiente potencia que modifique el índice de refracción, entre otros factores.

1.1.3 Mecanismos locales y no locales

En el estudio del desarrollo de nuevos materiales es importante tomar en cuenta los procesos ópticos no lineales, debido a la interacción de estos con un haz láser, los cuales se pueden traducir como una variación en la transmitancia; estos cambios pueden ser debidos a mecanismos conocidos como locales y no locales. En el caso de los locales, se tienen alteraciones físicas reversible en las estructuras moleculares, a diferencia de los mecanismos no locales, donde la energía absorbida se puede difundir como calor, produciendo efectos de inducción de lente térmica [23, 24]

³ M se refiere a la concentración molar de una solución, i.e. al número de moles o moléculas-gramo de soluto que se encuentran en un litro de la misma

o de agitación térmica molecular. El efecto local de la luz con el material, se manifiesta en el punto de interacción. Mientras que el no local, la respuesta es transmitida a través del material lejos de la región de interacción.

1.2 Materiales ópticamente no lineales

En los estudios de materiales que presentan no linealidad óptica, como es el caso de los cristales líquidos (CL) dopados con colorantes orgánicos, estos se han vuelto muy atractivos, debido a que presentan una alta no linealidad por medio de la interacción con láseres continuos (cw) de baja potencia [25]. En este trabajo se seleccionó el cristal líquido (CL) 5CB y MBBA debido a que ambos presentan propiedades ópticas lineales similares. Al realizar pruebas experimentales con la técnica tradicional de Z-scan se observó que, bajo ciertas condiciones físicas, el CL 5CB, al doparlo con el colorante orgánico rojo de metilo, presentó un peculiar comportamiento, no reportado en ese momento para éste material, por lo que para ampliar el estudio del efecto encontrado, se hicieron una serie de adecuaciones a la técnica de Z-scan.

En las últimas décadas distintas investigaciones han mostrado que los procesos de desarrollo tecnológico de las diferentes áreas de la ciencia y la ingeniería, están fuertemente ligados a los fenómenos de la óptica no lineal. Un caso de interés particular es el del estudio de nuevos materiales [26], que al interactuar con luz láser intensa, presentan fenómenos no lineales de tercer orden; como es el caso del efecto Kerr que conduce a la generación del solitón óptico [27], el cual por sus características tiene un enorme potencial de aplicaciones en los sistemas de telecomunicaciones, computación y control. Para tener una mejor comprensión del presente trabajo es conveniente presentar las características generales de los fenómenos ópticos no lineales, las diferentes técnicas para medir los parámetros involucrados, así como una descripción general de la técnica de Z-scan.

1.2.1 Cristales Líquidos

Los cristales líquidos (CL) son sustancias muy importantes en el ámbito de los nuevos desarrollos tecnológicos, pues se utilizan en pantallas de computadora, de TV y multitud de dispositivos electro-ópticos; adicionalmente se ha observado que las moléculas del cristal líquido alteran sus propiedades ópticas en presencia de un campo óptico intenso de una fuente de luz láser. Diversos

estudios han mostrado que, cuando estos se combinan con ciertos colorantes orgánicos dicróicos, se ocasiona que se absorba la energía óptica en una cierta dirección [25], como consecuencia de esto se presenta una gran cantidad de fenómenos ópticos no lineales, utilizando bajas potencias de luz láser, de aproximadamente 1 mW, dando lugar al efecto Kerr [16].

El cristal líquido es un estado de la materia que está entre la fase líquida y la fase sólida cristalina, este puede fluir como un líquido, mientras conserva ciertas propiedades intrínsecas, como lo es la birrefringencia de un cristal. Las moléculas del CL se caracterizan por presentar un orden de orientación y de una posición parcial de las mismas. Para especificar el grado de orientación se utiliza el parámetro de orden escalar \hat{s} ($0 < \hat{s} < 1$), en donde para $\hat{s} = 1$ significa que la estructura molecular del CL está perfectamente orientada en sus moléculas, mientras que para $\hat{s} = 0$ se tiene un líquido isotrópico sin presentar un orden de orientación; en general los cristales líquidos son uniaxiales, es decir, las propiedades físicas son las mismas en la dirección $+\hat{s}$ como en la $-\hat{s}$. Como resultado de esta uniaxialidad las propiedades en forma volumétrica del CL pueden expresarse en términos de dos componentes, una paralela y otra perpendicular al vector director \hat{s} . La fase (mesofase) del CL comparte tanto propiedades de cristal como de líquido con un orden molecular intermedio. La razón del comportamiento peculiar de estos materiales estriba en la forma que tienen las moléculas, las cuales son alargadas con una fuerte anisotropía (caso de sistemas moleculares del tipo “rodillo”), lo contrario a la isotropía líquida que no permite tener un grado de orientación en una dirección. Esencialmente los CL se dividen en dos grupos, los *termotrópicos* (cambio de fase por temperatura) y los *liotrópicos* (cambio de fase por densidad de solutos) y se basa en los parámetros que controlan las transiciones de fases [28]. Para nuestro estudio se utilizan los del tipo termotrópico, en los que la temperatura es un factor de suma importancia, debido a las fluctuaciones térmicas de las moléculas del CL, ya que influyen en su comportamiento físico al interactuar con la luz que incide en éstos, tales como: viscosidad, constante de elasticidad, tiempos de relajación, así como del comportamiento de la alineación al interactuar con las fronteras del substrato de la celda o contenedor. Este grupo a su vez se clasifica en tres clases: *Nemáticos*, *Esméticos* y *Colestéricos*.

La *fase nemática*, es la que más se aproxima a un líquido isotrópico, en esta fase las moléculas se distribuyen en forma aleatoria sin mostrar un orden posicional definido, ver Fig. 1.3 a. En la

fase nemática uniaxial, las moléculas tienden a alinearse en la dirección del vector director⁴, que llamaremos \vec{n} , es conveniente señalar que \vec{n} no es propiamente un vector, debido a la simetría molecular, esto es $\vec{n} = -\vec{n}$, lo que significa que no se pueden distinguir los extremos de la molécula (en el caso de moléculas no-quirales). A este tipo de moléculas corresponden los CL 5CB y MBBA, sin embargo en estos CL la orientación del vector \vec{n} puede variar en el tiempo y el espacio, ya que puede ser influenciado por las condiciones a la frontera y posiblemente por campos eléctricos externos.

La *fase esméctica* corresponde a una estructura más organizada, en donde además del orden de orientación molecular \hat{s} , posee un orden posicional, de forma tal que las moléculas se organizan en estructuras de capas, y se caracterizan porque éstas son perpendiculares al vector director \vec{n} , ver la Fig. 1.3 b.

Finalmente, la *fase colestérica o nemático quiral*⁵ se refiere a que las moléculas se ordenan en forma similar a la fase nemática (solamente tiene un orden orientacional) y además el paquete molecular se tuerce en forma helicoidal en la dirección perpendicular al del vector director \vec{n} de las moléculas, ver la Fig. 1.3.

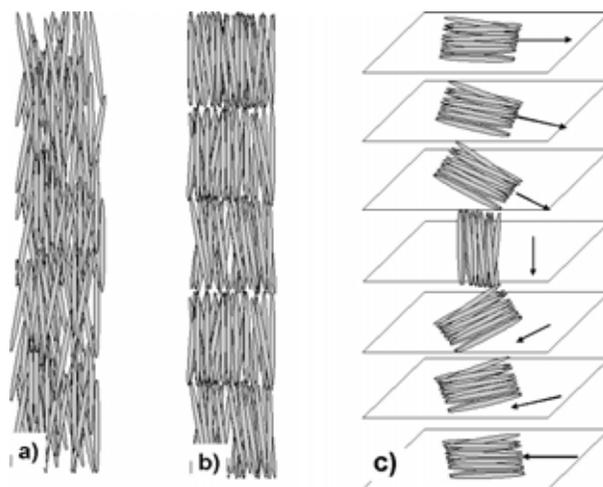


Figura 1.3: Estructuras moleculares de las principales fases del cristal líquido, esto es: a) Nemático, b) Esmético y c) Colestérico

⁴no confundir con n que se refiere al valor del índice de refracción

⁵Las estructuras moleculares del tipo quiral, son aquellas que son no-centrosimétricas, i.e. que no tienen un centro tal que, en forma similar a un espejo, refleje a la molécula en forma simétrica, en otras palabras, es como traslapar la mano izquierda con la derecha (no hay simetría) [3]

1.2.2 Birrefringencia de CL nemático

En la fase nemática los CL presentan una de sus más importantes propiedades físicas, referida a la respuesta óptica de estos con la interacción de un campo óptico, la cual se traduce en una birrefringencia por su propia naturaleza anisotrópica, i.e. se observa una doble refracción con índices refractivos paralelo (n_{\parallel}) y perpendicular (n_{\perp}), altamente dependientes de la temperatura, en la Fig. 1.4 se muestra el vector director \vec{n} y el plano de polarización del haz incidente en el CL, cuando el haz láser incide en el CL, luz que es dividida en dos componentes, una perpendicular en un haz rápido (llamado el rayo ordinario, n_o) y en otro retardada (llamado el rayo extraordinario, n_e). Dado que las dos componentes viajan a diferentes velocidades, las ondas de luz láser que salen del material birrefringente muestran que el estado de polarización ha cambiado debido a esta diferencia de fase. Otro parámetro importante a considerar es el grosor de la muestra, debido al cambio de fase a lo largo de la luz que se propaga en el CL nemático. De ahí que la trayectoria óptica, seguida por las dos componentes que viajan en el medio con diferente velocidad, muestra una diferencia de índice de refracción $\Delta n = n_{\perp} - n_{\parallel}$, esa diferencia lleva a un cambio de trayectorias, que a su vez trae un un cambio en el estado de polarización del haz láser al viajar en este medio. De ahí que en el presente trabajo se esté interesado en estudiar el comportamiento no lineal del CL 5CB, bajo la condición experimental de incidir en éste, a diferentes grados de orientación el plano de polarización del haz láser incidente.

Como consecuencia de la anisotropía de las moléculas del CL nemático, estas tienen una constante dieléctrica con valores de ε_{\parallel} en la dirección paralela del director \hat{n} y de ε_{\perp} en la perpendicular, asimismo se tiene que $\varepsilon_a = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}$ es lo que se conoce como anisotropía dieléctrica. De ahí que al aplicar un campo óptico \vec{E} , se obtiene un desplazamiento eléctrico dado por la ec. 1.8 [29]:

$$\vec{D} = \vec{\varepsilon} \cdot \vec{E} \quad (1.8)$$

En esta se observa la dependencia de ε con \vec{n} y éste con \vec{E} .

Este tipo de interacciones conducen a que el CL sufra efectos de deformación elástica, lo cual tiene que ver con la energía libre de Helmholtz (F_e) en el CL nemático dado por [29]:

$$F_e = -\frac{1}{2} \vec{D} \cdot \vec{E} = -\frac{1}{2} [\varepsilon_{\perp} \vec{E}^2 + \varepsilon_a (\vec{n} \cdot \vec{E})^2] \quad (1.9)$$

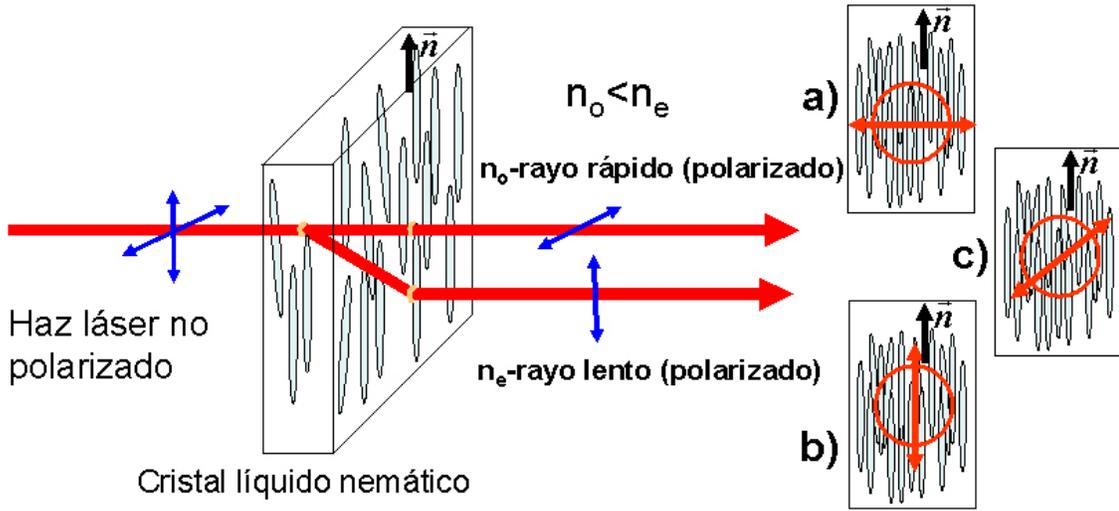


Figura 1.4: La luz del haz láser que atraviesa el cristal líquido toma una de las dos trayectorias que depende de: a) caso en el que el plano de polarización del haz incidente es perpendicular al vector director, b) caso en el que el plano de polarización del haz incidente es paralelo al vector director y c) caso en el que el plano de polarización incide con un cierto ángulo respecto al vector director.

Donde $(\vec{n} \cdot \vec{E}) = E^2 \cos \theta$, θ es el ángulo entre \hat{n} y \vec{E} .

F_e se comporta como un máximo si \vec{n} y \vec{E} son paralelos, i.e, $\theta = 0$ y con un mínimo cuando ambos son perpendiculares $\theta = \frac{\pi}{2}$; dependiendo del ángulo de polarización del haz láser incidente se tendrá una “torca óptica asociado al \vec{n} ”. Este modelo fue propuesto por Janossy y se infiere de la torca debida a un campo eléctrico dado por la ec. 1.10 [25, 30]:

$$\tau = \vec{D} \times \vec{E} = \varepsilon_a (\vec{n} \cdot \vec{E}) (\vec{n} \times \vec{E}) \quad (1.10)$$

1.2.3 Respuestas ópticas no lineales del CL

Los CL al interactuar con haces de luz, de suficiente intensidad, alteran sus propiedades ópticas, adquiriendo una serie de propiedades ópticas no lineales que los hace ideales para el estudio del índice de refracción no lineal asociado al efecto Kerr y térmico. Existe una gran diversidad de trabajos inherente al estudio de efectos no lineales en cristales líquidos nemáticos [31, 32, 33, 34, 35]. Dado que este tipo de CL son de nuestro interés y se les puede representar como un medio con no linealidad Kerr, cuyo comportamiento se puede equiparar al de una lente delgada, i.e.

que su índice de refracción depende del campo óptico $n(\vec{E})$ y se puede expresar de la siguiente manera:

$$n(\vec{E}) = n_{efectivo} + \gamma|\vec{E}|^2 + \dots \quad (1.11)$$

donde $n_{efectivo} = \sqrt{\varepsilon_0}(1 + \chi^{(1)})^{\frac{1}{2}}$ y $\gamma = \frac{\chi^{(3)}}{2\sqrt{\varepsilon_0}(1+\chi^{(1)})^{\frac{1}{2}}}$ es respuesta no lineal de tercer orden del CL está asociada a los cambios del índice de refracción, debido a procesos de reorientación colectiva que incide en el (\vec{n}) , siendo de alguna forma proporcional a la intensidad del campo óptico. Más adelante se verá como esta reorientación se asocia al dopaje del CL nemático con ciertos colorantes.

1.2.4 Dopaje de CL con colorantes orgánicos

Se ha encontrado que la no linealidad de los CL se incrementa notablemente al doparlos con ciertos colorante orgánicos, mismos que al disolverse en CL polares y no polares, como es el caso de los CL nemáticos 5CB y MBBA, aumentan la respuesta no lineal, debido principalmente a la interacción del campo óptico con los electrones- π de los anillos de benzeno [20], así como de los mecanismos de absorción que inducen una torca molecular adicional τ_o [36], a los procesos de foto-isomerización ⁶ trans-cis [29] y otros efectos de huésped-anfitrión. Es por ello que el incremento de la no linealidad está asociado al control de la “torca óptica”, que se relaciona con la anisotropía de la polarizabilidad óptica, por medio de la cual se orienta el campo óptico del haz láser incidente en el CL dopado. Los dopajes en el CL nemático se hacen con colorantes dicróicos, los cuales existen de dos tipo: los llamados azoicos (enlace del tipo $-N = N-$) y los antroquinonas [37] (contienen carbonílico antroquinona, formado por tres anillo de benzeno). Aquí, se utilizan colorantes del tipo azo, los cuales consisten de una molécula tipo $-N = N-$, con la peculiaridad de experimentar foto-isomerización tran-cis, significando que el isómero trans puede cambiar a cis debido a la acción de un campo óptico [38], ver la Fig. 1.5 (la molécula cis puede transformarse y regresar a la forma trans). Ahora bien, este tipo de dopajes con colorantes azo en el CL, ejercen una torca adicional a la torca óptica del CL puro. Para entenderlo analicemos cuando un campo óptico polarizado pasa a través del CL sin dopar [30].

$$\vec{P} = \varepsilon[\varepsilon_{\perp}\vec{E} + (\varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp})(\vec{n} \cdot \vec{E})\vec{n}] \quad (1.12)$$

⁶La *isomería* se refiere a ciertos compuestos químicos con igual fórmula química, que presentan estructuras moleculares distintas

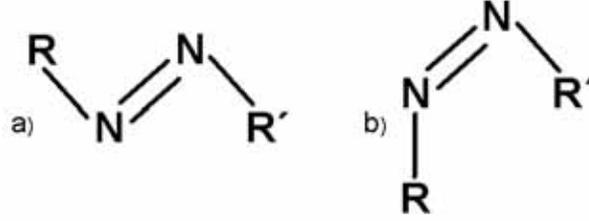


Figura 1.5: a) isómero trans y b) isómero cis.

El campo óptico se puede escribir como [30]:

$$\vec{E} = \sqrt{2}E_0 \cos \omega t \vec{e} \quad (1.13)$$

La torca ejercida por el campo óptico se da como el producto vectorial de la polarización inducida por el campo óptico, i.e $\vec{P} \times \vec{E}$, utilizando las ecs. 1.12 y 1.13 se obtiene que para las diversa moléculas del CL el campo óptico induce una torca óptica Γ^{opt} promediada dada como [30]:

$$\Gamma^{opt} = \langle \vec{P} \times \vec{E} \rangle = \langle 2E_0^2 \varepsilon_0 \cos^2 \omega t (\varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}) (\vec{n} \cdot \vec{e}) (\vec{n} \times \vec{e}) \rangle \quad (1.14)$$

Por ser de nuestro interés en la birrefringencia del CL, se toman $\varepsilon_{\perp} = n_o$ y $\varepsilon_{\parallel} = n_e$, para los índices ordinario y extraordinario respectivamente, por lo que la Γ^{opt} , quedaría como:

$$\Gamma^{opt} = \langle \vec{P} \times \vec{E} \rangle = E_0^2 \varepsilon_0 (n_e^2 - n_o^2) (\vec{n} \cdot \vec{e}) (\vec{n} \times \vec{e}) \quad (1.15)$$

En el efecto de torca, es necesario considerar la torca elastica del material Γ^{elas} , la cual está dada como:

$$\Gamma^{elas} = k \hat{n} \times \nabla^2 \vec{n} \quad (1.16)$$

Donde k es la constante elastica de Franck. Al dopar con el colorante, se incrementa en un cierto factor la Γ^{opt} , la torca debida al colorante Γ^{color} (que debe de depender del coeficiente de absorción α a una cierta λ), está dada como:

$$\Gamma^{color} = \varepsilon_0 E_0^2 \zeta (\vec{n} \cdot \vec{e}) (\vec{n} \times \vec{e}) = \eta \Gamma^{opt} \quad (1.17)$$

Donde $\eta = \zeta (n_e^2 - n_o^2)$ y ζ es una constante adimensional que depende de la concentración y estructura molecular del azo. Con base a lo anterior se debe tener una torca total Γ^{Tot} , dada como:

$$\Gamma^{Tot} = \Gamma^{opt} + \Gamma^{color} = E_0^2 \varepsilon_0 [\zeta + (n_e^2 - n_o^2)] (\vec{n} \cdot \vec{e}) (\vec{n} \times \vec{e}) \quad (1.18)$$

Es por esta razón que los CL nemáticos dopados con colorantes orgánicos [39], se han vuelto muy atractivos en los últimos años, debido a que se pueden utilizar láseres continuos de baja potencia para producir efectos ópticos no lineales significativamente grandes [40, 41]. Para este trabajo se utilizan los colorantes orgánicos azo, como lo es el rojo de metilo (methyl-red dye) al 1% y el rojo disperso DR1 (disperse red 1) al 1%, ambos del fabricante Sigma-Aldrich. Las características físicas y químicas de estos se describen en la Tabla 1.1 y sus estructuras moleculares se muestran en la Fig. 1.6. Ambos colorantes azo presentan estructuras moleculares

Tabla 1.1: Colorantes orgánicos azo.

Nombre	Sinónimo	Formula molecular	Peso Molecular	λ_{max} de absorción
R rojo de metilo	2-(4-Dimethyl aminophenylazo) benzoic acid	$(CH_3)_2NC_6H_4 = CO_2H$	269.3	410 nm
R rojo Disperso (DR1)	N-Ethyl-N-(2-hydroxyethyl)-4-(4-nitrophenylazo) aniline	$C_{16}H_{18}N_4O_3$	314.34	502 nm

de electrón-donador y electrón-aceptor, los cuales son ideales para los propósitos experimentales no lineales de este trabajo, pues se pueden combinar químicamente con los cristales líquidos nemáticos. Las estructuras moleculares de estos colorantes azo exhiben foto-transformaciones trans-cis bajo irradiación UV-Vis, un poco más rápida en el caso del DR1 [36, 42, 43, 44].

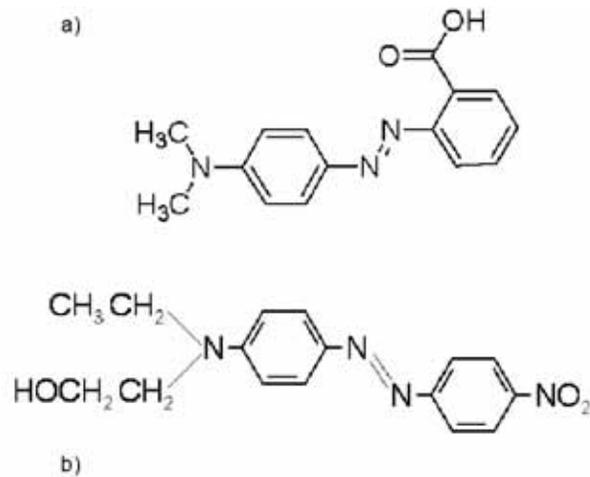


Figura 1.6: Estructura molecular de los colorantes orgánicos a) Rojo de metilo (RM) y b) Rojo disperso 1 (DR1).

1.2.5 Cristales líquidos 5CB y MBBA

Para este trabajo, se utilizan los CL 5CB y MBBA debido a que, ambos son de la familia de los nemáticos, son comercialmente disponibles y, conforme a la literatura, ambos presentan gran no linealidad al doparlos con un colorante orgánico. Las principales características físicas y químicas son:

5CB

Para el CL 5CB (4-cyano-4'-n-pentylbiphenyl), su fórmula es $C_{18}H_{19}N$, el peso molecular es de 249.36, una densidad de $1.008 \frac{gr}{cm^3}$ y está constituido de moléculas orgánicas con dimensiones típicas del orden de 5\AA de ancho por 20\AA de largo, como se se muestra en la Fig.1.7.

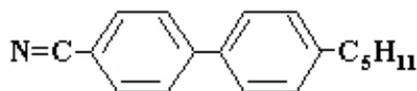


Figura 1.7: Estructura molecular del cristal líquido 5CB (4-cyano-4'-n-pentylbiphenyl).

MBBA

Para el caso del CL MBBA (N-(4-Methoxybenzylidene)-4 butylaniline), se tiene la fórmula química $CH_3(CH_2)_3C_6H_4N = CHC_6H_4OCH_3$, con un peso molecular de 267.36, una densidad de $1.0270 \frac{gr}{cm^3}$ y un índice refractivo de 1.5496 (se midió con un refractómetro de Abbe); la literatura indica de 1.5486 – 1.5506, la estructura molecular se observa en la Fig. 1.8

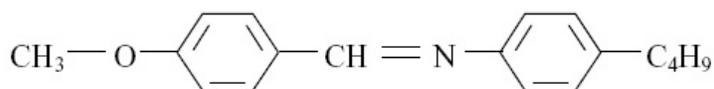


Figura 1.8: Estructura molecular del cristal líquido MBBA (N-(4-Methoxybenzylidene)-4 butylaniline).

En la Tabla 1.2, se muestra un comparativo de las propiedades ópticas lineales de los CL 5CB y MBBA.

Tabla 1.2: Comparativo de los CL 5CB y MBBA.

CL	Temperatura	Birrefringencia Δn	n_o	n_e	Fase nemática debajo de	Fase cristal debajo de
5CB	22.0 °C	0.1843	1.5297	1.7140	35.8 °C	22 °C
MBBA	22.8 °C	0.1150	1.5600	1.6750	47.0 °C	22 °C

La Principal diferencia de ambos cristales líquidos reside en que el Cl 5CB no muestra transiciones estructurales *trans-cis*, como consecuencia de irradiaciones en el UV-Vis, mientras que en el caso del CL MBBA es no polar y puede presentar foto-isomerización irreversible *trans-cis* por irradiación UV [36, 42, 43].

1.2.6 Modelaje molecular del CL 5CB dopado con rojo de metilo

Con el fin de obtener un modelo molecular del CL 5CB dopado con Rojo de metilo (RM), se utiliza el programa Spartan 2006⁷, conformando con el estado de mínima energía, obteniendo la Fig. 1.9.

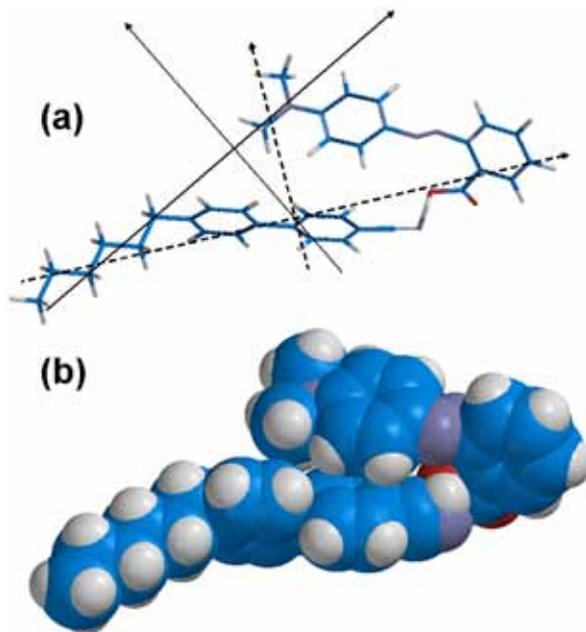


Figura 1.9: Estructura molecular del CL 5CB dopado con RM, elaborada con Spartan 2006, conformada al estado de mínima energía.

Las interacciones químicas huésped-anfitrión, básicamente son de tipo polar, el enlace entre el CL 5CB (anfitrión) y RM (huésped) se lleva a efecto por el hidrógeno (enlace puente de hidrógeno), i.e. los dos sistemas moleculares se enlazan por la interacción correspondiente al grupo protón del ácido carboxílico y el par de electrones libres del átomo de nitrógeno, presentes en el grupo-ciano del CL 5CB. De acuerdo con la literatura, estas interacciones pueden mejorar la transferencia de electrones a largo de los dos estructuras moleculares, debido a que el sistema en su conjunto preserva una configuración polar y la existencia de grupos funcionales de aceptor-donador en la estructura química no centrosimétrica, esto es importante pues este tipo de estructuras presentan enlaces conjugados- π , por lo que impactan directamente en resaltar la no linealidad óptica de tercer orden [28, 45].

⁷Con el apoyo del Dr. Manuel Gutiérrez del Instituto de Investigación de Materiales de la UNAM

1.3 Z-scan

En 1989 M. Sheik-Bahae et al [7] propusieron una técnica sencilla para determinar la magnitud y signo del índice de refracción no lineal en materiales ópticos que presentan el efecto Kerr; siendo acuñado el término de “Z-scan”; cuyo principio se basa en la interacción de materiales ópticamente no lineales de tercer orden, con un haz de luz láser con perfil Gaussiano, a esta técnica se le conoce como la técnica de Z-scan, la cual es relativamente sencilla de instrumentar y se utiliza para analizar la transmitancia de un haz láser a través de un material óptico no lineal, y la dependencia de la intensidad del mismo con la del índice de refracción [7, 46, 47, 48, 49]. Este es un instrumento de medición sumamente sensible y confiable que ayuda a una rápida caracterización en la búsqueda y diseño de nuevos materiales que exhiban no linealidad de tercer orden. Dependiendo del comportamiento de la transmitancia que se mida, se pueden obtener a partir de ésta, información de parámetros ópticos, como el signo del índice de refracción no lineal, el cambio de fase y el coeficiente termo-óptico del medio no lineal [50].

1.3.1 Método general de operación de la técnica Z-scan

Cómo se mencionó anteriormente, el método de Z-scan, es sumamente sencillo de instrumentar, como se ilustra en la Fig. 1.10.

La técnica se basa en utilizar la distorsión espacial de un haz láser de perfil Gaussiano, por lo que es necesario hacer un breve análisis del comportamiento del mismo; el haz tiene un diámetro D , con una longitud de onda λ , incidiendo en una lente de distancia focal f , propagándose en la dirección z ; el comportamiento de la amplitud como una función de las coordenadas x , y y la coordenada axial z , se describe mediante la siguiente relación ⁸[18].

$$\Psi(x, y, z) = A_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2(z)}\right) \exp\left(-ik \frac{x^2 + y^2}{2R(z)} + i\phi(z)\right) \quad (1.19)$$

La primera relación se refiere al factor de amplitud del haz Gaussiano, mientras que las dos últimas están relacionadas con la fase longitudinal y radial. Los parámetros principales del haz son las funciones $w(z)$, $R(z)$ y $\phi(z)$; la definición y comportamiento de éstas quedan dados por, la evolución de la anchura del perfil Gaussiano, a lo largo de la dirección z , está dado por $w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2}$, el radio de curvatura en cierta posición de z , es $R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right]$, el

⁸la irradiancia, es simplemente el módulo al cuadrado de la función, i.e., $I(x, y, z) = |\Psi(x, y, z)|^2$

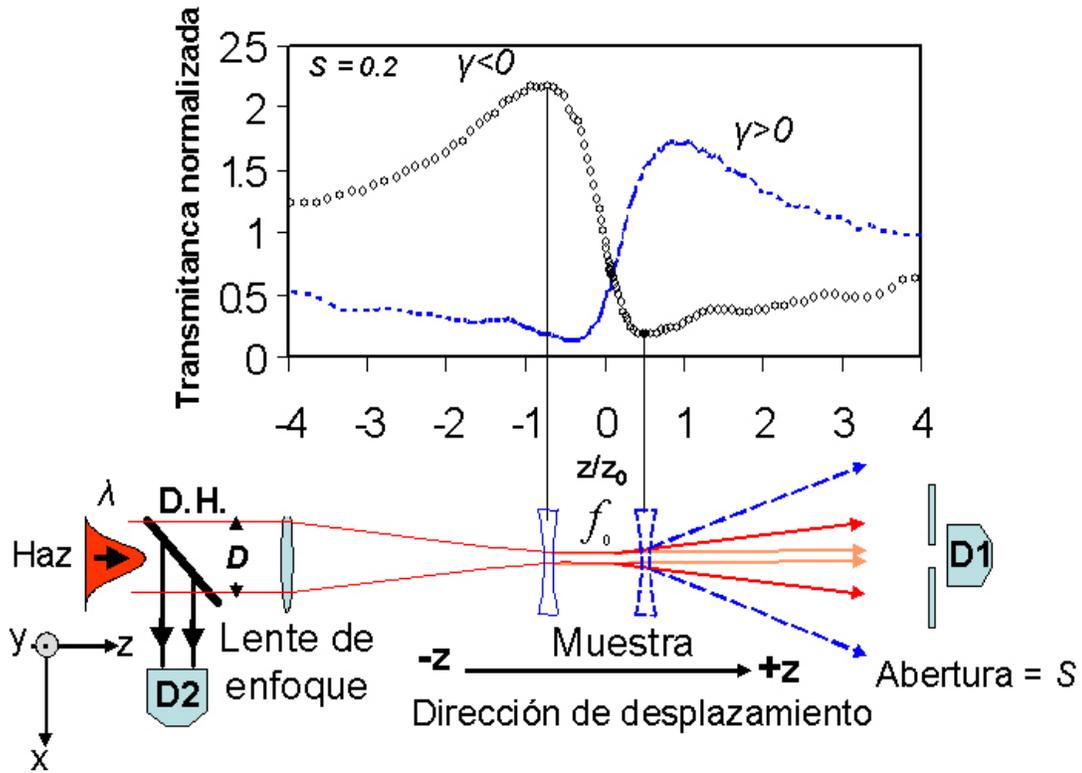


Figura 1.10: Representación gráfica de la transmitancia utilizando la técnica de Z-scan (D1 y D2 son los fotodetectores, D.H. es el divisor de haz, D el diámetro del haz láser, γ son los índices de refracción no lineal y S es el diafragma o abertura.)

cambio de fase cuando el frente de onda del haz atraviesa la región de la cintura del haz queda dado por $\phi(z) = \arctan\left(\frac{z}{z_0}\right)$, mientras que el radio de la misma es $w_0 = \frac{2f\lambda}{D\pi}$, el haz presenta un divergencia de $\Theta = \frac{w_0}{z_0}$. Otro parámetro importante es el llamado rango de Rayleigh, en donde la anchura, la divergencia y el radio, tienen una dependencia con w_0 y λ , el mismo se escribe en términos de longitud y se da como $z_0 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$. La geometría y comportamiento del haz gaussiano se muestra en la Fig. 1.11.

Una vez conocido el comportamiento y características del haz Gaussiano, en la región de enfoque $-z$, z_0 y $+z$, se coloca la muestra bajo estudio y se mueve por medio de una platina con desplazamiento micrométrico, alejándola de la lente de enfoque. Al desplazar el material dentro de ésta área y debido al enfoque de la lente en cierta posición, la intensidad del haz incidente en el material, induce una modificación no lineal al índice de refracción, presentando el efecto Kerr con una respuesta de autoenfocamiento o desenfocamiento (análogamente al funcionamiento de

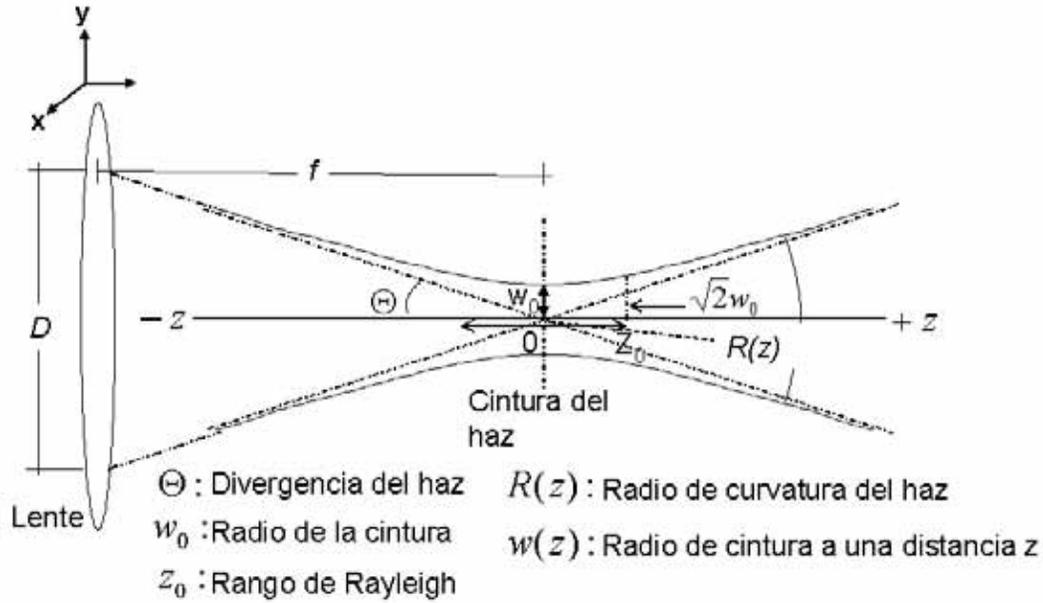


Figura 1.11: Haz Gaussiano enfocado por una lente convergente.

una lente convergente o divergente), modificando a su vez la fase del frente de onda [7, 51]; la intensidad del haz transmitido es regulada por medio de una abertura finita (diafragma), colocada en el campo lejano (Fraunhofer) en función de la posición z de la muestra, la intensidad es medida con el foto-detector D1, mientras que la intensidad del haz láser se mide con el foto-detector D2 y se utiliza como referencia para la transmitancia normalizada, tal y como se muestra en las típicas gráficas del índice de refracción no lineal positivo (pico a la derecha de $z/z_0 = 0$) y negativo (pico a la izquierda de $z/z_0 = 0$), ver la Fig. 1.10.

1.3.2 Principio teórico

La técnica de Z-scan se deduce a partir de diferentes trabajos relacionados con el autoenfoco y difracción de la luz en medios no lineales [52], cuyo comportamiento se describe en la ec. 1.3. Para tener un mejor entendimiento del planteamiento teórico éste se hará por etapas, conforme al diagrama de la Fig. 1.10, iniciamos con el haz láser que cumpla con los requerimientos para obtener una respuesta de acuerdo a las características físicas y químicas del material sujeto de investigación y estudio, es decir, su constitución molecular, su espectro de absorción y emisión, el coeficiente de absorción lineal $\alpha(\lambda)$ y el índice de refracción lineal $n(\lambda)$, para cierta longitud de onda λ , por mencionar los más importantes; con base a ello, se seleccionan las características

del láser a utilizar, i.e. longitud de onda λ , de emisión continua cw o pulsada, potencia, energía, modo transversal electromagnético (TEM), diámetro del haz, divergencia del haz; pongamos por ejemplo el caso ya mencionado para el cristal líquido donde el orden de potencia que presenta ONL tiene un valor aproximado del orden de $\gamma \approx 10^{-5} cm^2/W$, para obtener esa densidad de potencia en su punto focal de diámetro d , producida por una lente positiva, está dado por $d = 2w_0$. Es importante especificar que el grosor de la muestra l , que se desplace en la región de enfoque, deberá de ser mucho menor que la longitud de difracción o rango de Rayleigh z_0 del haz en esa región, i.e. $l \ll z_0$ (para la aproximación en medios delgados). En este intervalo es en dónde se presenta el fenómeno no lineal de tercer orden asociado al efecto Kerr, el cual se traduce como una variación del índice de refracción, debido a la irradiancia de la luz; este efecto es responsable de fenómenos como el de auto fase modulada y del modo de amarre en lentes Kerr. Es conveniente distinguir el efecto Kerr DC y el efecto Kerr AC, ya que ello permitirá tener una mejor perspectiva del desarrollo experimental. Para entender la distinción, utilicemos la ec. 1.2, en la que el campo de polarización P depende del campo eléctrico E , por lo que en el caso de efecto Kerr DC, se tiene que para materiales que muestran una significativa susceptibilidad $\chi^{(3)}$, se les aplica un campo eléctrico externo E_0 y se les incide con luz láser a una frecuencia ω , el campo eléctrico resultante está dado por:

$$E = E_0 + E_\omega \cos(\omega t) \quad (1.20)$$

Donde E_ω es la amplitud de la onda, reemplazando en la ec. 1.2, se obtiene que la polarización queda como:

$$P \simeq \varepsilon_0(\chi^{(1)} + 3\chi^{(3)}|E_0|^2)E_\omega \cos(\omega t) \quad (1.21)$$

Para el caso de materiales no-centrosimétricos se produce un cambio en el índice refractivo en la dirección del campo eléctrico aplicado, i.e.:

$$\Delta n = \lambda_0 K |E_0| \quad (1.22)$$

Donde λ_0 es la longitud de onda en el vacío y K es la constante de Kerr para el medio; el campo aplicado al medio produce birrefringencia en la dirección del campo eléctrico aplicado, un ejemplo de aplicación es el de la celda Kerr, en la que se le aplica un campo eléctrico transversal y ésta rota el campo de polarización de la onda viajante en el material actuando como un obturador (shutter) o modulador. El valor típico de K depende del medio, para el caso del agua es del

orden de los $9.4 \times 10^{-14} m/V^{-2}$ y de $4.4 \times 10^{-12} m/V^{-2}$ para el nitrobenzeno. Para el efecto Kerr AC, un haz de luz láser intenso puede por si mismo proporcionar una modulación del campo eléctrico, sin necesidad de aplicar un campo eléctrico externo a la muestra, por lo que el campo eléctrico producido queda como:

$$E = E_{\omega} \cos(\omega t) \quad (1.23)$$

Por tanto al combinar con la ec. 1.2, queda como:

$$P \simeq \varepsilon_0 (\chi^{(1)} + \frac{3}{4} \chi^{(3)} |E_{\omega}|^2) E_{\omega} \cos(\omega t) \quad (1.24)$$

La susceptibilidad resultante estaría dada como la combinación de la susceptibilidad lineal y no lineal, e.i, $\chi = \chi_L + \chi_{NL} = \chi^{(1)} + \frac{3\chi^3}{4} |E_{\omega}|^2$ y dado que $n = (1 + \chi)^{1/2} = (1 + \chi_L + \chi_{NL})^{1/2} \simeq n_0 (1 + \frac{1}{2n_0^2} \chi_{NL})$ donde $n_0 = (1 + \chi_L)^{1/2}$, utilizando expansión de Taylor se obtiene:

$$n = n_0 + \frac{3\chi^3}{8n_0} |E_{\omega}|^2 = n_0 + \gamma I \quad (1.25)$$

Donde γ es el índice de refracción no lineal e I es la intensidad de la onda.

Otro aspecto no menos importante se refiere al papel que juega el paso de la transmitancia, a través de la abertura (diafragma) S , en donde la potencia a través de la abertura de radio r_a está dada como [53]:

$$P(t) = \int_0^{r_a} I(r) dr \quad (1.26)$$

Donde $I(r)$ es la distribución del haz Gaussiano, el ajuste del tamaño de la abertura refleja la fracción de la energía transmitida a través de ésta y está dada por S , donde $0 \leq S \leq 1$, a ésta S se le conoce como el factor de transmitancia lineal y de acuerdo con el trabajo de Sheik-Bahae [7, 51], el rango óptimo experimental se encuentra en $0.1 \leq S \leq 0.5$.

1.3.3 Medición del índice de refracción no lineal γ

La técnica de Z-scan, muestra que el típico comportamiento de la transmitancia Fig. 1.10 al interactuar con un haz Gaussiano Fig. 1.11 [7, 51, 54, 55]. El criterio de medición utiliza los resultados experimentales de la gráfica de la transmitancia, a través del diafragma para calcular la diferencia de ésta se utiliza la siguiente relación.

$$\Delta T_{p-v} = 0.404(1 - S)^{0.25} |\Delta \Phi_0| \quad (1.27)$$

Donde T_{p-v} es la diferencia de la transmitancia normalizada entre el pico y el valle, esta normalización significa que la transmitancia se considera unitaria cuando la muestra está lejana al punto de enfoque f_0 , donde la no linealidad se considera prácticamente nula, esto es, para $|Z| \gg Z_0$; en los experimentos se tomará este criterio y se utilizará la proporción en las mediciones de las intensidades del haz transmitido y el de referencia entre los foto-detectores $D1$ y $D2$. Se utiliza como señal de referencia la que entra a la lente, la de la salida al pasar por la muestra y el porcentaje de la transmitancia que el diafragma permite que reciba el detector S y $\Delta\Phi_0$ se refiere al cambio de fase de la radiación que pasa por el material y queda expresada como la ec. 1.28:

$$|\Delta\Phi_0| = \frac{2\pi\gamma I_0 L_{eff}}{\lambda} \quad (1.28)$$

L_{eff} es la longitud efectiva de la muestra y queda expresada como:

$$L_{eff} = \frac{[1 - \exp(-\alpha L)]}{\alpha} \quad (1.29)$$

Donde L es el grosor de la muestra y α es el coeficiente de absorción lineal. Con estas relaciones es relativamente sencillo realizar el cálculo del índice de refracción no lineal γ , pues basta con determinar de la gráfica a ΔT_{p-v} para obtener $|\Delta\Phi_0|$ y con ello obtener γ de la ec. 1.28 [7, 51]. La sensibilidad de las mediciones, queda dada por las condiciones de $\Delta T_{p-v} < 1\%$ y $|\Delta\Phi_0| < \pi$ [7]. Con el fin de obtener un modelo aproximado, que represente a la transmitancia normalizada T_N como función de la posición z , es necesario tomar en cuenta el caso en que la absorción no lineal de la muestra es despreciable, quedando representado por [56]:

$$T_N(z) \approx 1 + \Delta\Phi_0 \frac{4x}{(1+x^2)(9+x^2)} \quad (1.30)$$

Donde $x = z/z_0$, la dirección positiva de z se se toma hacia la fuente del láser.

1.3.4 Modelaje de lente por efecto no lineal de CL en Z-scan

Con base al análisis de las secciones anteriores, el comportamiento de la transmitancia se puede asociar a efectos de tipo Kerr y Térmico. Para los del tipo **Kerr**, la transmitancia en el CL se asocia a una equivalencia de lente delgada positiva o negativa, cuya longitud focal F está dada por la Ec. 1.32 a una cuarta potencia del radio del haz láser Gaussiano en una cierta posición

z [57]:

$$F_{Kerr} = \left(\frac{n}{n-1}\right) \frac{z_0}{\Delta\Phi_0} \frac{w^4(z)}{w_0^4} \quad (1.31)$$

Para el caso equivalente de **lente térmica** [24, 57], la longitud focal foto-inducida F depende en forma cuadrática con el radio del haz láser Gaussiano, dado por la Ec.

$$F_{term} = \frac{\pi\kappa w^2(z)}{P_{abs}(\frac{\partial n}{\partial T})} \quad (1.32)$$

Donde κ es la conductividad térmica, $\frac{\partial n}{\partial T}$ es el cambio del índice de refracción con la temperatura y $P_{abs} = P_{inci}(1 - e^{(-\alpha L_{eff})})$ es la potencia de absorción.

La finalidad, de mencionar este tipo de comportamientos, es el entender y reproducir el comportamiento experimental de la transmitancia obtenido, asociado a los mecanismos locales y no locales de las muestras de CL utilizadas.

Capítulo 2

Desarrollo experimental

Para conocer el comportamiento no lineal de los cristales líquidos de nuestro interés, y otros nuevos materiales que estamos desarrollando, que presentan efecto Kerr; se escogió la técnica de Z-scan, después de analizar distintas técnicas, con la cual se pueden determinar susceptibilidades, índices de refracción y coeficiente de absorción no lineales de tercer orden, de los materiales estudiados. Para llevar a cabo los objetivos propuestos se instrumentaron las siguientes actividades experimentales:

1. Preparación, montaje y estudio espectrofotométrico del CL 5CB y MBBA dopados con colorantes orgánicos.
2. Montaje de la técnica de Z-scan y caracterización de parámetros experimentales.
3. Adecuaciones propuestas a la técnica de Z-scan, considerando el ángulo de polarización del haz láser incidente en la muestra, fotoinducción con un láser de Ar^+ y el control de temperatura de la misma.
4. Automatización, control y administración del sistema Z-scan.

En las siguientes secciones se detalla el montaje, ajustes, material utilizado y las diferentes adecuaciones experimentales a la técnica de Z-scan mencionadas anteriormente. Se da también la explicación de cada uno de los diferentes experimentos que se realizaron.

2.1 Preparación de las muestras del CL 5CB y MBBA

Con base a la revisión de la Sección 1.2.1 se seleccionaron los CL 5CB y MBBA [58], debido, en esencia, a su facilidad de preparación y al bajo costo. En nuestro particular caso, después de haber revisado la literatura, se encontró que este tipo de materiales presentan una gran no linealidad, por ello y en base a su disponibilidad, se utilizaron para realizar el estudio de índices de refracción no lineal [40, 59]. El paso siguiente fue dopar a los CLs 5CB y MBBA con los colorantes rojo de metilo y DR1 al 0.1 % en peso, respectivamente. Una vez preparados se procedió a la construcción de celdas de vidrio para colocar dentro de éstas las muestras en estudio (a manera de “sandwich”). En el Apéndice B.1 se muestra el proceso de corte y pulido de las celdas, así como el diseño y construcción de una pulidora de celdas, las cuales se hacen con placas de vidrio de 2.5×2.5 cm por $100\mu\text{m}$ de grosor, el cual se controla con cintas de Maylar; es conveniente hacer notar que una característica de la muestra es que fue preparada, sin que se hubiese realizado algún proceso previo de prealineación molecular en la celda (homeotrópico o coplanar)[60, 61]. La inserción del CL dentro de las celdas se hace mediante capilaridad, gravedad y calentamiento de la muestra hasta 27°C . En las fotografías de la Fig.2.1 se ve como quedan las muestras para su utilización en el arreglo experimental.

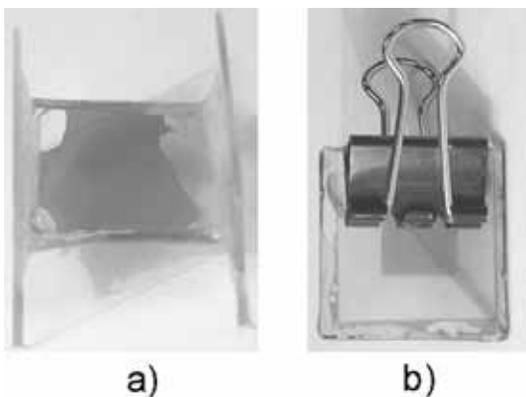


Figura 2.1: Muestras de cristal líquido dopado con colorantes, emparedadas en las celdas para su estudio: a) 5CB y b) MBBA

2.2 Espectros de absorción óptica

Una vez preparadas las muestras de los CLs 5CB y MBBA, se realizó un análisis espectrofotométrico para determinar el coeficiente de absorción en la región visible del espectro. Esto se hizo con un espectrofotómetro marca Ocean Optics USB2000. El arreglo experimental utilizado se muestra en la Fig. 2.2 y los espectros obtenidos en la Fig. 2.3. La determinación del coeficiente de absorción lineal se hizo conforme a la ley de Beer-Lambert, ec. 1.6. Básicamente, lo que se hace es obtener el espectro continuo de referencia de una lámpara de tungsteno pasando por una celda vacía y, posteriormente se toma otro de una celda conteniendo el material en estudio; el grosor de la celda es de $100\ \mu\text{m}$, el coeficiente de absorción lineal α para diferentes longitudes de onda del espectro visible se obtiene mediante la ec. 1.6, de esta forma se selecciona la longitud de onda λ en la que se excitará la muestra para la no linealidad cúbica, que, como se aprecia en la Fig. 2.3, corresponde a la región de menor absorción, Por esta razón, en el experimento se despreció la contribución lineal y no lineal de absorción. En la misma gráfica se observa que el CL presenta una alta absorción en la región de los 514 nm, éste valor se utiliza para los estudios de los efectos de fotoinducción en la muestra, con la ayuda de un láser de Ar^+ . Una observación con microscopio de la muestra, utilizando técnicas de polarización lineal microscópica, muestra que éstas exhiben un tipo de textura en la que el cristal líquido da la apariencia de estar parcialmente alineado al sustrato (ver la Fig.2.4).

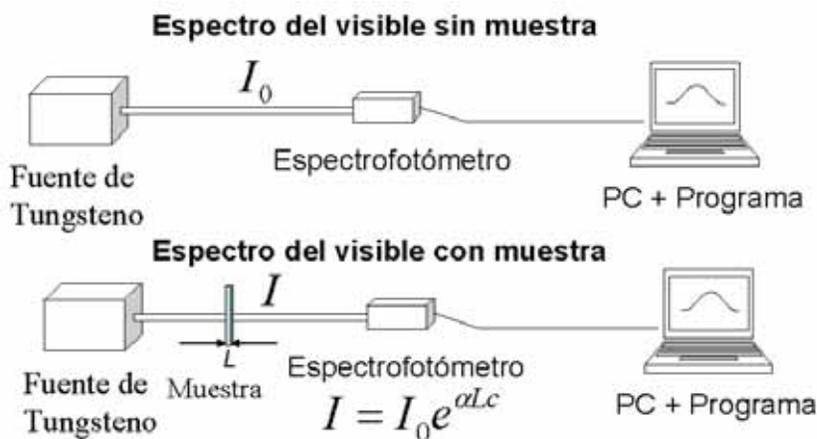


Figura 2.2: Arreglo experimental para determinar el coeficiente de absorción $\alpha(\lambda)$.

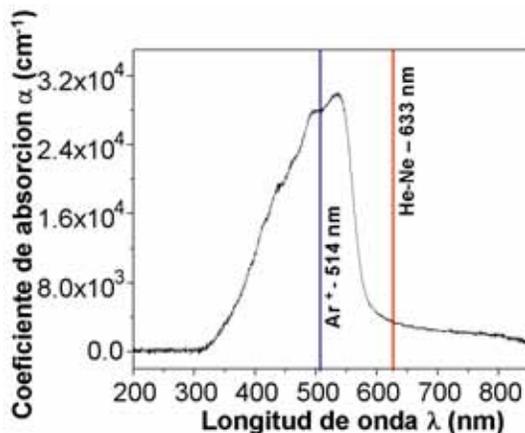


Figura 2.3: Espectro de absorción en el visible del cristal líquido 5CB dopado con rojo de metilo al 0.1% en peso.

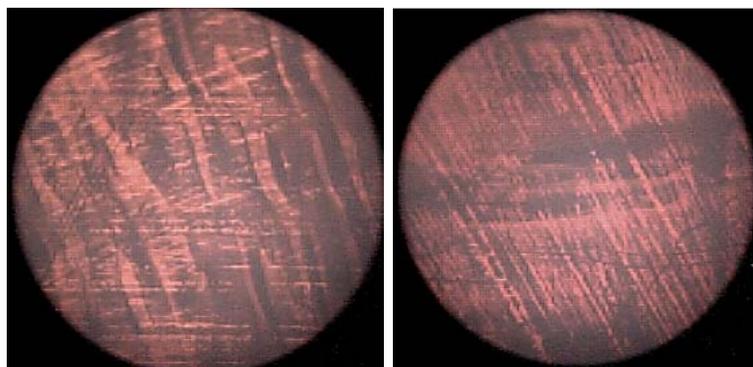


Figura 2.4: Observación con un microscopio de polarización a 100× del CL 5CB dopado con rojo de metilo al 0.1% en peso. El CL presenta una textura equivalente a la del entramado de una tela con una cierta orientación respecto a la celda.

2.3 Técnica de Z-scan

Con base en los fundamentos teóricos y características de la técnica de Z-scan, que se describieron en la Sección 1.3, se procedió a realizar el montaje experimental básico de esta técnica; para ello se utilizaron los diferentes elementos y equipos con que se cuenta en el laboratorio. El procedimiento utilizado fue el siguiente: a) Un haz del láser de He-Ne de 5 mW se alineó paralelamente a la mesa óptica de trabajo. Esta dirección se identifica como z , b) En la trayectoria del haz se coloca una lente L de distancia focal f , cuya caracterización se mencionará en la siguiente sección, c) En la

región de enfoque se colocó una platina de desplazamiento longitudinal, conectada al controlador de movimiento (Motion Master) Newport model MM400S, con un rango de movimiento de 25 mm y de $2\mu\text{m}$ por paso de desplazamiento, d) sobre esta platina se fijó la muestra en estudio, la cual se movió alejándose de la lente, e) se colocaron los divisores y atenuadores del haz transmitido e incidente, f) a una distancia de $100z_0$ (z_0 depende de la f de la lente) se colocó un diafragma y un fotodetector D1 para controlar y medir la intensidad del haz transmitido, g) la intensidad del haz láser incidente en la lente se midió con el fotodetector D2 y se utilizó como referencia para la transmitancia normalizada, h) los fotodetectores se conectaron a un osciloscopio. Lo anterior se muestra esquemáticamente en la Fig. 2.5.

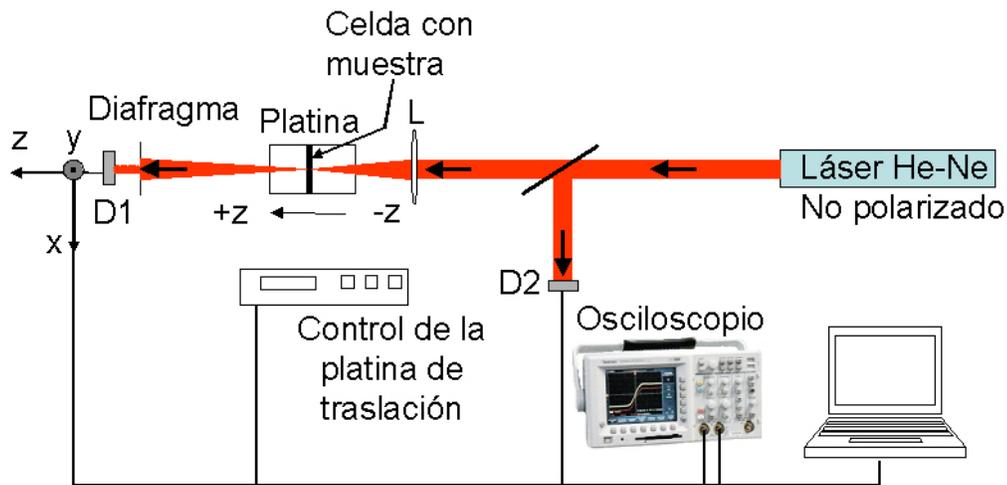


Figura 2.5: Diagrama esquemático del montaje experimental básico de Z-scan.

2.3.1 Parámetros experimentales de Z-scan

Con base a la teoría de Z-scan y a las referencias bibliográficas [20, 32, 7, 51, 54, 55], se procedió a determinar las condiciones experimentales de trabajo para los experimentos considerados; para ello se hizo una evaluación de las características de la lente de enfoque, tomando en cuenta variaciones de potencias del haz láser de He-Ne, y el desplazamiento de la platina (25 mm con pasos de $2\mu\text{m}$). Fue importante determinar el tamaño de la abertura, por estar éste relacionado con la sensibilidad del experimento. Se hacen varias corridas experimentales para encontrar el valor óptimo, en nuestro caso se encontró que es de $S = 0.2$ ($\approx 2\text{ mm}$ de diámetro); una vez definido se hicieron diferentes mediciones utilizando lentes de distancia focal de 3, 5 y 7 cm,

para varias potencias del láser de He-Ne de 0.4 a 1.8 mW. Las gráficas de comportamiento se muestran en la Fig. 2.6, en éstas se tiene como coordenada la posición de desplazamiento de la muestra en mm y la medición de la intensidad de la transmitancia en unidades arbitrarias $u.a.$. De ellas se seleccionó la lente con distancia focal $f = 5$ cm, por ser la que muestra un mejor comportamiento conforme a las condiciones experimentales del laboratorio. Es importante notar que independientemente de las condiciones experimentales, la no linealidad exhibida por el CL 5 CB dopado con el rojo de metilo, podría no ser considerado como térmico, ya que la amplitud de la transmitancia no depende de la cintura del haz [57].

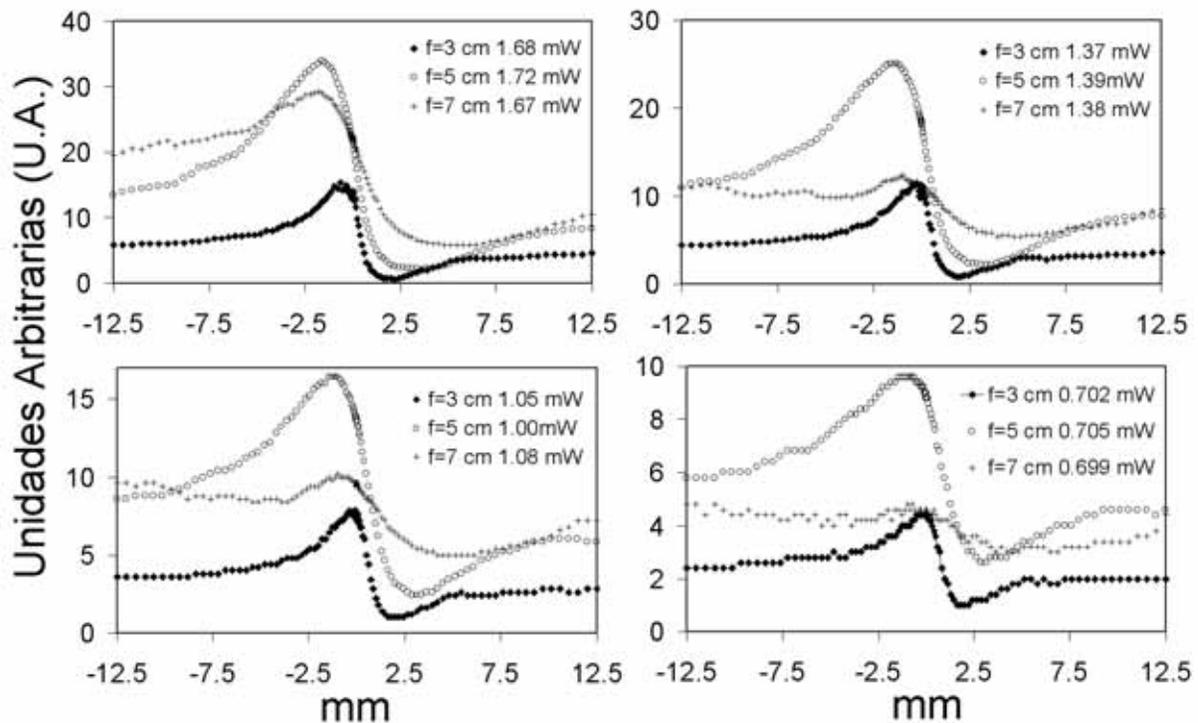


Figura 2.6: Gráficas de índices de refracción no lineal al aplicar la técnica de Z-scan, para lentes con diferente distancia focal y potencias del láser He-Ne incidente.

Una vez que se determinó la distancia focal de la lente y la potencia óptima, se procedió a caracterizar el haz del láser He-Ne utilizado con Z-scan, verificando experimentalmente la información proporcionada por el fabricante, las Tablas 2.1 y 2.2 resumen la información del láser utilizada en los experimentos.

Con la información ya definida de la f de la lente y potencia utilizada, se procedió a realizar los cálculos de: el rango de Rayleigh z_0 , radio de cintura del haz w_0 , diámetro de enfoque d y

Tabla 2.1: Láser Melles Griott 05-LHR-151, 8.7 mW no polarizado.

Diámetro del haz	0.8 mm
Divergencia del haz	1×10^{-03} Radianes
Distancia entre el láser y la lente de enfoque	780 mm
Diámetro del haz en la lente	1.61 mm

Tabla 2.2: Potencia del láser incidente en la lente de enfoque $f = 5$ cm (sin atenuar).

Potencia promedio antes de la lente W	Densidad de potencia $\frac{W}{m^2}$ en f_0	Densidad de potencia $\frac{W}{cm^2}$ en f_0	Densidad de potencia $\frac{W}{mm^2}$ en f_0
2.45×10^{-03}	5.17×10^{06}	5.17×10^{02}	5.17

distancia del detector al plano de enfoque, entre otros, que se muestran en la Tabla 2.3.

2.4 Adecuaciones a la técnica de Z-scan

Con base a lo mencionado en la Sección 1.1.3, se procedió a efectuar las tres diferentes adecuaciones experimentales propuestas a la técnica de Z-scan; el sistema se diseñó tomando en cuenta las respuestas no-instantáneas al modificar los mecanismos físicos locales y no locales de la muestra en estudio. Tal y como se señaló en el Capítulo anterior, en donde se tomó en cuenta la variación del ángulo del plano de polarización incidente en la muestra, así como los casos de efectos de fotoinducción por medio de un láser de Ar^+ , el control de la temperatura de la muestra y de la combinación de ambos casos; para lograr los objetivos propuestos, se utilizó un láser de He-Ne no polarizado en conjunto con un polarizador lineal, con objeto de controlar el plano de polarización que incida sobre el material, combinando en forma simultánea con los efectos de fotoinducción de un haz láser de Ar^+ , así como el controlar la temperatura de la muestra

Tabla 2.3: Parámetros experimentales utilizados en Z-scan.

Descripción	m
f de la lente	0.05
Diámetro del haz	0.0016
Diámetro de enfoque	2.5×10^{-05}
Radio de cintura del haz w_0	1.25×10^{-05}
Long. onda λ	6.33×10^{-07}
Rango de Rayleigh z_0	3.1×10^{-03}
Distancia del detector al punto de enfoque	0.94

en estudio. Nuestra experimento toma en cuenta este acoplamiento entre los tres casos, para observar el comportamiento del índice de refracción no lineal. Todas las señales capturadas de los foto-detectores, fueron medidas con un Osciloscopio (Tektronix TDS 744A) y finalmente todo el esquema de automatización, control y administración del sistema fue realizado con el programa de aplicación LabView. Las tres diferentes adecuaciones se muestran esquemáticamente en la Fig. 2.7.

Para adquirir los datos de la transmitancia se utilizó un detector de área grande (EOT ET-2040), el cual se colocó a una distancia de 0.94 m del plano de enfoque de la lente, situándolo detrás de la abertura que controla la intensidad del haz transmitido (diafragma) de $\simeq 2$ mm de diámetro; para dar una $S = 0.2$ (20% de la intensidad de luz incidente) . En algunos experimentos se colocó un segundo polarizador enfrente del detector, con el fin de analizar la componente de polarización del haz del láser transmitido a través de la muestra y saber si se presentaba algún tipo de discoísmo circular, que hiciera rotar el plano de polarización del haz transmitido al salir de la muestra.

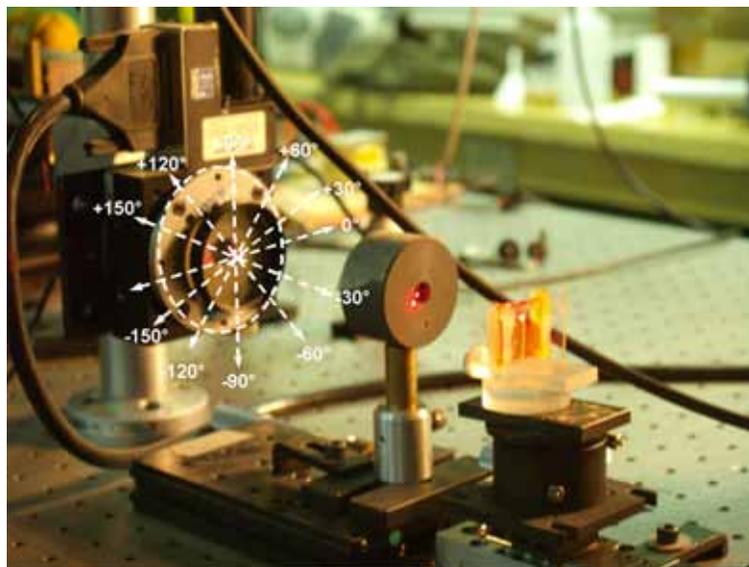


Figura 2.8: Sistema de Z-scan con la adecuación experimental de la variación del plano de polarización incidente en la muestra.

2.4.2 Fotoinducción sobre la muestra

Para la segunda adecuación, marcada con el No. (2) de la Fig. 2.7, se realizó una configuración un poco más compleja, puesto que se quiere evaluar el comportamiento del índice de refracción no lineal, al someter la muestra en estudio a mecanismos físicos locales, en éste caso de fotoinducción. Para ello, en la región de enfoque del haz láser He-Ne, se hizo incidir un segundo haz láser continuo de Ar^+ con $\lambda = 514$ nm (Coherent Innova 300), ya que, como se observa en el espectro de la Fig. 2.3, es la λ que se encuentra en la región de máxima absorción del CL

5CB dopado con rojo de metilo y con esto, se pudieron hacer estudios de fotoinducción [62]. La potencia utilizada del Ar^+ se varió de 10 a 50 mW con un estado de polarización paralelo o perpendicular al del láser He-Ne; tomando en cuenta que en la muestra, el haz del láser Ar^+ forma un ángulo de 42.5° , respecto al haz de He-Ne incidente en la misma, en la dirección z , con un diámetro de 1.4 cm, como se observa en la Fig. 2.7, mientras que en la Fig. 2.9, se muestran algunas fotos del arreglo experimental.

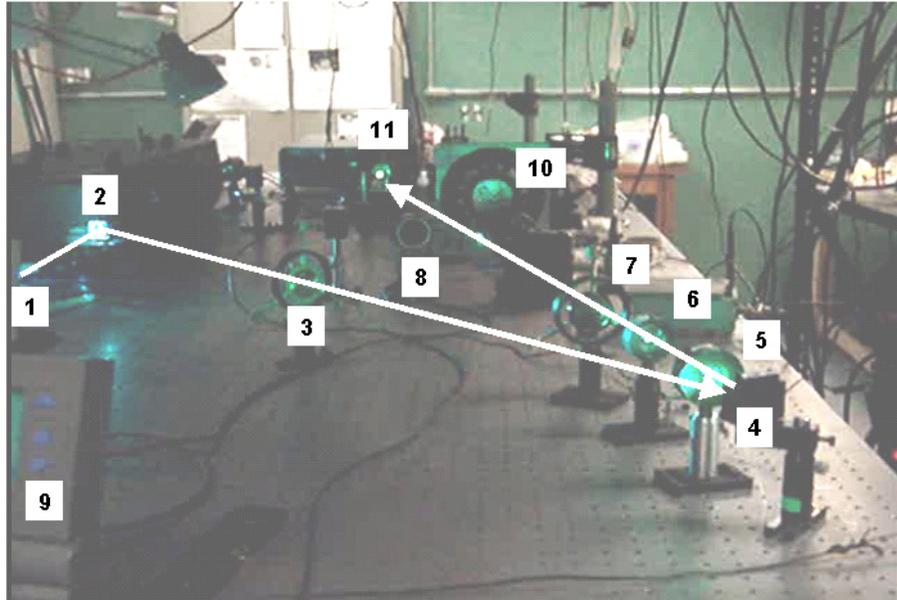


Figura 2.9: Fotografía del arreglo experimental de la fotoinducción [1] láser de Ar^+ , [2] prisma dispersor para separar las líneas espectrales, [3] diafragma para separar la línea espectral de los 514 nm, [4] espejo, [5] lente de expansión, [6] lente de colimación, [7] polarizador circular, [8] y [9] medidor de potencia, [10] atenuador variable y [11] muestra.

2.4.3 Control de temperatura en la muestra

Además de la fotoinducción se tiene otro tipo de efecto local, el cual contribuye considerablemente a la adecuación del modelo de lente térmica [56], e indica que la transición de fase en los cristales líquidos es causada por cambios en la temperatura dentro de la muestra. Por lo que una tercera adecuación a la técnica de Z-scan se realizó conforme al punto No. (3) mostrado en la Fig. 2.7; para llevarla a cabo fue necesario diseñar y construir un controlador de temperatura, con una confiabilidad de $\pm 0.1^\circ$. La estrategia empleada en los experimentos fue la de incrementar la temperatura de la muestra de 21.0° a 32.0° , así como el de haber utilizado, simultáneamente, diferentes ángulos del estado de polarización del haz incidente a la muestra, conforme a los resultados obtenidos con la primera adecuación, ver la Fig. 2.10, en el Apéndice B.2 se dan los detalles de su diseño.

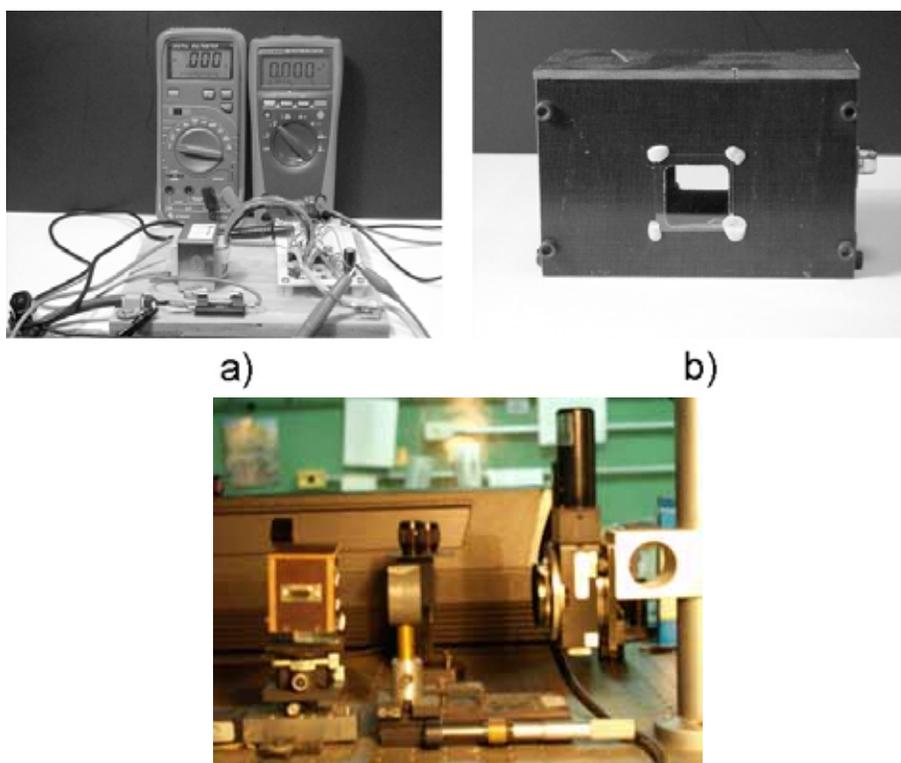


Figura 2.10: Fotografías de: a) sistema de control de temperatura, al frente se observa el circuito electrónico de control, al lado izquierdo el voltímetro para relacionarla a la lectura de temperatura requerida, a la derecha el voltímetro con la lectura de horno. b) el horno en que se coloca la muestra y c) montaje del arreglo experimental.

2.4.4 Automatización, control y administración de la Técnica Z-scan

Con el objeto de contar con un proceso experimental, totalmente automatizado se utilizó el programa de aplicación LabView de National Instrument con el cual se diseñó el programa que permite en forma rápida y eficiente, el control, administración y procesamiento de datos. Para este fin se procedió a realizar un inventario de los diferentes protocolos de comunicación de los equipos que conforman el sistema general de Z-scan. En términos generales el programa LabView a través de la PC vs la consola de control de las platinas de traslación y rotación, obtiene simultáneamente lecturas de medición de la transmitancia en el osciloscopio, de los detectores $D1$ y $D2$. En el Capítulo 3 se describirá más a detalle la programación y funcionamiento del programa elaborado.

Capítulo 3

Instrumentación automática de Z-scan

Con base a los principios teóricos y a las adecuaciones propuesta a la técnica de "Z-scan", se realizó el montaje de los diferentes dispositivos electro ópticos y electro mecánicos y la automatización de los mismos por medio de un programa, con el fin de determinar las diferentes variables consideradas en la medición el índice de refracción γ de los diferentes materiales en estudio. Para tener una mejor comprensión de éste instrumento de medición, se dividirá el presente Capítulo en dos secciones; una que considera la instrumentación electrónica y otra que considera la instrumentación virtual, que en conjunto permiten la total automatización de éste técnica.

3.1 Instrumentación electrónica

En ésta sección, se describe el sistemas de control electromecánico de las platinas de rotación y traslación, así como del sistema de adquisición y monitoreo de las señales de la transmitancia. Empleando para ello de los siguientes dispositivos:

3.1.1 Sistemas electromecánicos

Estos se constituyen de los siguientes:

- Controlador de movimiento de la marca Newport modelo MM4005 (ver Fig. 3.1 a), el cual puede controlar de 1 hasta 4 ejes de movimiento para motores de paso (1 Mhz pulso máximo, 1 o 1/2 paso, 0.3 ms) o Corriente Directa (CD) (16 bit CAD, 10 Mhz, 0.3 ms),

con interfaces de computadora RS-232 e IEEE-488, cuenta con modo de operación local o remota.

- Platina de traslación lineal de la marca Newport modelo MFA 25CC (ver Fig. 3.1 b), con un desplazamiento de 0-25 mm, con un mínimo movimiento de $0.1 \mu\text{m}$, con un rango de velocidad de 0.3-2.5 mm/s, soportando un peso máximo de 50 N.
- Platina rotacional de la marca Newport modelo URM80CC (ver Fig. 3.1 c), de 340° en pasos de 0.01° , de 140° a -140° .



Figura 3.1: a) Equipo controlador de movimiento traslacional y rotacional, b) platina de traslación en z y c) platina rotacional

3.1.2 Fotodetectores

Para la medición de la transmitancia y la potencia de los láseres, se utilizaron los siguientes dispositivos:

- Fotodetector polarizado de silicon del fabricante Electro-Optics Technology (EOT), modelo ET-2040 (ver Fig. 3.2 a)), con un tiempo de subida y bajada $< 30 \text{ ns}$, con un diámetro del fotodetector de 4.57 mm. La sensibilidad de éstos es de 0.35 A/W en $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ (ver Fig. 3.2 b)).
- Consola de medición de potencia para láseres CW y pulsados en la región del visible e infrarrojo del fabricante Coherent modelo LabMaster Ultima (ver Fig. 3.3 a)), con mediciones de potencia desde los nanowatts a los kilowatts y energías desde los microjoules a joules. al conectar el tipo de detector adecuado para el fin requerido.

- Detector térmico LM-2 VIS (ver Fig. 3.3 b), fotodiodo de silicón y germanio con resolución de 1 nW, con un rango de longitud de onda de 250 a 1540 nm.

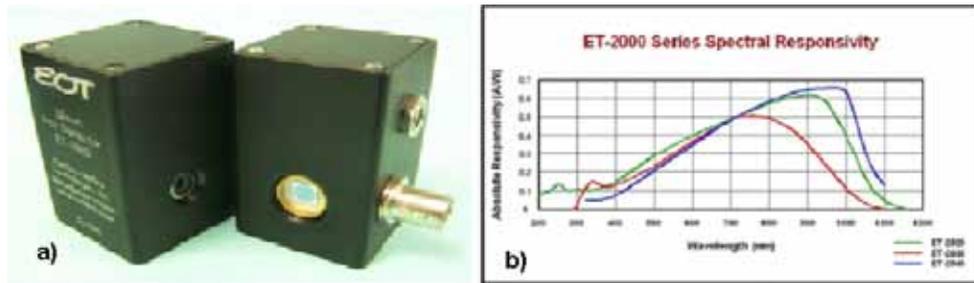


Figura 3.2: a) Fotodetector ET-2040 y b) espectro de respuesta.



Figura 3.3: a) Consola del fotodetector de potencia y b) Fotodetector térmico.

3.1.3 Adquisición de datos

La adquisición y sincronización de los fotodetectores ET-2040 se realizó por medio del osciloscopio Tektronix TDS 744A (ver Fig. 3.4), con un ancho de banda analógica de 500 Mhz, de 4 canales con 8 bits de resolución, con puerto de comunicaciones para GPIB.



Figura 3.4: Osciloscopio digital TDS 744A

3.1.4 Diseño electrónico del sistema de control de temperatura

Para el control de la temperatura, se diseñó y construyó el circuito controlados basado en el sensor de temperatura LM35, cuyo diagrama esquemático y características técnicas se muestra en la Fig. 3.5. El comportamiento de la estabilización térmica de las muestras en estudio dentro del horno , se aprecia en las curvas de calibración de incremento y descenso de la temperatura de la Fig. 3.6 a-c. En la Fig. 3.6 d) se muestra el circuito armado, en ella se aprecian dos multímetros, uno de ellos se utiliza para fijar el valor de la temperatura deseada y el otro para medir la temperatura de la muestra que se colocó dentro del horno construido con el material “celoron”; adosado a la misma se fijó el sensor de la temperatura LM35, ver la Fig. 3.6 e). El sistema se diseñó para tener un control de la temperatura de la muestra en un rango comprendido de los 18 °C hasta 50 °C con una precisión de 0.1 °C y una incertidumbre asociada en las medidas de calibración de ± 0.05 °C. Aún cuando el sistema no se pudo comparar con un patrón para determinar su exactitud, si se pudo hacer con otro medidor de temperatura comercial, dando valores similares. Cabe hacer mención que la estabilización térmica de la muestra en promedio tarda 30 min.

3.2 Instrumentación virtual

Esta sección describe la automatización de los sistemas anteriormente considerados en Z-scan, cuyo montaje se muestra en el diagrama esquemático de la Fig. 2.7. Las conexiones y control de los mismos se realizaron por medio del programa de aplicación LabView del fabricante National Instrument. Dicho programa permite en una forma muy sencilla, comunicar los dispositivos, para configurarlos a modo de obtener los diferentes valores de las variables involucradas, así como la visualización rápida del comportamiento óptico no lineal de las muestras en estudio y con todo ello, determinar el valor experimental del índice de refracción no lineal.

LabView es un programa de aplicación en ambiente gráfico que utiliza el Lenguaje G (Lenguaje de programación gráfico de uso exclusivo en LabView); está basado en iconos y flujo de datos, por medio de redes circuitales que se entrelazan con objetos virtuales con aplicaciones específicas. Los programas hechos en LabView reciben el nombre de “Instrumentos Virtuales” (VI por sus siglas en inglés Virtual Instruments), de ahí el nombre de ésta sección. Un programa en LabView consiste de dos partes: a) Diagrama de Bloques y b) Panel de Control. El panel de control es la parte donde el usuario interactúa con el programa y con los instrumentos. El diagrama es donde se escribe mediante iconos, estructuras, funciones, hilos (programación gráfica) que es el código fuente del programa. Las funciones son instrumentos virtuales previamente establecidos, formando librerías, que son similares a las subrutinas en otros lenguajes de programación. Cada instrumento virtual creado por el usuario se puede utilizar en otros instrumentos virtuales y pueden convertirse también por medio de iconos.

3.2.1 VISA

VISA son las siglas de Virtual Instruments System Architecture, es un estándar de software de entrada y salida (I/O), de tal forma que los dispositivos se diseñan para hacer compatible, fácil y viable la comunicación. Con VISA se establece la comunicación con instrumentos basados en RS-232 (ANSI/EIA-232) y GPIB (IEEE 488.2), entre otros.

En la Figura 3.7, se muestran los iconos que representan los Instrumentos Virtuales (subVI), que implantan el estándar National Instrument-VISA (NI-VISA). En a) se muestra el VI Open-VISA, que tiene la función de abrir la comunicación entre el dispositivo y la PC. Mediante el programa Measurement y Automatization, que forma parte de LabVIEW, se dan de alta y se

configuran los puertos existentes en la PC, estableciendo una clave para cada tipo de puerto, que utiliza el VI Open- VISA. b) El icono Serial-VISA tiene la misma función que el anterior, pero esta enfocado al protocolo RS-232. c) Close-VISA tiene la función de cerrar la comunicación, d) y e) son los iconos Write-VISA y Read-VISA, respectivamente, el primero tienen la función de enviar cadenas en ASCII, y el segundo de leer en el buffer del dispositivo la cadena que se encuentre ahí.



Figura 3.7: Secuencia lógica de operación del programa organizado para automatizar la técnica de Z-scan.

3.2.2 Platinas

En el experimento de Z-scan se utilizaron dos platinas, una de traslación (dirección lineal z) y otra de rotación (restricción de giro de -170° a $+170^\circ$), ambas se controlaron a través de una consola. La comunicación con la consola y la PC se hizo por medio de un puerto serial (RS-232), los desplazamientos son lentos para ambas platinas, pero con el tiempo suficiente para la toma de medidas en Z-scan.

3.2.3 Control de Movimiento

El control de movimiento se enfocó a mover la platina de desplazamiento longitudinal, los desplazamientos son tales, que las posiciones finales describan una trayectoria igual a la mostrada en la Fig. 3.8. Así los desplazamientos alrededor del punto focal son menores conforme la

muestra se está alejándose de ese punto, con ésta acción se garantiza una mejor apreciación del cambio de fase $\Delta\Phi_0$ entre el pico y valle de la transmitancia.

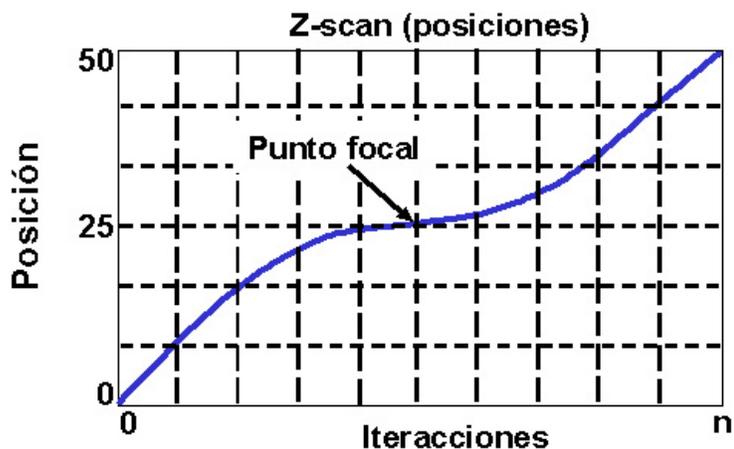


Figura 3.8: Gráfica de comportamiento del desplazamiento de la platina de traslación, la zona del punto focal corresponde a la región del punto de inflexión, es donde se le da la instrucción a la platina de que se desplace más lentamente debido a que es el área en la curva de Z-scan donde se lleva a cabo el cambio de fase $\Delta\Phi_0$.

3.2.4 Adquisición de datos

La adquisición de datos se hizo de la siguiente forma: mediante dos detectores de silicio se tomaron, las señales para medir la transmitancia (foto-detector D1), la de referencia y la del trigger del osciloscopio (foto-detector D2). El diseño cuenta con la opción de un tercer detector para medir la señal correspondiente a la absorción no lineal (foto-detector D3). Estos tres detectores son conectados a un osciloscopio digital, previamente se determinaron los parámetros del osciloscopio : escala temporal, escala vertical, fuente del trigger y tipo de medición que se realiza. La comunicación entre el osciloscopio y la computadora se hizo mediante el protocolo GPIB.

3.2.5 Realización del Instrumento Virtual

El panel de control es la interface entre el usuario y el programa que administra y controla los experimentos de Z-scan, en el mismo se establecen todos los parámetros y se visualiza la gráfica

de los resultados, tal y como se ve en la Fig. 3.10, el mismo se diseñó conforme al algoritmo de programación realizado.

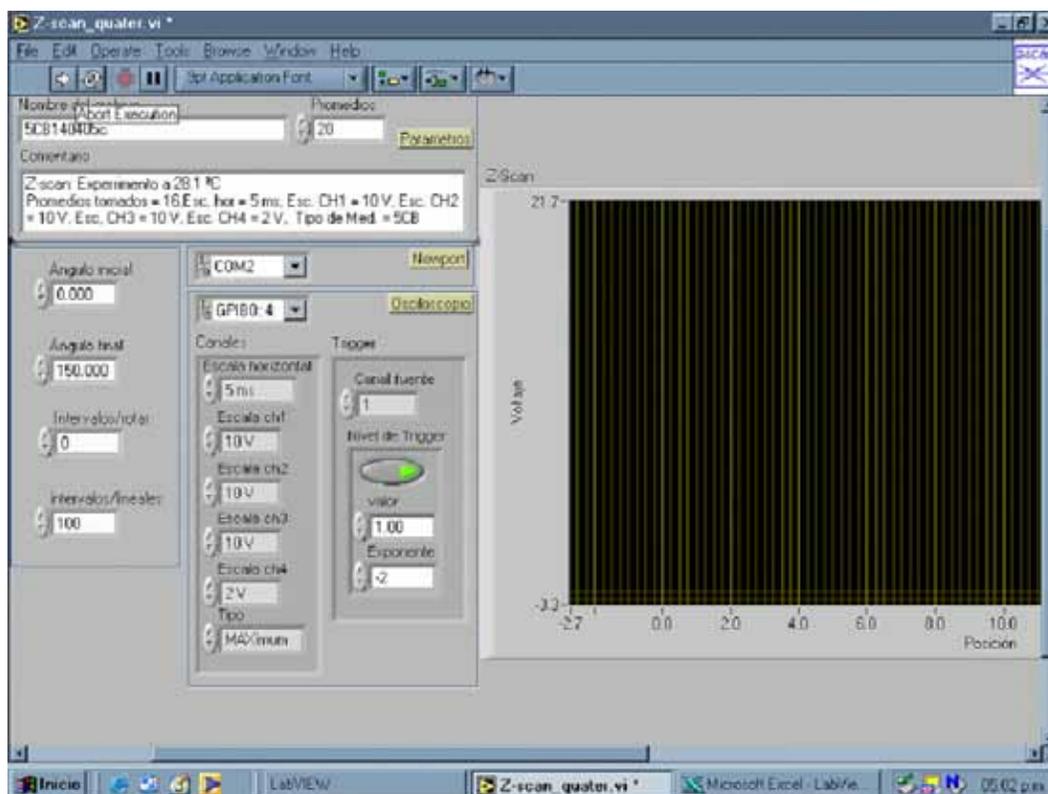


Figura 3.9: Panel de control para el movimiento de las platinas, la adquisición de datos y visualización del barrido de Z-scan.

3.2.6 Algoritmo

Para un eficiente control de los experimentos de Z-scan se definió la estructura con los campos de administración y control, mismos que quedaron representados gráficamente en el panel de control de la Fig. 3.9. El algoritmo utilizado fue el siguiente:

- **Inicio:** se estableció la secuencia lógica del proceso, incluyendo todos los protocolos de comunicación del osciloscopio y se escogió la rapidez del desplazamiento de la platina traslacional. Se utilizó la ecuación de comportamiento en el punto focal de la forma $(y = \frac{x^5}{|x^2|})$, con las diferentes variables y constantes necesarias. Finalmente, es importante saber donde y cómo se guardarán los datos Fig. 3.10.

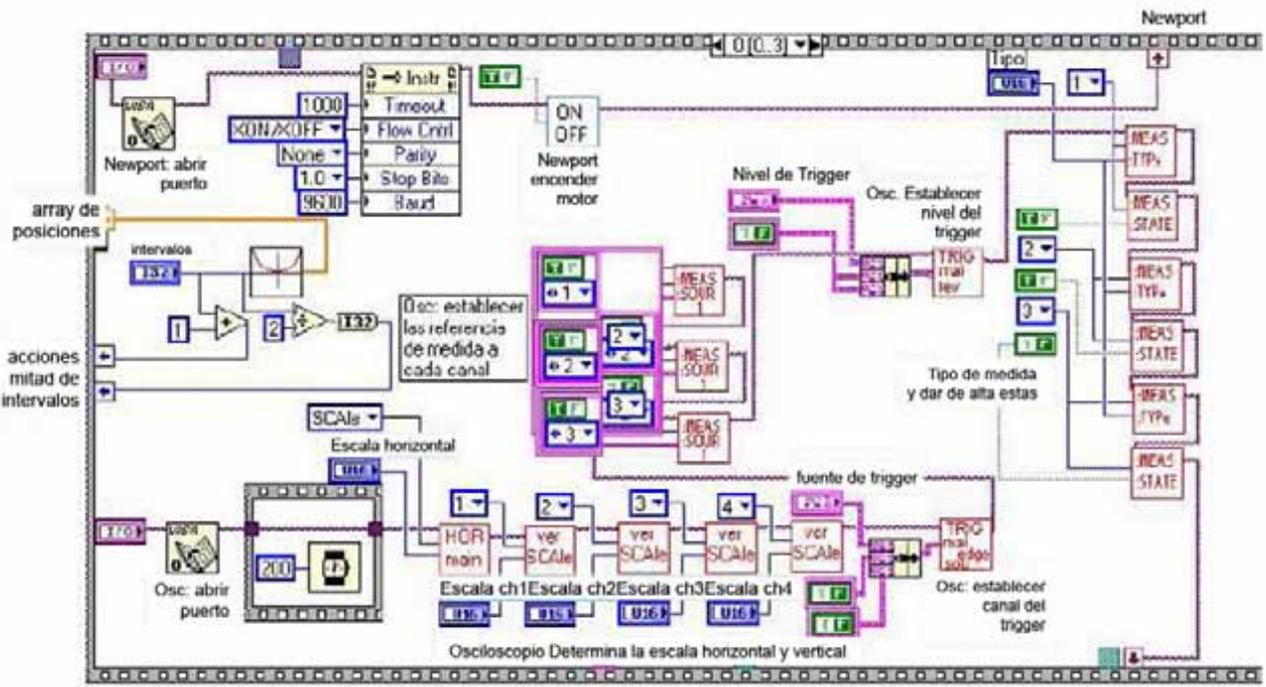


Figura 3.10: Primer diagrama a bloques, para abrir los puertos de comunicación, con conexiones gráficas.

Los parámetros de la consola de control de las platinas y del osciloscopio son los siguientes:

- Consola: el único parámetro manejado por el usuario es la identificación del puerto donde esta conectado: COM1 o COM2.
- Osciloscopio: los parámetros controlados por el usuario son, la escala horizontal, la escala vertical de tres canales, la fuente de trigger (elección del canal que servirá como trigger), el nivel de trigger y, finalmente, que tipo de medición se hace con la muestra tomada por el osciloscopio que este caso se eligió voltaje máximo.
- Parámetros de entrada: estos son fecha, comentarios, nombre del archivo TXT donde se guardan los datos (si se sobrescribe en éste), carpeta donde se guardan los archivos, elección de canales para hacer la gráfica vs. las iteraciones, número de iteraciones y cantidad de muestras para hacer la estadística, Fig. 3.11.
- Parámetros de salida: en el panel hay un semáforo que indica el movimiento de las platinas y cuando se están tomando los datos y una ventana donde se gráfica el canal elegido vs. las iteraciones escogidas, Fig. 3.12.

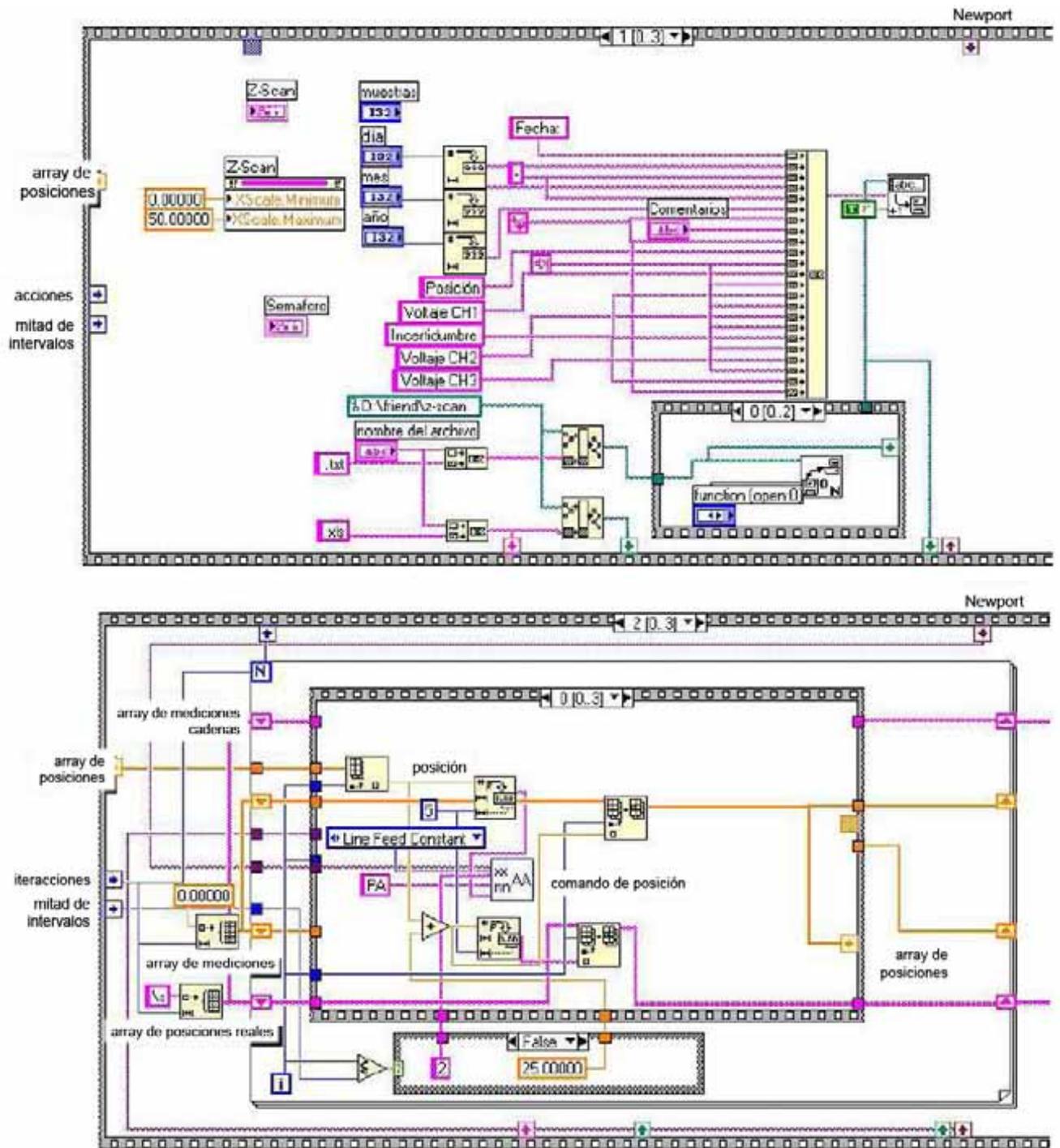


Figura 3.11: Segundo diagrama donde se instrumenta el almacenaje de datos, interconexión con otro plano del bloque se lleva a efecto proceso de graficado, que se despliega en el panel de control.

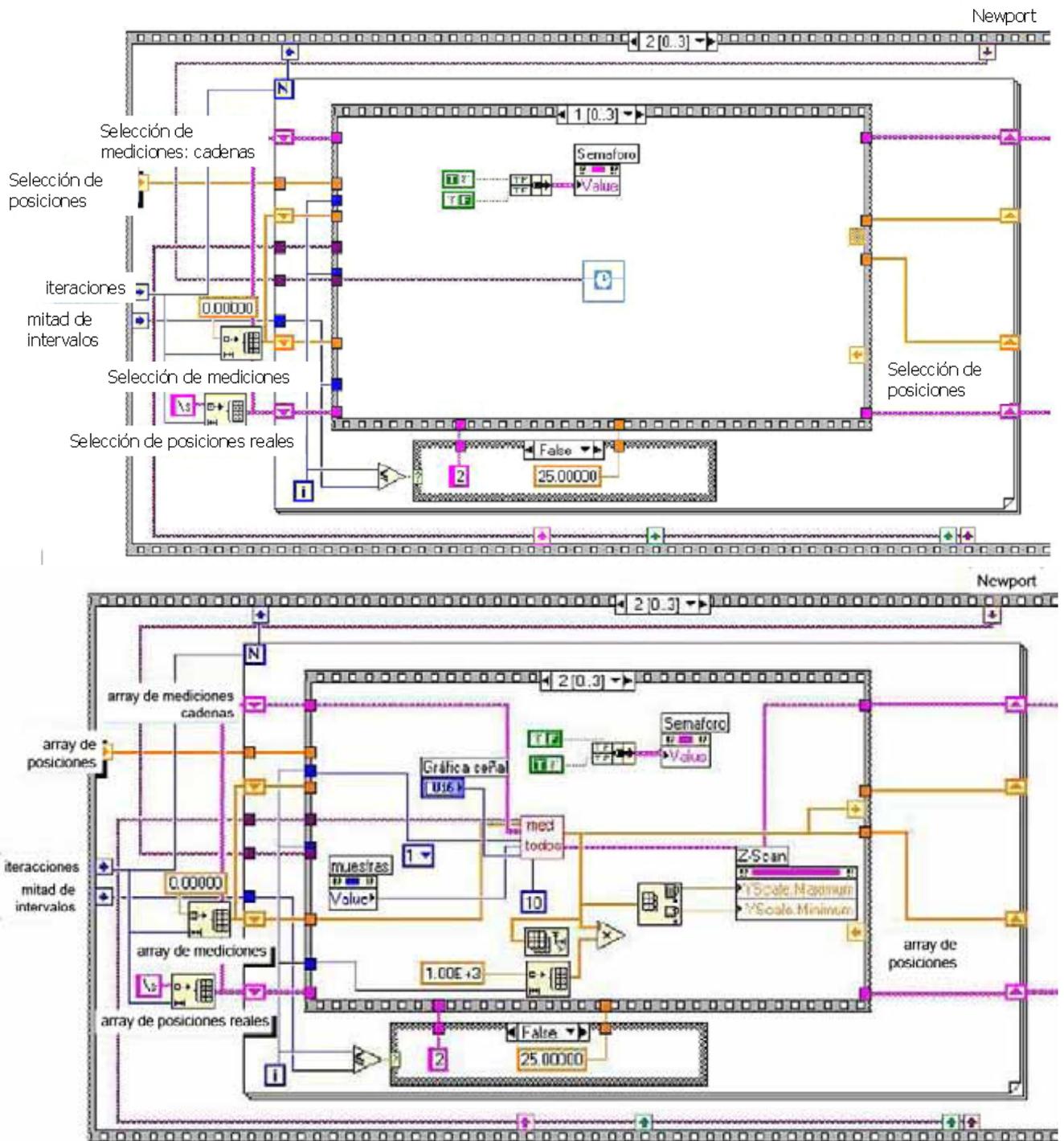


Figura 3.12: Tercer diagrama para control del movimiento de las platinas y su interconexión al bloque de graficado.

- Ciclo: Con el fin de eficientizar los tiempos en la toma de los experimentos, se establecieron ciclos de ida y de retorno. El primer ciclo desplaza la platina de traslación lineal un

determinado incremento Δx a partir de x_i hasta un $x_f = x_i + \Delta x$. Al llegar a x_f se toman las lecturas de los foto-detectores de silicio D1, D2 y D3. Cada lectura consiste en tomar n muestreos del osciloscopio, por ejemplo, un experimento con $n = 20$ toma veinte lecturas y las promedia para hacer el estadístico con los datos, se guardan los resultados en el archivo predeterminado y simultáneamente se gráfica en la pantalla. El sistema controla una platina cuyo desplazamiento neto es de 2.5 cm. Por lo tanto, en el ciclo de ida, cuando se esté moviendo la primera platina existe una posición $x_i = 0$ cm a $x_f = 2.5$ cm, en el siguiente ciclo se mueve la platina de $x_i = 2.5$ cm a $x_f = 0$ cm. El movimiento de la platina es realizado de tal manera que las posiciones describan una trayectoria para cada caso, como se muestra en la Fig. 3.8, en donde se observa que existen más toma de datos cerca del punto focal, que lejos de este. La importancia de este ciclo radica en que es importante conservar el marco de referencia para Z-scan, dónde las lecturas de la transmitancia, siempre son alejándose de la lente.

- Fin: al terminar el último ciclo programado se regresan las platinas a las posiciones iniciales, hasta que finalmente se cierren los puertos y se finaliza el programa, Fig. 3.13.

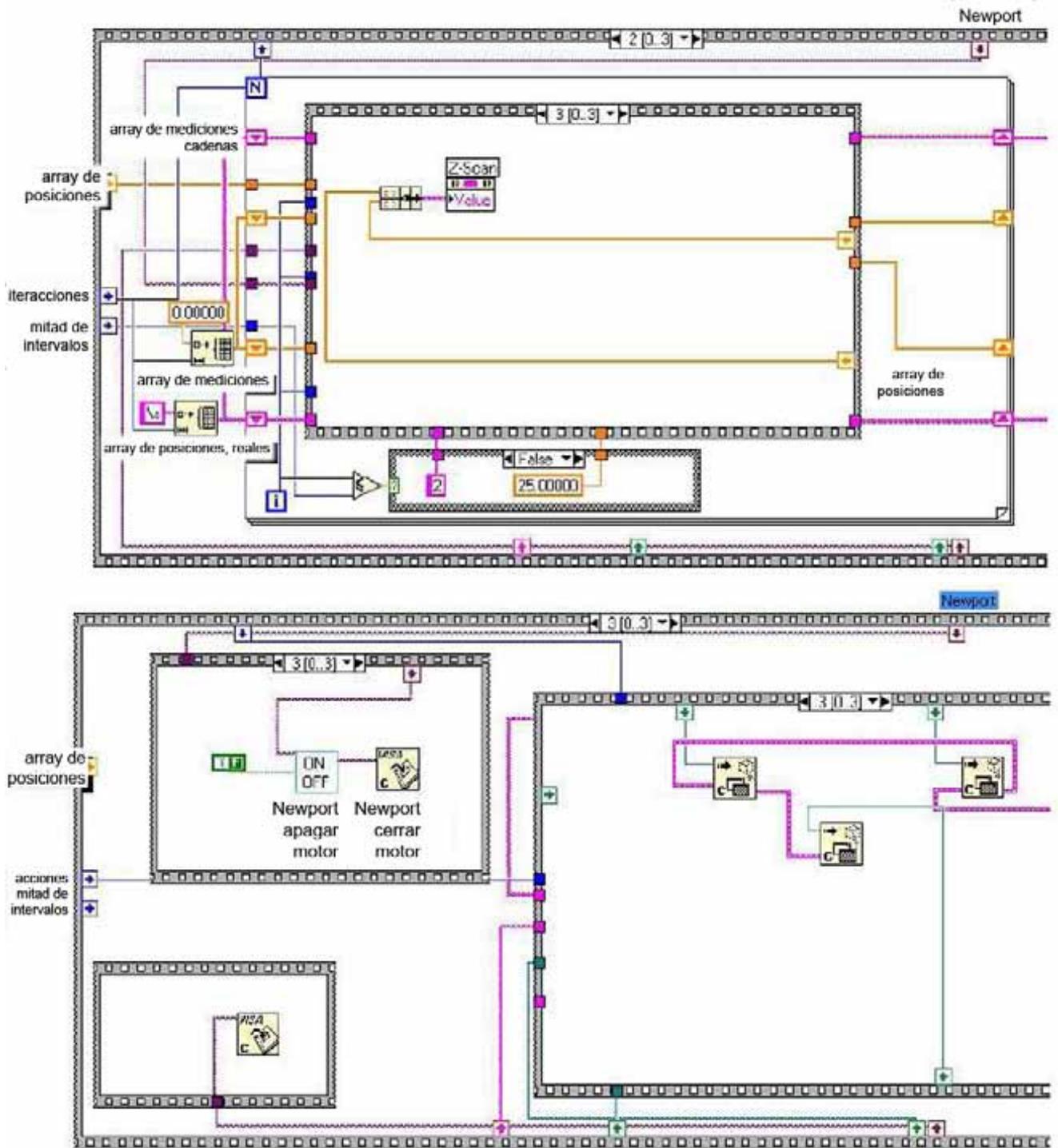


Figura 3.13: Cuarto diagrama para el cierre de puertos y finalización del proceso.

3.3 Descripción del programa de automatización Z-scan

Con base a lo anterior se cuenta con un programa automatizado para la obtención de base de datos que permita procesar los mismos y obtener el índice de refracción y coeficiente de absorción no lineal, el proceso a seguir en el panel de control de la Fig. 3.9 es el siguiente:

1. Parámetros: “Nombre del archivo” teclear el nombre Ejemplo 5CBDDMMAAa (DD:día, MM:mes y AA:año y a-z secuencia experimento) .
2. Parámetros: “Intervalos” en cuantas particiones se requiere se haga la lectura de datos en el intervalo de los 25 mm.
3. Parámetros: “Muestras” cuantas lecturas se requieren se haga en cada una de las anteriores particiones y se obtenga el promediado de las mismas.
4. Osciloscopio: Definición de las características del puerto de comunicaciones (en este caso el GPIB).
5. Osciloscopio: Asignar el canal del “trigger” para sincronización de la señal
6. Osciloscopio: Asignar el nivel del “trigger” para la sensibilidad de la señal de registro.
7. Osciloscopio: Escala temporal horizontal se utiliza en caso de utilizar un “chopper” para determinar la frecuencia de la señal.
8. Osciloscopio: Escala de amplitud vertical de la señal que provenga de los fotodetectores (Ch1: Haz de la transmitancia-índice de refracción, Ch2: haz de referencia, Ch3: haz de transmitancia-absorción).
9. Control de platinas: Puerto de comunicación (COM1:RS-232) con el equipo de control de platina de traslación y platina de rotación.
10. Menú de control: Para el encendido y paro del sistema, así como el de personalizar el programa de aplicación (colores, tipo de botones, etc.).
11. Pantalla: El programa permite a través de una pantalla, monitorear en tiempo real el comportamiento de las diferentes señales provenientes de los diferentes fotodetectores.

3.4 Consideraciones generales

Dado que éste sistema se diseño para medir el índice de refracción no lineal γ (y opcionalmente, si se requiere, el índice de absorción no lineal β) es conveniente mencionar la confiabilidad de éste, pues al igual que todos los instrumentos de medición, se presentan errores aleatorios y sistemáticos en la obtención de datos.

3.4.1 Precisión

Se puede decir que el sistema tiene un alto grado de precisión debido a lo siguiente: a) al obtener la información varias veces bajo condiciones experimentales idénticas, se obtiene siempre un valor similar con una desviación estándar de hasta $\times 10^{-11}$ del valor promedio de índice γ medido, conforme a las ecs. 1.27 y 1.28 y b) aún cuando el CL 5CB dopado presenta un comportamiento atípico, al compararlo con otros valores de la literatura, éste, si bien difiere del valor, es equivalente al del mismo orden de los reportados. Aún cuando no se cuenta con un modelo matemático completo, que explique totalmente la validez de los datos experimentales (en función de los planos de polarización del haz láser incidente), las predicciones empíricas hechas, han sido consistentes con las experimentales.

3.4.2 Señal a Ruido (S/R)

En los experimentos aquí reportados la S/R (en inglés S/N) se consideró de 80 hasta 900. Lo anterior se hizo al obtener la proporción de la señal de la transmitancia en la muestra vs. la del ruido de fondo, por ejemplo, una señal de 1.75 VCD incidiendo en el detector vs. la señal de fondo (ruido) usualmente de 25 hasta 40 mV hasta los casos óptimos aquí reportados, que llegaban a tener una señal de 23 VCD vs. los 25 o 40 mV de ruido. Experimentalmente se descartaron los casos en que se obtenía una S/R menor de 20.

Capítulo 4

Resultados experimentales

A continuación se muestran los resultados obtenidos para cada una de las diferentes adecuaciones experimentales hecha a la técnica de Z-scan, para la medición de los índices de refracción no lineales γ de los CL 5CB y MBBA dopados con colorante orgánico. Se empezará por mostrar los resultados obtenidos con el control del ángulo de polarización lineal, seguido del de fotoinducción, del control de la temperatura en la muestra y de la combinación de efectos locales y no locales, para finalizar con un análisis teórico-experimental que explique empíricamente el comportamiento experimental observado.

4.1 Control del ángulo del plano de polarización del haz incidente

Los resultados experimentales realizados con el cristal líquido 5CB dopado con rojo de metilo, muestran el comportamiento no lineal, para el caso de un mecanismo no local, para irradiaciones láser con diferentes ángulos del plano de polarización del haz láser incidente en las muestras. Los resultados obtenidos para éste material se pueden ver en la Fig. 4.1, donde se observa claramente el comportamiento de la transmitancia T_{p-v} y el cambio de fase $\Delta\Phi_0$ asociado al índice de refracción no lineal (γ) de la muestra. Por otra parte, al ir rotando el grado del plano de polarización del haz láser He-Ne incidente, con la ayuda de una platina rotatoria de -150° a $+150^\circ$ que a su vez, tiene adherido un polarizador lineal, Se observa que al rotar el estado de polarización cada 30° , cambia la magnitud y signo (positivos y negativos) de los índices γ , en

particular cada 90° [7, 51, 54, 55].

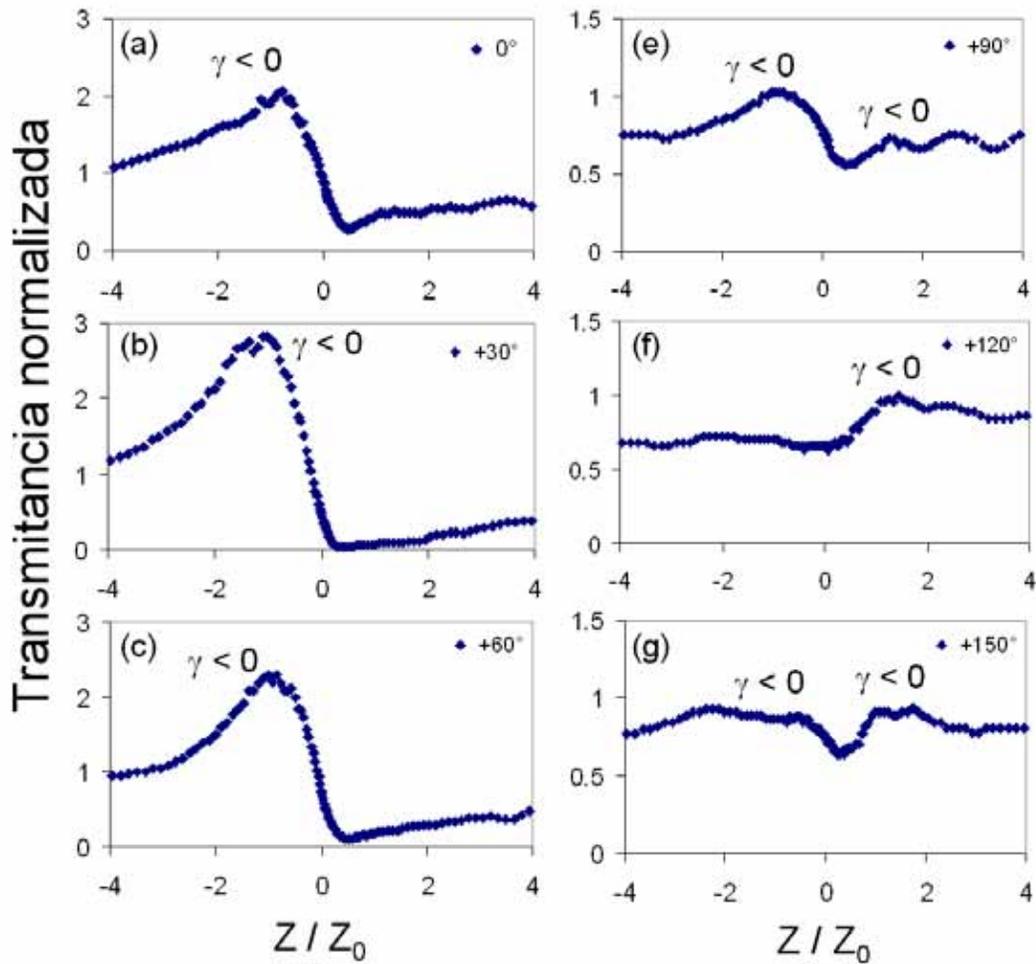


Figura 4.1: Variación del índice γ para diferentes estados lineales de polarización del haz láser He-Ne incidente, notando un cambio muy marcado en la magnitud y el signo en b) y f)

Otra importante observación experimental radica en el hecho de que un tipo de planicidad aparece en la región del valle; esto en algunas ocasiones se debe a limitaciones experimentales, al saturarse el fotodetector D1. La posición del pico y del valle para las diferentes posiciones z/z_0 y diferentes planos de polarización (en especial los ortogonales), no fueron constantes y, la diferencia entre esas posiciones decrece conforme lo hace la amplitud de la transmitancia. Sin embargo para el CL 5CB dopado existe una asimetría entre el pico y el valle, así como el hecho observable de que las amplitudes de los índices de refracción no lineal positivos son mucho menores que los negativos.

Para cada una de las curvas de Z-scan se utilizaron las ecuaciones 1.27 y 1.28, para determinar

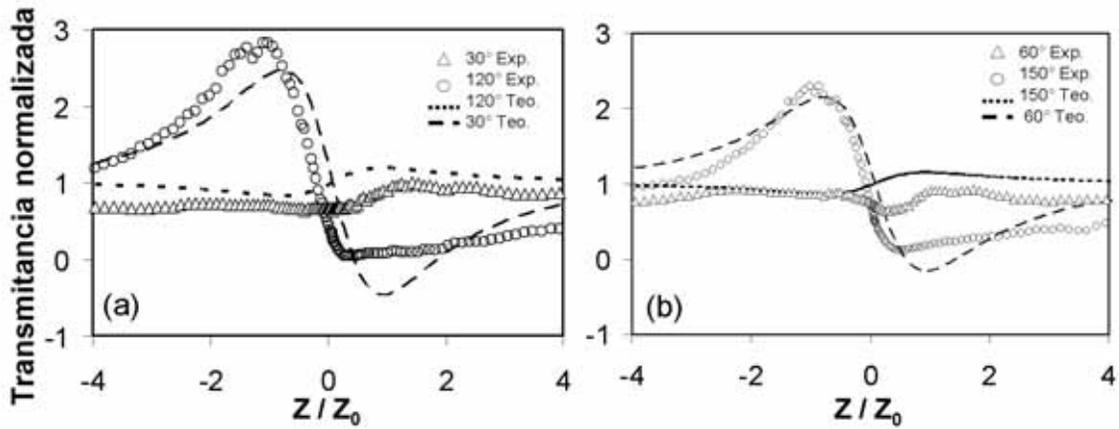


Figura 4.2: Variación del índice γ para diferentes estados lineales de polarización del haz láser He-Ne incidente. Las líneas punteadas están en la aproximación teórica, calculada conforme a las ecs. 1.27 y 1.28

el índice γ y hacer un gráfico teórico, tal y como se ve en la Fig. 4.2, sin embargo cabe aclarar que sólo se utilizan como comparativo, pues éstas por sí mismas no pueden explicar el cambio en el signo de los índices γ experimentalmente obtenido y la asimetría entre pico y valle. La diferencia de la transmitancia normalizada entre pico-valle $T_{p-v} = T_p - T_v$, se tomó de las gráficas de la Fig. 4.2. La cantidad de radiación que pasa por la abertura S ayuda a determinar el cambio de fase $|\Phi_0|$. Con los datos del cambio de fase, la λ del láser He-Ne, la intensidad del haz en el punto de enfoque I_0 y la longitud efectiva del grosor de la muestra L_{eff} , se obtiene experimentalmente el índice γ para cada gráfica de la Fig. 4.2 [7, 51]. Las variaciones del índice de refracción γ para los diferentes planos de polarización incidente se aprecian en la Fig. 4.3 a).

El índice no presenta un comportamiento constante, sino que está asociado al ángulo de polarización del haz láser de He-Ne. Por otra parte, con el fin de evaluar si, la celda contenedora del cristal líquido 5CB, tenía alguna contribución relevante; se realizó el experimento con la celda vacía. Las gráficas de Z-scan de la Fig. 4.3 b) aseguran que el material de que está hecha la celda no tiene contribución apreciable con el índice de refracción no lineal del cristal líquido 5CB dopado con rojo de metilo.

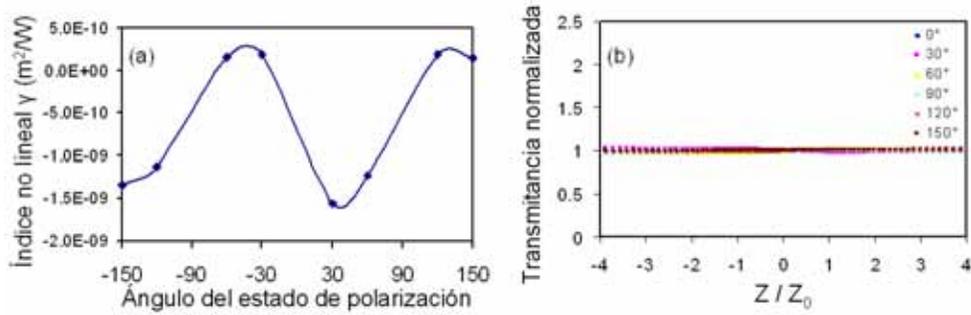


Figura 4.3: a) Comportamiento del índice γ para diferentes estados lineales de polarización incidente en el CL 5CB y b) nula contribución al índice γ debido a la celda vacía que confina las muestras en estudio.

4.1.1 Comparativo de los cristales líquidos 5CB y MBBA

Un material, que también presenta efecto Kerr, es el cristal líquido MBBA dopado con DR1 al 0.1% en peso, el cual se estudió en condiciones experimentales similares al CL 5CB, ver las gráficas de la Fig. 4.4 a) y 4.4 b). Claramente se observa que en estas gráficas no hay un cambio significativo en el signo y la magnitud del índice de refracción no lineal al incidir el haz láser de He-Ne en la muestra, a diferencia de lo que ocurre con el CL 5CB, comparar la Fig. 4.1 vs. la Fig. 4.4 a). Las variaciones del índice de refracción γ , para los diferentes planos de polarización incidente, se aprecian en la Fig. 4.4 b). El resultado de los cálculos del índice γ indica que el CL MBBA, dopado con el colorante orgánico DR1, es casi constante, sin importar el ángulo del estado de polarización del haz láser He-Ne incidente.

El objetivo de este comparativo fue mostrar que la variación del cambio del signo del índice de refracción no lineal en el CL 5CB, no está asociada a algún esquema de memoria o a pre-alineación de la muestra (las figuras incluyen ajustes teóricos). Este cambio encuentra su máxima manifestación cada 90° ; ante ello se realizan diferentes experimentos con las adecuaciones a Z-scan ya mencionadas, para verificar lo observado y, tratar de dar una explicación a este singular fenómeno observado por primera vez en éste material. En la Tabla 4.1, se muestran los resultados experimentales comparativos, de las gráficas de las Figuras 4.2 y 4.4 [7, 51, 54]. En la literatura se encuentran valores del índice γ del orden de 10^{-5} a $10^{-4} \frac{cm^2}{W}$, que en nuestro caso, al utilizar el método de cálculo de la Sección 1.3.4, se encuentran muy parecidas para el CL 5CB dopado, que es del orden de $10^{-5} \frac{cm^2}{W}$ o al equivalente de $10^{-9} \frac{m^2}{W}$ en las unidades utilizadas en el presente

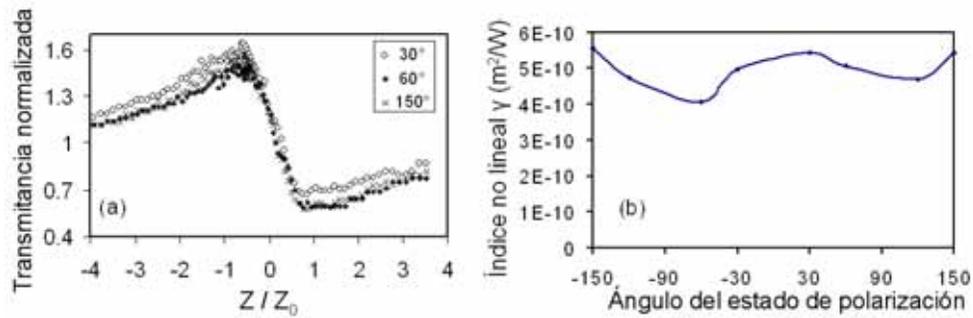


Figura 4.4: a) Variación del índice γ para diferentes estados lineales de polarización en el CL MBBA dopado con el colorante orgánico DR1 y b) Índice de refracción no lineal constante para los diferentes planos de polarización incidente en el CL MBBA.

trabajo. [63, 64].

Tabla 4.1: Mediciones del índice γ para diferentes estados lineales de polarización del CL 5CB (Fig. 4.2 a-b) y MBBA (Fig. 4.4 a).

Gráfica	Ángulo de Polarización	$ \Delta T_{p-v} $	$ \Delta\Phi $	$\gamma(\frac{\text{m}^2}{\text{W}})$	$n_2(esu)$
Fig. 4.2 a	30°	2.772	7.220	-1.55×10^{-09}	-5.83×10^{-03}
Fig. 4.2 a	120°	0.341	0.888	1.91×10^{-10}	7.17×10^{-04}
Fig. 4.2 b	60°	2.184	5.690	-1.22×10^{-09}	-4.59×10^{-03}
Fig. 4.2 b	150°	0.273	0.711	1.53×10^{-10}	5.74×10^{-04}
Fig. 4.4 a	30°	0.887	2.310	4.97×10^{-10}	1.86×10^{-03}
Fig. 4.4 a	60°	0.902	2.350	5.06×10^{-10}	1.90×10^{-03}
Fig. 4.4 a	150°	0.968	2.520	5.43×10^{-10}	2.03×10^{-03}

4.2 Fotoinducción en el CL 5CB dopado con rojo de metilo.

Un típico efecto local que altera las propiedades de la muestra es debido a la fotoinducción, ya que se altera la forma de la estructura molecular debida a la gran absorción que el material sufre debido al estado de polarización lineal del haz láser incidente vs. el estado de polarización del haz láser He-Ne de Z-scan. En este experimento el efecto se logró por medio de un láser continuo de Ar^+ ($\lambda = 514 \text{ nm}$), con estados de polarización paralelos y perpendiculares, respecto al estado de polarización lineal del He-Ne. En el experimento, la potencia del haz láser de Ar^+ se varió de 10 mW a 50 mW. El CL 5CB no fue pre-alineado respecto al sustrato de la celda (en geometrías coplanares paralelas o perpendiculares), con ello se esperaba que el haz láser transmitido, presentara un estado de polarización elíptico al pasar por la muestra. Para una mejor comprensión de efecto, el experimento se dividió en dos partes:

Estado de polarización paralelo: La variación de la transmitancia no lineal correspondiente a la aplicación del haz láser Ar^+ , con estado de polarización paralelo al del haz del He-Ne (Fig. 4.5 a-d)), son muy similares a aquellas que se obtienen en la Fig. 4.2 (con orientación del plano de polarización variables, $\gamma < 0$). En la Fig. 4.5, las curvas experimentales representan la transmitancia a una potencia del láser Ar^+ de 12.5, 25.2, 37.7 y 50 mW. Al incrementar las potencias únicamente se observaron pequeñas variaciones de las curvas de la transmitancia y las amplitudes de las mismas son prácticamente las mismas.

Estado de polarización perpendicular: Para el caso de la transmitancia que corresponden al haz láser Ar^+ , cuyo estado de polarización es perpendicular al del haz láser He-Ne, se observa un marcado cambio en el signo del índice de refracción no lineal, como se muestra en la Fig. 4.5 e-h), en forma similar al caso paralelo, las gráficas experimentales representan las curvas de transmitancia a una potencia del láser Ar^+ de 12.5, 25.2, 37.7 y 50 mW, a diferencia del caso anterior, se observó que las curvas obtenidas se vuelven mucho más asimétricas, conforme la potencia del haz láser de Ar^+ aumenta.

Analizando este último experimento; se observó que existe una marcada evolución en los valores de las transmitancias asociadas a las posiciones entre los picos y valles de las curvas de Z-scan, para diferentes potencias, ello hace pensar que puede existir algún tipo de competencia entre los índices de refracción no lineales $\gamma < 0$ y $\gamma > 0$, los cuales dependen de la fotoinducción

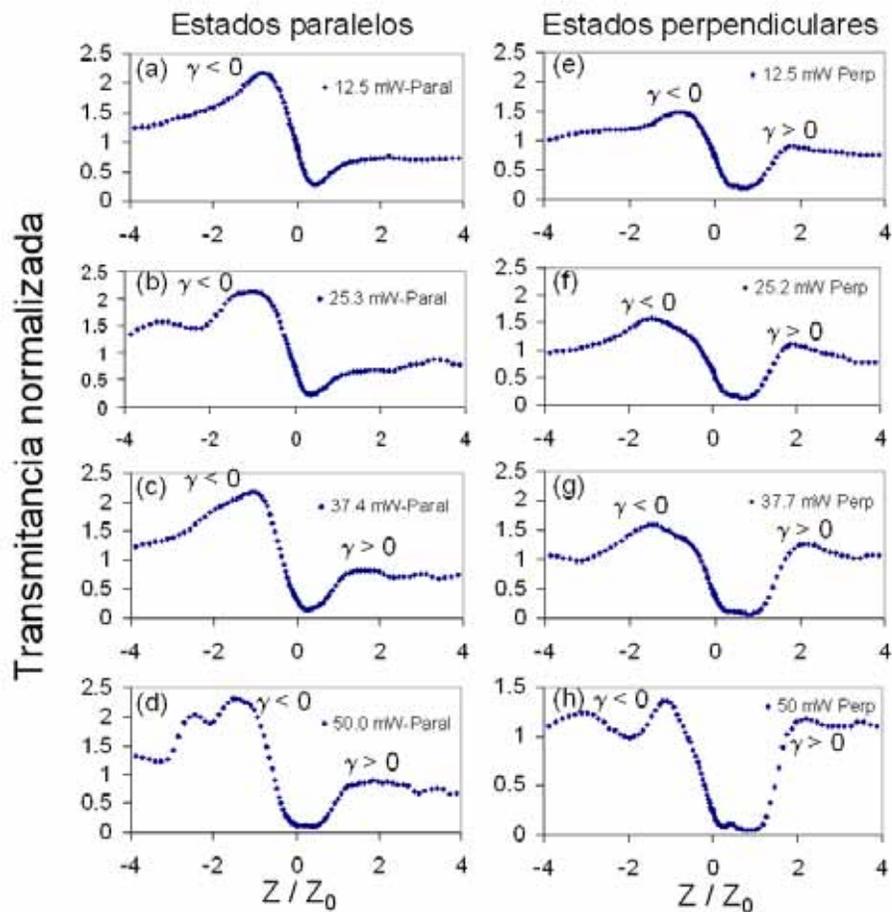


Figura 4.5: Variación del índice γ debido a la fotoinducción producida por el láser Ar^+ , a-d) con un plano de polarización paralelo, respecto al del haz láser de He-Ne a 35° y e-h) con un plano de polarización perpendicular, respecto al del haz láser de He-Ne a 125° .

ocasionada por la potencia de haz láser Ar^+ , del ángulo entre los estados de polarización y del coeficiente de absorción de la muestra. Bajo las condiciones experimentales ya señaladas, las correspondientes curvas de Z-scan (configuración de estados de polarización ortogonal) exhiben cambios graduales, ya que claramente se nota como el pico disminuye, mientras el valle decrece (para formar gradualmente otro pico), el índice de refracción no lineal negativo ($\gamma < 0$) parecería colapsarse, dando origen a un nuevo índice de refracción, ahora positivo ($\gamma > 0$) (ver la Fig. 4.5 c-h) y los resultados en la Tabla 4.2.

Tabla 4.2: Mediciones del índice γ , para el CL 5CB por, efecto de fotoinducción con un láser de Ar^+ , con diferentes estados de polarización respecto al del láser de He-Ne (Fig. 4.5 a-d) para el caso paralelo y e-h) para el perpendicular).

Gráfica	Láser Ar^+ mW	$ \Delta T_{p-v} $	$ \Delta\Phi $	$\gamma(\frac{m^2}{W})$	$n_2(esu)$
Fig. 4.5 a	12.5	1.900	4.95	-1.07×10^{-09}	-3.99×10^{-03}
Fig. 4.5 b	25.3	1.900	4.95	-1.07×10^{-09}	-3.99×10^{-03}
Fig. 4.5 c	37.1	2.040	5.31	-1.14×10^{-09}	-4.29×10^{-03}
Fig. 4.5 d	50	2.180	5.67	-1.22×10^{-09}	-4.58×10^{-03}
Fig. 4.5 e	12.5	1.920	5.00	1.08×10^{-09}	$\pm 4.04 \times 10^{-03}$
Fig. 4.5 f	25.5	2.220	5.78	1.24×10^{-09}	$\pm 4.67 \times 10^{-03}$
Fig. 4.5 g	37.7	2.230	5.72	1.24×10^{-09}	$\pm 4.62 \times 10^{-03}$
Fig. 4.5 h	50	2.240	5.83	1.25×10^{-10}	$\pm 4.71 \times 10^{-03}$

4.3 Control de la temperatura del CL 5CB dopado.

Bajo las condiciones experimentales anteriormente mencionadas, se hace clara la asimetría de las curvas obtenidas de la foto-induction con Z-scan; las diferencias de la transmitancia entre pico y valle son variables y dependen del ángulo del plano de polarización y de la potencia del haz láser Ar^+ incidente en la muestra. Con ello se muestra que además de los estados de polarización, los efectos térmicos afectan considerablemente las variaciones de los índices de refracción no lineales, por esta razón se considera que otro efecto local interesante, que contribuye notablemente a resaltar la exhibición simultánea de los índices refractivos positivos y negativos de la muestra, es el efecto puramente térmico producido por un incremento directo de la temperatura en la muestra 5CB dopada con rojo de metilo. Para comprobar esto se diseñó y construyó un horno electrónico (sensibilidad de $\Delta T = \pm 0.1^\circ\text{C}$), en el que se colocó la muestra y se controló su temperatura; cabe mencionar que para este experimento no se utilizó el efecto de fotoinducción. Los resultados experimentales utilizaron dos estados lineales de polarización del haz láser $He - Ne$ incidente en la muestra, estos fueron a 35° y a 125° . Para el caso del plano de polarización a 35° se muestran en la Fig. 4.6 a-d); donde la variación de la temperatura, produce modificaciones al perfil Gaussiano del haz laser He-Ne, obteniendo curvas de transmitancia similares a aquellas

observadas por el efecto de lente térmico (ver Fig. 4.5) y genera una variación del índice de refracción no lineal de la forma $\frac{dn}{dT}$, donde la temperatura T está dada en grados centígrados ($^{\circ}\text{C}$). En esta figura una curva de referencia experimental de Z-scan es obtenida en condición ambiental del laboratorio ($T = 21^{\circ}\text{C}$) utilizada, para comparar con las curvas obtenidas experimentalmente de la transmitancia, a temperaturas más altas. En este caso no se detectó cambio significativo en el índice de refracción no lineal debido a los incrementos de la temperatura, no observándose variaciones extremas en la amplitud de la transmitancia del pico-valle, sin embargo se detectó un desplazamiento a la izquierda del punto de referencia $z/z_0 = 0$ para, las curvas de Z-scan, cuyas causas aún no se determinan y que probablemente, se pueda deber a que la muestra se aleja de la lente de enfoque y el calentamiento de las muestras afecta la posición del cambio de fase $\Delta\Phi_0$ en el plano focal, lo que evidencia el efecto local inducido. Ahora bien, en el caso de

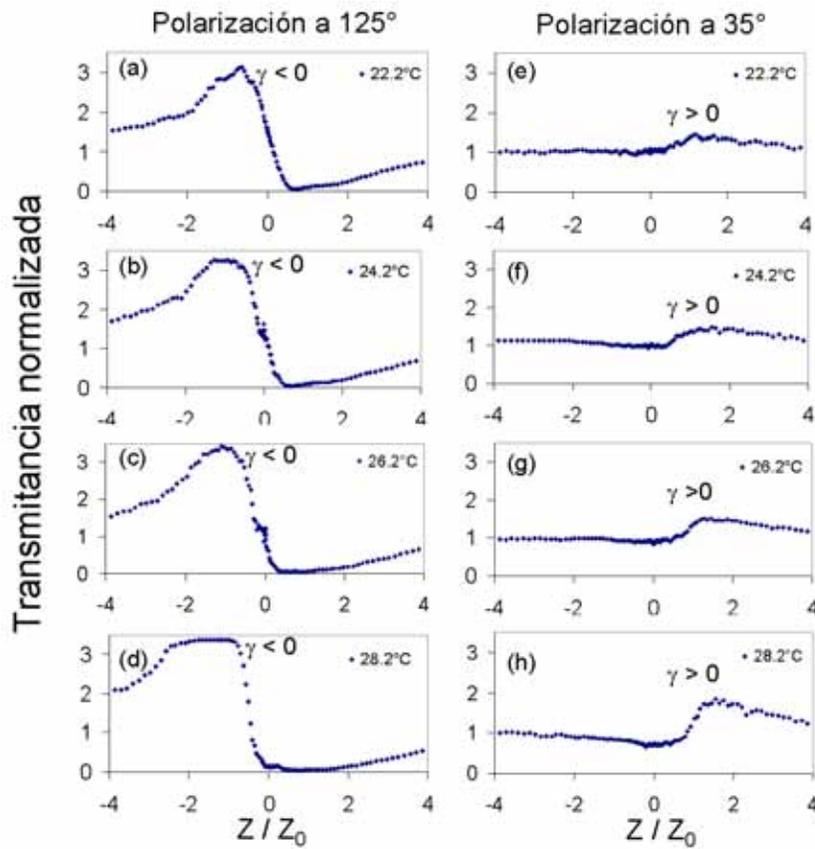


Figura 4.6: Variación del índice γ debido a efecto térmico a temperaturas de $21 - 28^{\circ}\text{C}$, a-d) a un plano del plano de polarización de 125° y e-f) a un plano de polarización de 35°

rotar 90° , el estado del plano de polarización lineal queda en 125° y se obtienen las gráficas

de la Fig. 4.6 e-h). La variación de la temperatura en la muestra produce modificaciones al perfil del haz Gaussiano y el cambio del signo del índice de refracción no lineal, conforme a los resultados de la Fig. 4.2. El experimento se inicia con las condiciones ambientales para obtener la gráfica de referencia a una temperatura ambiente de $T = 21^\circ\text{C}$. Conforme se incrementa la temperatura de la muestra, en las gráficas se comienza a apreciar el cambio del signo del índice de refracción no lineal, el cual resalta fuertemente en un incremento de la amplitud del pico-valle conforme se incrementa la temperatura. Aquí se observa un menor incremento en el cambio de la posición de la curva Z-scan de transmitancia del haz láser He-Ne al lado derecho del punto de referencia $z/z_o = 0$ al incrementar la temperatura de las muestras. Ahora bien para temperaturas mayores a los 28°C , se aprecia un fuerte cambio en la transmitancia y por ende en la gráfica de Z-scan, esto motiva a realizar en el futuro un estudio de la fotodegradación del material ante fuertes cambios en la temperatura (ver Fig. 4.7). En la Tabla 4.3, se listan los cambios del signo y magnitud del índice de refracción no lineal, al inducir directamente el efecto térmico en la muestra. Sin embargo, aún no se ha obtenido una modelo matemático completo que permita predecir dicho comportamiento.

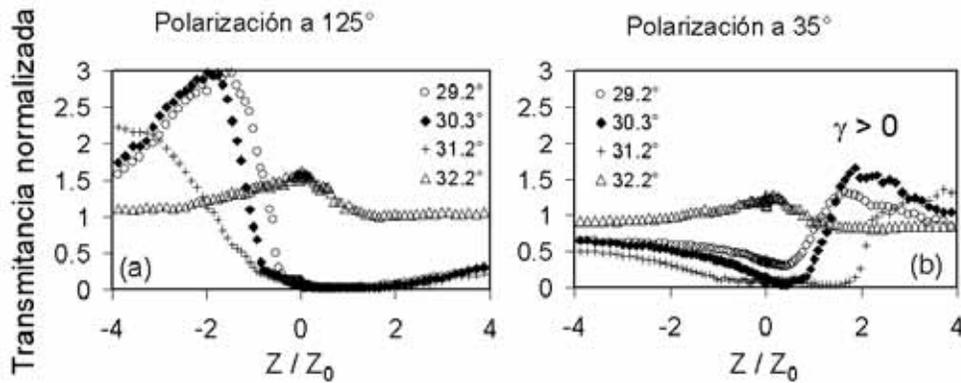


Figura 4.7: Variación del índice γ debido a temperaturas mayores a los 28°C , a) plano de polarización de 125° y b) plano de polarización de 35°

Tabla 4.3: Mediciones del índice γ , para el CL 5CB por, el efecto térmico, para el intervalo de temperatura 21 – 28 °C, a un plano de polarización, del láser de He-Ne de 35 ° Fig. 4.6 a-d) y de 125 ° Fig. 4.6 e-h).

Gráfica	Temperatura °C	$ \Delta T_{p-v} $	$ \Delta\Phi $	$\gamma(\frac{m^2}{W})$	$n_2(esu)$
Fig. 4.6 a	22.2	3.040	7.920	-1.70×10^{-09}	-6.39×10^{-03}
Fig. 4.6 b	24.2	3.200	8.330	-1.79×10^{-09}	-6.73×10^{-03}
Fig. 4.6 c	26.2	3.400	8.850	-1.91×10^{-09}	-7.15×10^{-03}
Fig. 4.6 d	27.2	3.200	8.330	-1.79×10^{-09}	-6.73×10^{-03}
Fig. 4.6 e	22.2	0.500	1.300	2.80×10^{-10}	1.05×10^{-03}
Fig. 4.6 f	24.2	0.520	1.350	2.92×10^{-10}	1.09×10^{-03}
Fig. 4.6 g	26.2	0.660	1.720	3.70×10^{-10}	1.39×10^{-03}
Fig. 4.6 h	28.2	1.140	2.970	6.39×10^{-10}	2.40×10^{-03}

4.4 Control del plano de polarización y temperatura en la muestra

Con el fin de mostrar el cambio del signo en el índice de refracción del CL 5CB dopado con rojo de metilo, bajo la condición de que sus moléculas no hubiesen sido pre-alineadas por surfactantes o con la aplicación de campos eléctricos o magnéticos externos, se realiza un experimento en donde se hace una rotación del estado del plano de polarización del haz He-Ne incidente en la muestra, en Z-scan de 0° a 150° con intervalos de 5°, a una temperatura fija de 28 °C, los resultados son contundentes y se aprecian en la Fig. 4.8. En ésta se muestra la evolución de los índices $\gamma > 0$ a $\gamma < 0$, en función del ángulo del plano de polarización del haz láser He-Ne y la temperatura, misma que se seleccionó de los experimentos de la Fig. 4.6.

De la gráfica de la Fig. 4.8 se pueden identificar los picos máximos de los índices $\gamma > 0$ y $\gamma < 0$ los cuales corresponden a 35° y 125°, respectivamente, con los que al separar las curvas de Z-scan, se muestran en las Figs. 4.9 a-h, donde claramente se observa aún mejor la evolución del índice de refracción positivo a negativo.

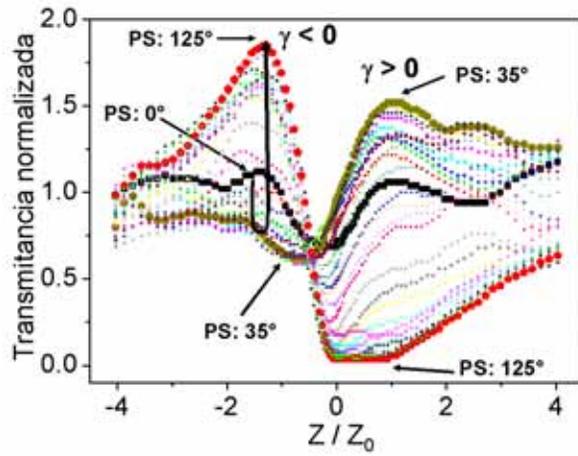


Figura 4.8: Variación del índice γ debido a rotaciones del plano de polarización del haz He-Ne incidentes en la muestra de 0° a 150° en intervalos de 5° , a una temperatura de 28°C

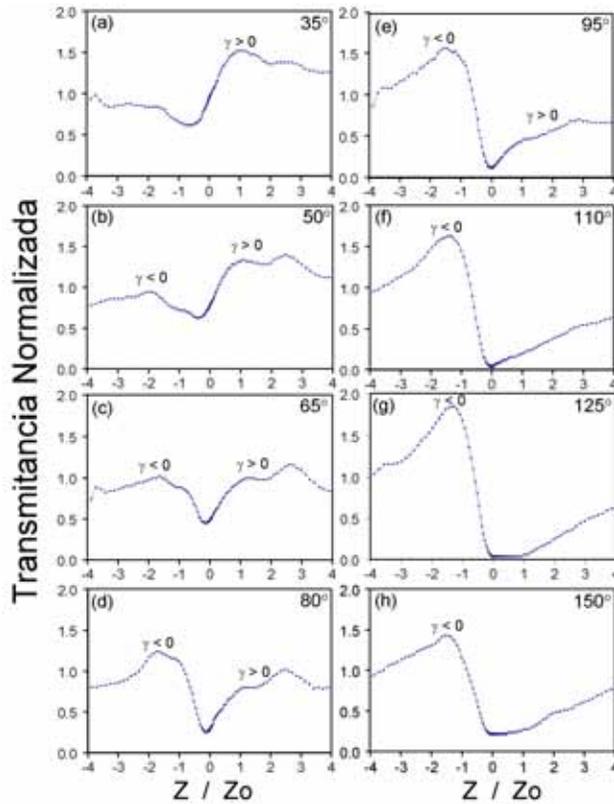


Figura 4.9: Evolución del índice γ debido a rotaciones del plano de polarización del haz He-Ne incidentes en la muestra de 35° a 150° en intervalos de 15° , a una temperatura de 28°C

4.5 Propuestas de análisis teórico-experimental

El origen físico de las no linealidad en los CL depende de las diferentes condiciones experimentales en que se realizan, así como de la forma en que el CL se prepara. En los experimentos realizados con Z-scan es usual que la no linealidad de los CL se asocien a los efectos Kerr o de lente térmica. En la caracterización que de éstos se realiza, se muestra que el signo de la no linealidad depende de la relación existente entre el huésped-anfitrión de las estructuras moleculares de los CL dopados con colorantes o sustancias orgánicas, de la aplicación de surfactantes, de campos eléctrico y magnéticos, de la absorción a una cierta λ y, de la temperatura e interacción de otras fuentes de iluminación.

4.5.1 No linealidad más allá de los efectos Kerr o lente térmica

En la sección del estudio de efectos locales realizados con la técnica de Z-scan en el CL 5CB dopado con rojo de metilo al que se le hace interactuar con fuentes de luz secundaria y de calor en la misma, en las gráficas de transmitancia obtenidas, se resalta la exhibición simultánea de índices de refracción no lineal positivos y negativos. De ahí que se propone otra posible interpretación a los resultados experimentales obtenidos, la cual no considera los efectos Kerr o de lente térmica, esto se basa en la idea de que la muestra se puede caracterizar por una dependencia de la longitud focal foto-inducida dada por la ecuación de la lente, con la forma $F = c[w(z)]^n$ [1, 2, 65]; donde n es un número entero, obteniendo para $n = 3$ una buena relación empírica del comportamiento de las curvas experimentales obtenidas y se considera que está más allá de la no linealidad Kerr, que son descritas para $n = 4$ y por la no linealidad de lente térmica para $n = 2$.

Se ha obtenido una buena correspondencia entre lo experimental y lo teórico al relacionar la longitud focal de la muestra del CL 5CB dopado con rojo de metilo, con la forma $F = c[w(z)]^3$ [1, 2]; donde c es una constante con las unidades adecuadas y $w(z) = w_0(1 + (\frac{z}{z_0})^2)^{1/2}$ es el radio del haz Gaussiano incidente en la muestra, ver Fig. 1.11. Con esta propuesta alternativa para la lente foto-inducida, las curvas teóricas de Z-scan reproducen nuestra observación experimental obtenida [57]. Para ejemplificar lo anteriormente señalado, dos curvas de la Fig. 4.5 f) y 4.5 h) fueron utilizadas para realizar la comparación con la predicción teórica de Z-scan y se usaron los valores adecuados para la constante que se muestra en el Apéndice C.1, en donde se lista

el programa con el que se genera la gráfica teórica de la Fig. 4.10. Se comparan los resultados teóricos vs los experimentales. La más pequeña amplitud de las curvas de Z-scan aún presenta una diferencia medible entre las posición del pico y el valle, esta diferencia fue incrementándose al valor cercano al doble para las curvas de mayor amplitud. La curva con menor amplitud presenta simetría 4.5a, sin embargo las de mayor amplitud son muy asimétricas; el pico es muy definido y el valle es más ancho y más cercano a $z/z_0 = 0$.

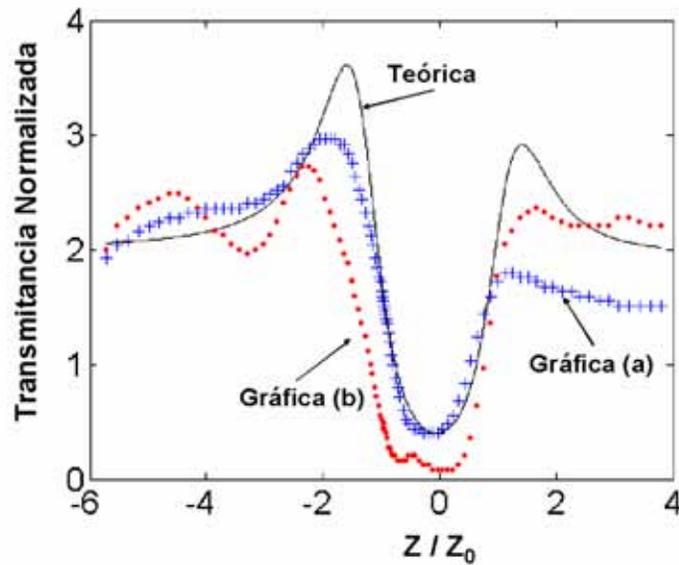


Figura 4.10: Comparación de las variaciones experimentales de γ debido a fotoinducción Gráfica (a) (Fig.4.5 f) y Gráfica (b) (Fig. 4.5 h) vs gráfica con datos teóricos de Z-scan (los valores empíricos se pueden ver en el programa que se muestra en el Apéndice C.1.)

Dado que hay una dependencia con el ángulo del plano de polarización del haz incidente en la muestra, de ahí que es necesario tomarlo en cuenta y asociarlo al resultado de la transmitancia, como una combinación de la transmitancia positiva T_+ y negativa T_- , dada por una relación del tipo dado en la ec. 4.1 [66].

$$T = T_+ \text{sen}^2\theta + T_- \text{cos}^2\theta \quad (4.1)$$

Donde T_+ y T_- están dadas como:

$$T_+, T_- = \frac{F_{\pm}^2}{(F_{\pm} - z)^2 + z_0^2} \quad (4.2)$$

Donde T_+ se relaciona con F_+ por medio de una constante c_+ y T_- a su vez se relaciona con F_- por medio de una constante c_- . la Fig. 4.11, muestra, bajo las anteriores consideraciones, las gráficas de comportamiento empírico de la transmitancia, asumiendo diferentes ángulos del plano de polarización del haz láser He-Ne incidente en la muestra,

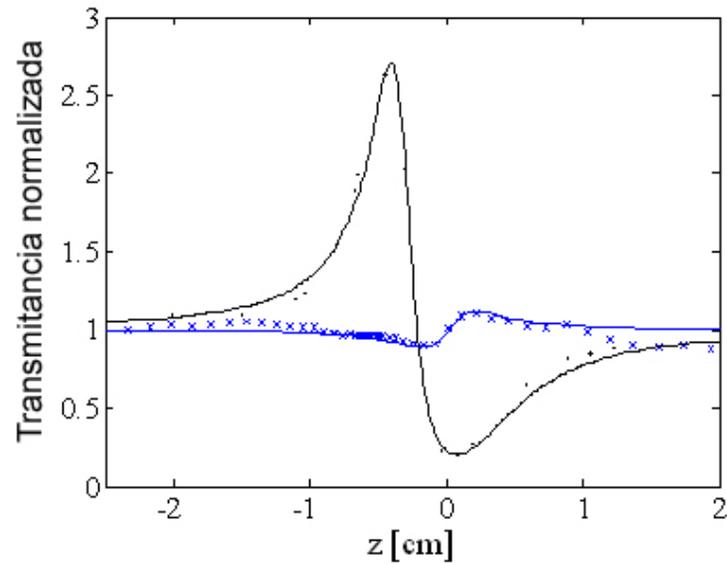


Figura 4.11: Ejemplo de gráficas de Z-scan para los ángulos de 0° (círculos negros) y 90° (símbolo \times) los parámetros de ajuste utilizados son $c_+ = 1.4 \times 10^8$; $c_- = -1.1 \times 10^7$; $w_0 = 24 \mu\text{m}$, las cuales se asemejan a la Fig. 4.2 a).

4.5.2 Hipótesis basada en la posible birrefringencia no lineal

Analizando experimentalmente el comportamiento evolutivo del índice de refracción no lineal negativo $\gamma < 0$ y positivo $\gamma > 0$, podemos establecer la hipótesis de que dicho comportamiento obedece a las características de birrefringencia lineal del CL 5CB, que al doparlo con el rojo de metilo, la transmitancia presenta un comportamiento al que se le puede asociar una *birrefringencia no lineal* [34], tal y como se ilustra en las Figs. 4.9 y 4.12, se puede inferir que el índice de refracción no lineal extraordinario γ_e corresponde al plano de polarización incidente del haz láser que es paralelo al director \vec{n} del CL 5CB; esto implicaría que el ángulo de dicho plano es de 0° con una equivalencia en nuestro arreglo experimental de los 35° . Mientras que para el caso del índice de refracción no lineal ordinario γ_o el plano de polarización es de 90° y corresponde a los 125° de nuestro experimento. Los datos de índices de refracción intermedios a los $0-90^\circ$, dados en la Tabla 4.4, se podrían asociar a valores tensoriales, de ahí que estos resultados, proporcionan la oportunidad de buscar un modelo matemático alternativo que describa con más confiabilidad que los tradicionales el comportamiento de la birrefringencia no lineal en el CL 5CB y para otros nuevos materiales.

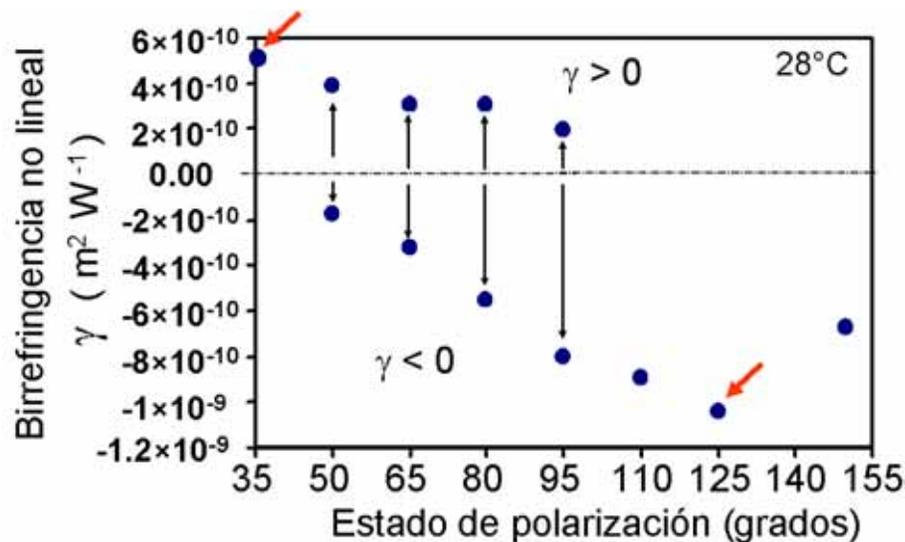


Figura 4.12: Exhibición de birrefringencia no lineal en el CL 5CB dopado con rojo de metilo, con planos de polarización del haz láser incidente de 35° a 150° en intervalos de 15° , a una temperatura de $28^\circ C$

Ampliando el análisis experimental para dar una posible explicación de la exhibición simul-

Tabla 4.4: Evaluación del cambio en magnitud y signo del índice γ para diferentes planos de polarización en el CL 5CB dopado con rojo de metilo a 28 °C correspondientes a las Figs. 4.9 a-h

Gráfica	Ángulo	$ \Delta T_{p-v} $	$ \Delta\Phi $	$\gamma(\frac{m^2}{W})$	$n_2(esu)$
Fig. 4.9 a	35 °	0.90	2.34	$+5.04 \times 10^{-10}$	$+1.89 \times 10^{-03}$
Fig. 4.9 b	50 °	0.70	1.82	$+3.92 \times 10^{-10}$	$+1.47 \times 10^{-03}$
Fig. 4.9 b	50 °	0.32	0.83	-1.79×10^{-10}	-0.67×10^{-03}
Fig. 4.9 c	65 °	0.55	1.43	$+3.08 \times 10^{-10}$	$+1.15 \times 10^{-03}$
Fig. 4.9 c	65 °	0.57	1.48	-3.19×10^{-10}	-1.20×10^{-03}
Fig. 4.9 d	80 °	0.99	2.57	-5.55×10^{-10}	-2.08×10^{-03}
Fig. 4.9 d	80 °	0.55	1.43	$+3.08 \times 10^{-10}$	$+1.15 \times 10^{-03}$
Fig. 4.9 e	95 °	1.44	3.75	-8.07×10^{-10}	-3.02×10^{-03}
Fig. 4.9 e	95 °	0.34	0.88	$+1.90 \times 10^{-10}$	$+0.71 \times 10^{-03}$
Fig. 4.9 f	110 °	1.59	4.14	-8.91×10^{-10}	3.34×10^{-03}
Fig. 4.9 g	125 °	1.85	4.81	-10.40×10^{-10}	-3.88×10^{-03}
Fig. 4.9 h	150 °	1.21	3.15	-6.78×10^{-10}	-2.54×10^{-03}

tanea de $\gamma < 0$ y $\gamma > 0$ en el CL 5CB dopado con rojo de metilo, la no linealidad las asociaremos principalmente a los fenómenos Kerr,[25, 67, 68] lente térmica y birrefringencia lineal del CL. De las gráficas de Z-scan obtenidas Fig. 4.12, se obtienen varios resultados relevantes, el principal es el que, dependiendo del plano de polarización del haz láser incidente en la muestra, ésta exhibe un comportamiento atípico al tradicionalmente reportado en la literatura, ya que para rotaciones de 90 ° es cuando se aprecia el cambio en el signo y magnitud de los índices γ . Esto nos lleva a razonar que este comportamiento está fuertemente influenciado por la birrefringencia lineal del cristal líquido y, como resultado de las gráficas de la Fig. 4.8, se puede inferir que el director \vec{n} del cristal líquido 5CB se le encuentra en los 125 °, cuando el plano de polarización del haz láser incidente es paralelo a las moléculas y cuyo índice de refracción no lineal le podemos asociar a lo que se podría llamar índice γ_e (extraordinario) y al que se presenta a los 35 ° (ortogonal), asociarlo al índice γ_o (ordinario). Para un futuro planteamiento teórico-experimental, se cuenta con la siguiente información:

1. Considerar la manifestación del efecto Kerr en la birrefringencia para las componentes extraordinaria y ordinaria del CL.
2. Identificación experimental del vector director \vec{n} de la muestra, asociado al máximo pico de la transmitancia como, paralelo al plano de polarización del haz láser incidente a la muestra (en nuestro caso $\gamma < 0$).
3. Considerar un marco tensorial para la transmitancia no lineal del índice γ_e (extraordinario) asociado a una función cosenoidal y el índice γ_o (ordinario) a una función senoidal.
4. Utilizar el cambio de posición de referencia z/z_0 de las posiciones de las transmitancias para ambos γ_e (extraordinario) y γ_o (ordinario).
5. Utilizar el método ABDC con las relaciones tradicionales para encontrar una ecuación que acople las componentes de γ_e (extraordinario) y γ_o (ordinario).
6. Considerar la temperatura de la birrefringencia del CL. Para ello, se deberán de realizar experimentos adicionales al de la Fig. 4.12 para diferentes temperaturas.

4.6 Potencial aplicación en solitones ópticos

Con base a los resultados obtenidos en la exhibición simultanea de índices γ positivos y negativos, nos ha motivado a considerar la posibilidad de instrumentar un nuevo método para generar en forma controlada solitones ópticos espaciales brillantes y oscuros utilizando el CL 5CB dopado. Para considerar esta factibilidad, se realizó un experimento cualitativo de autoenfoco dentro de una celda conteniendo éste material. No se entrará en el análisis teórico por no ser tema objeto de la tesis, en su lugar se se dará una breve explicación del fenómeno y relaciones básicas que se utilizan para la generación de solitones ópticos. En el Apéndice C.2 se da un poco de más explicación del fenómeno solitón. Por su importancia, en la actualidad, existen muchos y diversos trabajos de investigación y desarrollo inherentes a los solitones ópticos, tanto, temporales, espaciales y espacio-temporales [69, 70, 71, 72, 73, 74], pues estos se prevé, tendrán un fuerte impacto en las nuevas tecnologías [75, 76].

4.6.1 Breve descripción

El solitón óptico se define como ondas electromagnéticas que se propagan sin deformarse a través de un medio con propiedades ópticas no lineales; se forman en el dominio temporal o espacial al balancear la dispersión o difracción en el material, con el índice de refracción no lineal $\gamma > 0$ o $\gamma < 0$ del mismo. En términos generales, los solitones ópticos tienen las siguientes propiedades:

- Una onda localizada la cual se propaga sin afectar sus propiedades intrínsecas tales como la forma y la velocidad.
- Ondas sumamente estables que preservan sus propiedades aún cuando estas colisionen contra otros solitones; esto significa que la onda solitónica tiene las propiedades de una partícula.

La relación matemática general que rige su comportamiento, está dado por la ecuación de Schrödinger no lineal (NLSE) siguiente:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} + r \nabla^2 A + \chi |A|^2 A = 0 \quad (4.3)$$

Dónde A es la amplitud del campo óptico, r la posición del mismo, z la dirección de propagación y χ es función asociada a la no linealidad del medio.

Clasificación de solitones

Los solitones ópticos se clasifican en dos grandes ramas, los solitones ópticos espaciales ver Fig. 4.13 y los solitones ópticos temporales ver Fig. 4.14; a su vez se dividen en sub ramas derivadas o combinadas entre estos, como son los solitones espacio-temporales, solitones brillantes (índice $\gamma > 0$), solitones oscuros (índice $\gamma < 0$).

4.6.2 Montaje experimental

Para realizar los experimentos de generación y propagación de solitones ópticos espaciales se utilizó el mismo arreglo experimental de Z-scan con algunas adecuaciones, mismas que consistieron del diseño y construcción de diversos accesorios experimentales, el detalle de éstos se muestra en el Apéndice B. Para el diseño experimental, se considera la propagación longitudinal del haz

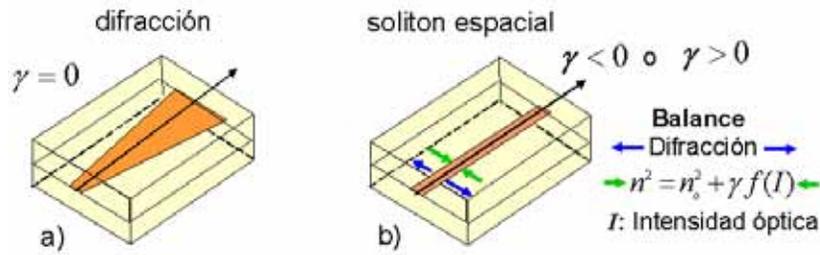


Figura 4.13: Soliton espacial: a) únicamente se presenta el efecto de difracción y b) al balancear la difracción y la no linealidad, se genera el soliton.

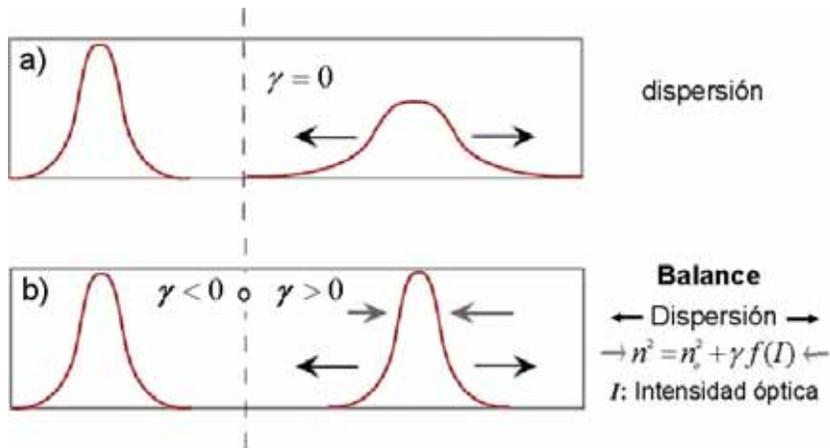


Figura 4.14: Soliton temporal: a) sólo presenta efecto de dispersión b) al balancear la dispersion y la no linealidad, se genera el soliton.

Gaussiano en la celda contenedora del CL así como el de realizar lo siguiente:

- Diseñar y construir una pulidora con el propósito de pulimentar las caras laterales de la celda contenedora del CL, el detalle de la misma se da en el Apéndice B.3.
- Corte y pulido de la celda contenedora, el método empleado se describe en el Apéndice B.1.
- Elaboración de la guía de onda plana conteniendo el CL 5CB dopado con rojo de metilo para la generación de solitones ópticos espaciales.
- Diseño y construcción de montura óptica con ajuste fino para montar la celda, ver Apéndice

B.4.

- Montaje del arreglo experimental para la generación del soliton óptico espacial.
- Alineación y ajustes de la guía de onda.

4.6.3 Parámetros experimentales en solitones ópticos espaciales

Es conveniente señalar que existen parámetros a tomar en cuenta para la generación de los solitones ópticos espaciales. Dentro de estos se encuentra la de caracterizar la guía de onda plana conteniendo el CL 5CB dopado con el rojo de metilo, para ello es necesario entender las Ecuaciones de Maxwell y de propagación de onda, para su aplicación en la guía de ondas plana, ver Apéndice C.3, pues es a través de ésta que se hace la generación de solitones espaciales. Ésta consiste de un sandwich, cuya parte media, es una guía de onda electromagnética unidimensional, cuyo medio de propagación transparente tiene una sección transversal rectangular, definida por medio de la anchura, el grosor y el índice de refracción que determina la λ de operación y los modos de propagación que ésta soporta. En el Apéndice C.4 se explica un poco más el funcionamiento de este tipo de guías.

Una vez que se caracteriza la guía de onda, es factible determinar la longitud de difracción L_D y la longitud no lineal del material L_{NL} , con estos parámetros se puede evaluar la formación de un soliton espacial considerando al cociente de ambos como igual a 1. Las imágenes de la Fig. 4.15, describen en que consiste cada caso. Otro parámetro importante a considerar es el del factor de balanceamiento entre la difracción y la no linealidad η dado como, el cociente entre la potencia del haz P_0 y la potencia crítica P_c (para lograr el autoenfocamiento), esto es $\eta = \frac{P_0}{P_c}$, donde $P_0 = \pi w_0^2 |E|^2$ y $P_c = \frac{\pi(0.61)^2 \lambda^2}{8n_0 \gamma}$, la condición para que se forme el soliton espacial es que $\eta = 1$ i.e. cuando $P_0 = P_c$. Si $P_0 > P_c$ sólo se produce autoenfocamiento, mientras que si $P_0 < P_c$ sólo se tendrá difracción.

4.6.4 Condición experimental de efecto Kerr para generar solitones espaciales

Con el fin de evaluar la factibilidad de generar solitones ópticos espaciales, se considera el efecto Kerr (auto enfoque) a lo largo de una celda plana, en esta primera etapa no se caracterizarán

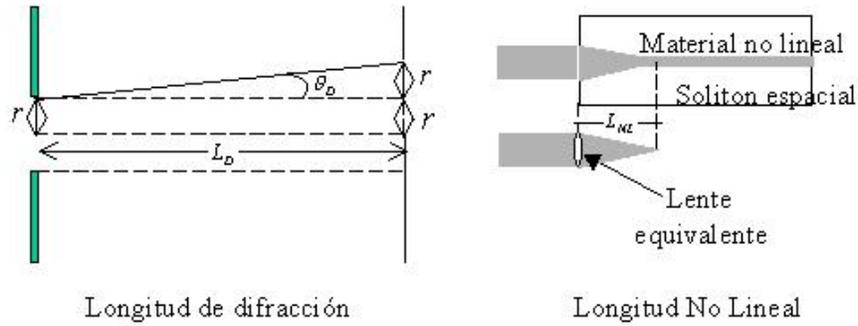


Figura 4.15: Determinación de a) Longitud de difracción L_D y b) Longitud no lineal L_{LN} .

los posibles solitones obtenidos (brillantes u oscuros), sólo nos limitaremos a observar en forma experimental los siguientes casos: a) el efecto de difracción en una celda cuando se considera el índice $\gamma = 0$ y b) el efecto de auto enfoque cuando el índice γ es positivo o negativo. Lo anterior es debido a que aún no se hacen los estudios en esta geometría para controlar el ángulo que permita obtener una $\gamma > 0$ o una $\gamma < 0$. Para ello se propone el arreglo experimental Z-scan ya utilizado, haciéndole los ajustes para instalar la montura óptica construida (ver Apéndice B.4), misma en que se coloca la guía de onda plana, tal y como se ilustra en la Fig. 4.16.

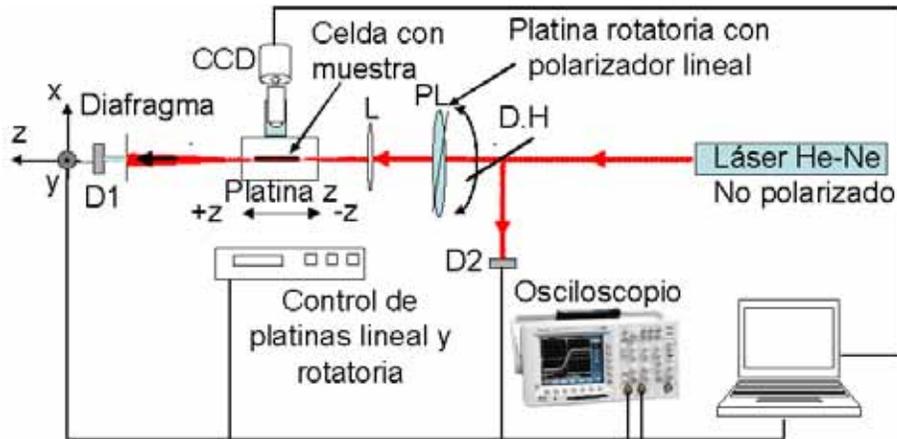


Figura 4.16: Arreglo experimental basado en Z-scan para generar solitones espaciales.

En las primeras sesiones experimentales la intensidad del haz láser se controla por medio de un atenuador de haz variable y por desplazamiento del plano focal del haz al trasladar la muestra en la dirección Z; el comportamiento de la propagación longitudinal del haz láser en la

celda, se muestra en la Fig. 4.17 en donde se observa la imagen a) que muestra únicamente la difracción del haz dentro de la celda cuando se tiene una baja densidad de energía del haz láser; b) disminución de la difracción, similar que en a) pero con un incremento de densidad de energía del haz láser; c) posible formación del soliton espacial debido al balance entre la difracción y el índice de refracción no lineal del material con el haz láser en la celda, notar el efecto de autoenfoco por parte del mismo dentro de ésta y, finalmente en d) nuevamente incremento de la difracción al decaer la densidad de energía del haz láser. Con este tipo de comportamiento y a las características de soliton descritas en la Sección C.2.4 se puede inferir que el fenómeno observado en la Fig. 4.17 c) corresponde al de un soliton espacial. Por otra parte en la Fig. 4.18 se muestra bajo las mismas condiciones experimentales, con la modalidad de variar la intensidad del haz de enfoque dentro de la celda. Para ambos casos se utilizó el arreglo experimental de la Fig. 4.16 en la cual se emplea una cámara de CCD para capturar la información inherente a la propagación longitudinal del haz dentro de la celda y, determinar con ello experimentlmente los parámetros L_D y L_{NL} tal y como se muestra en la Figura 4.15.

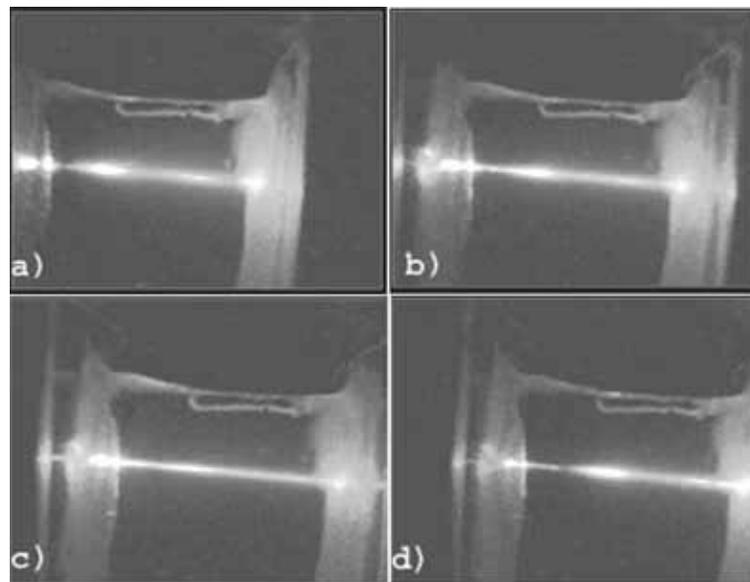


Figura 4.17: Efecto de autoenfoco en función de la variación de densidad de potencia del haz He-Ne incidente: a) Sólo difracción, b) disminución de la difracción, c) posible formación del soliton espacial y c) incremento de la difracción

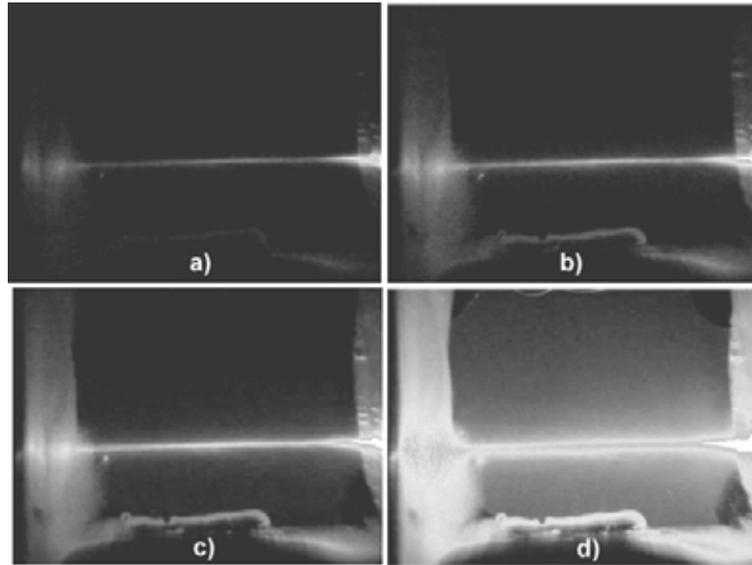


Figura 4.18: Efecto de autoenfoco en el plano focal en que se consideró la posible generación el soliton espacial para diferentes potencias del láser incidente en la celda Figs. (a-d):

4.6.5 Discusión

La automatización de la técnica de Z-scan, los resultados obtenidos del peculiar comportamiento no lineal del CL 5CB dopado, las posibles hipótesis planteadas para explicar su comportamiento, y la observación de autoenfoco en una celda plana, nos motiva a utilizar el sistema intrumentado para ampliar el estudio de nuevos materiales con comportamiento similar y a desarrollar una nueva técnica para generar a voluntad solitones ópticos espaciales oscuros y brillantes que se considera tienen un fuerte campo de desarrollo para el área de conmutación totalmente óptica.

Capítulo 5

Conclusiones y perspectivas

5.1 Conclusiones

La aportación de este trabajo fue la de desarrollar y automatizar la técnica de Z-scan con adecuaciones que permitieron controlar el plano de polarización del haz láser incidente en la muestra, de fotoinducción con otro láser diferente en la región de alta absorción de la muestra y de controlar la temperatura de la misma. El instrumento automatizado de Z-scan desarrollado, tiene buena precisión en cuanto a que reproduce los resultados obtenidos bajo las mismas condiciones experimentales. En lo que a la exactitud del mismo se refiere, aún no se ha podido cuantificar pues el comportamiento del material utilizado es atípico a lo que en la mayoría de los trabajos mencionados en la literatura; sin embargo los ordenes de magnitud obtenidos de los índices γ , son equivalentes al de otros CL dopados con colorante orgánicos se menciona en la misma. De ahí que para los objetivos planteados para realizar estudios de no linealidad de tercer orden, el instrumento automatizado de Z-scan cumple perfectamente su función.

Otro importante resultado derivado de este trabajo, en el que las tres adecuaciones (correspondientes a mecanismos locales y no locales) realizadas a la técnica de Z-scan; el cristal líquido en estudio 5CB, dopado con rojo de metilo al 0.1 % en peso, mostró un singular comportamiento al exhibir, en forma simultánea, índices de refracción no lineal positivos y negativos, sin que sus moléculas estén prealineadas con algún surfactante, o alineadas por medio de un campo eléctrico o magnético externo a la celda que las confina. A diferencia del CL MBBA, utilizado bajo las mismas condiciones experimentales.

Lo anterior motivó, el planteamiento de hipótesis para tratar de explicar para este singular comportamiento, se midieron los diferentes índices γ utilizando los cálculos teóricos tradicionales, sólo como referente para determinar la magnitud y signo de la no linealidad de éstos y con ello plantear las dos siguientes hipótesis que aparentan ser muy diferentes entre sí. Una se refiere a considerar que el comportamiento de éste CL 5CB dopado, presenta un comportamiento diferente a lo conocido, en el que ni es Kerr ni térmico, ello conlleva a replantear el comportamiento desde otro ángulo de enfoque, al asociarlo a una relación de ecuación de lente fotoinducida del tipo cúbico, en donde este tipo de estructura molecular, esté asociado al campo óptico y los efectos de torsión molecular que puedan derivar de una variación del índice de refracción no lineal. La otra de ellas considerar que existe una fuerte relación con la birrefringencia lineal del CL 5CB dopado con el azo rojo de metilo, en la que la exhibición simultánea del índice de refracción no lineal se asocia a los fenómenos Kerr, lente térmica y birrefringencia del cristal líquido. La razón de ello obedece a las interpretaciones que damos de la Fig. 4.8, en la que le asociamos la γ_e (índice de refracción no lineal extraordinario) al máximo pico de la $\gamma < 0$ y la γ_o (índice de refracción no lineal ordinario) al máximo pico de la $\gamma > 0$, considerando un marco tensorial asociado a todas ellas en función del ángulo del plano de polarización del haz láser incidente ($0 - 90^\circ$ respecto al \hat{n} de la muestra), así como a la temperatura en la fase nemática. Este modelo teórico se está estudiando para ampliar futuros estudios experimentales, en los que se repitan los experimentos para diferentes temperaturas y con ello sustentar con más solidez este planteamiento. Como una potencial aplicación de la automatización de Z-scan y de los resultados obtenidos con la misma en el CL 5CB, se mostró cualitativamente la factibilidad de generar solitones ópticos espaciales observando el comportamiento de autoenfoco en una celda plana lo que permite inferir la utilización del instrumento automatizado con ciertas adecuaciones para la generación de los mismos. También es importante señalar que con este trabajo el Laboratorio de Óptica No lineal del CCADET ya cuenta con la técnica de Z-scan y sus adecuaciones, totalmente automatizada, ello con el fin de que se pueda apoyar a otras instituciones o centros de investigación, para realizar estudios en el desarrollo de nuevos materiales con propiedades ópticas no lineales de tercer orden. Finalmente, es conveniente señalar que los resultados obtenidos, se presentaron en diferentes foros internacionales y enviados a dos revistas especializadas para su evaluación y posible publicación siendo uno de ellos aceptado por *Molecular Crystal and Liquid Crystals* [66] para ser publicado en julio-agosto 2008. Asimismo se está en espera de la aceptación en

la revista *Optical Material* con las adecuaciones a las sugerencias de los árbitros [77]. En el Apéndice D, se anexa el trabajo presentado, así como la relación de las participaciones como autor y co-autor en los diferentes foros inherentes al tema objeto de este trabajo.

5.2 Perspectivas

Las perspectivas, contemplan la factibilidad de transferir el sistema automatizado de Z-scan, a un módulo que se diseñe para este fin, de tal forma que éste sea portátil. Asimismo se mejorará el programa elaborado con LabView, con el fin de que se obtenga en forma directa el valor del índice γ en los experimentos que se realicen.

Los resultados obtenidos de exhibición simultánea de $\gamma > 0$ y $\gamma < 0$ conducen a replantear las ecuaciones tradicionalmente utilizadas, considerando ahora: a) que el comportamiento no lineal está más allá de los fenómenos Kerr o de lente térmica; en la etapa experimental de fotoinducción, se consideró utilizar empíricamente la ecuación de lente fotoinducida $F = p_n w(z)^n$ [65]; donde n es un entero, p_n es una constante de unidades adecuadas y $w(z)$ es el radio del haz incidente con perfil Gaussiano. En esta aproximación se utiliza $n = 3$ (ver Sección 4.5), la ecuación concuerda empíricamente con los resultados experimentales obtenidos, sin embargo se requiere profundizar y sustentar lo aquí planteado y b) la transmitancia en función de una birrefringencia no lineal, como un tensor de componentes de transmitancias extraordinarias y ordinarias en función del ángulo de polarización del haz incidente respecto al \vec{n} de la muestra, de la temperatura del CL y de la interacción con una fuente secundaria de luz láser como fue nuestro caso con el láser Ar⁺.

Con el fin de aplicar los resultados obtenidos, se considerará realizar adaptaciones al instrumento automatizado, para la generación de solitones ópticos espaciales, proponiendo un desarrollo experimental, que permita caracterizar y controlar la generación de solitones espaciales del tipo oscuro y brillante utilizando el CL 5CB dopado con el rojo de metilo. Con esto se pretende instrumentar una nueva técnica que permita controlar a voluntad la generación de este tipo de solitones y con ello sustentar nuevas aplicaciones en el ámbito de las Ingenierías [75, 76].

Finalmente, lo más importante es que los resultados obtenidos en este trabajo sirvan para que otros estudiantes e investigadores interesados en el tema, amplíen sus trabajos de investigación en el desarrollo de nuevos materiales, con propiedades ópticas no lineales, que los hagan susceptibles de ser aplicados en el desarrollo de nuevas tecnologías.

Apéndice A

Conversión de unidades para los índices

γ y n_2

En la literatura es muy común encontrar que el índice de refracción no lineal está en unidades de Sistema Internacional S.I. o CGS dados en m^2/W o esu , respectivamente, por lo que en ocasiones los lectores por propia conveniencia, requieren de efectuar las conversiones respectivas.

El índice de refracción esta dado por: $n^2 = 1 + \chi$ en S.I.

$n^2 = 1 + 4\pi\chi$ en CGS

En los diferentes trabajos, se encuentra que $n = n_0 + \frac{n_2}{2}|E|^2$ y $n = n_0 + \gamma I$.

Tabla A.1: Conversión del sistema CGS al S.I.

CGS	S.I.
$n_2[esu] = \frac{3\pi}{n_0}\chi^{(3)}[esu]$	$n_2[\frac{m^2}{V^2}] = \frac{3}{4n_0\epsilon}\chi^{(3)}[C.m/V^3]$
$\gamma[esu] = \frac{4\pi}{n_0c}n_2[esu]$	$\gamma[\frac{m^2}{V^2}] = \frac{120\pi}{n_0}n_2[m^2/V^2]$

$$I[esu] = I[\frac{erg}{cm^2s}] = \times 10^3[W/m^2].$$

$$\gamma[m^2/W] = \frac{40\pi}{n_0c}n_2[esu].$$

Apéndice B

Diseño y construcción de accesorios experimentales

Se describen los diferentes elementos que se desarrollaron para poder llevar a cabo los diferentes experimentos como son: diseño y construcción del sistema electrónico de control de la temperatura de las muestras, la construcción de una máquina pulidora para las caras laterales de las celdas, y una montura óptica de ajuste fino para el experimento de autoenfoco longitudinal en una guía plana.

B.1 Celdas contenedoras del Cristal Líquido

Para contener el cristal líquido, o polímeros orgánicos, se utilizaron dos placas de vidrio, con una separación interna de $100 \mu\text{m}$, en algunos casos se usó placas de vidrio recubiertas con un conductor transparente de Indium Tin Oxide (ITO); el proceso de fabricación fue el siguiente:

- Para el corte de las placas de vidrio (porta objetos), éstas se adhirieron a un sustrato de vidrio, de 3 mm de grueso, por medio de una resina orgánica, fundida colocada sobre una parrilla eléctrica a una temperatura de 45-50 °C. Lo anterior es con el fin de fijar y controlar el corte de las celdas (algunas contienen una película conductora transparente de ITO), ver la Fig. B.1.
- La muestra SE montó en un soporte al que se le adaptó una fresadora para hacer una serie de cortes. La fresadora cuenta con un disco de diamante. Se hicieron cortes de 2.5 cm por

2.5 cm para elaborar las celdas, ver Fig.B.1.

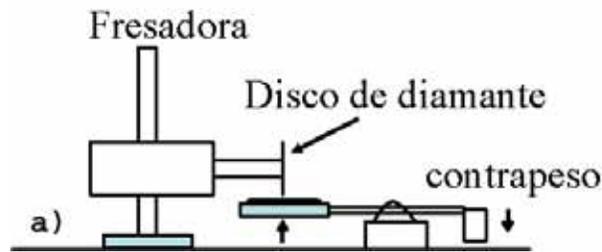


Figura B.1: Proceso de corte para elaborar las celdas

B.2 Controlador de temperatura

En el esquema de mecanismos locales para los experimentos de Z-scan se diseñó y desarrolló un sistema electrónico, que controló la temperatura de la muestra:

- Diseño del horno: Éste se diseñó con forma de un paralelepípedo con las medidas de 2.5 cm de ancho por 5 cm de largo por 2.5 cm de alto, el material utilizado es de "celoron" (térmicamente aislado).
- Las ventanas por donde se hizo pasar el haz del láser enfocado, son cubre objetos de vidrio de 2.2 cm por 2.2 cm de lado por 100 μm de espesor, ver la Fig. 2.10b
- Circuito electrónico: Se utilizó un sensor de temperatura LM35 con una sensibilidad de 0.1°C, el control de la temperatura y la muestra se midió con dos multímetros digitales (ver la fig. 2.10a).

B.3 Pulidora de vidrio

Se diseñó y construyó una máquina pulidora para pulir las caras laterales de celdas. Fue necesario utilizar placas de fierro, soportes, un motor eléctrico de 28 rpm a 120 VCA y un sistema de protección de temperatura. Se cuidó la nivelación de la placa de soporte, ver la Fig. B.2.

El pulido de los materiales con el equipo diseñado, se realizó como se muestra en la Fig. B.3.

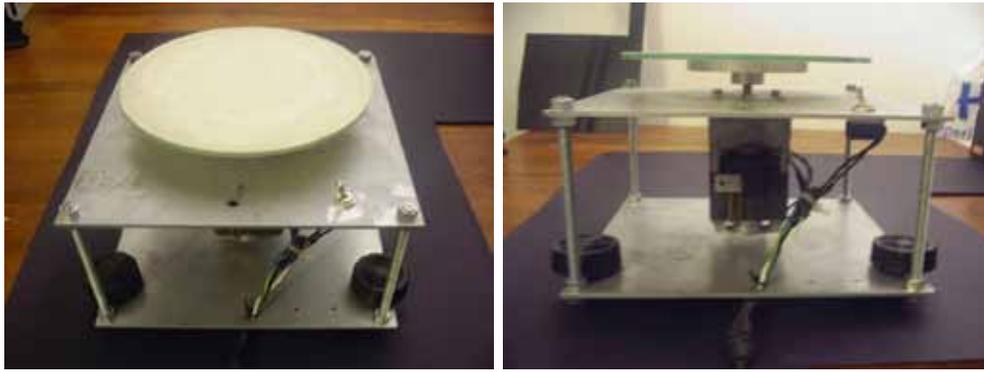


Figura B.2: Vista frontal y lateral de la pulidora de vidrio

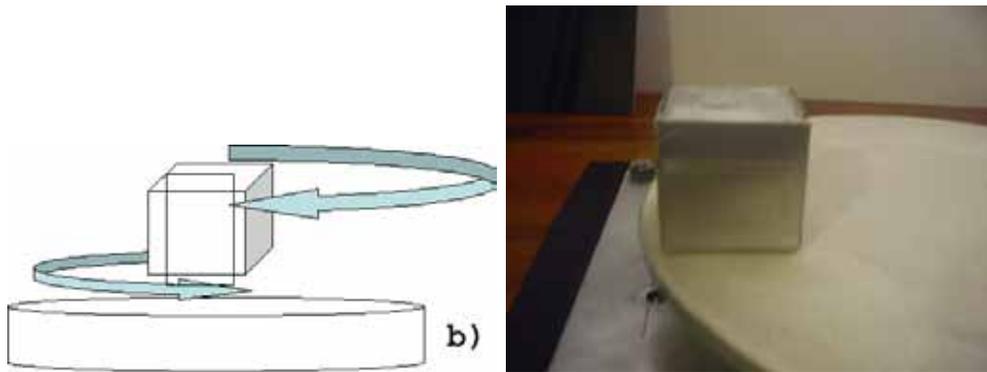


Figura B.3: Proceso general del pulido, en a) se muestra la dirección en que se realiza el pulido del material, en b) se observa la fotografía del pulido de la celda.

B.4 Soportes mecánicos para las celdas

Para el montaje de las celdas que contienen el material por estudiar, se desarrolló una serie de monturas que se muestran en la Figura B.4

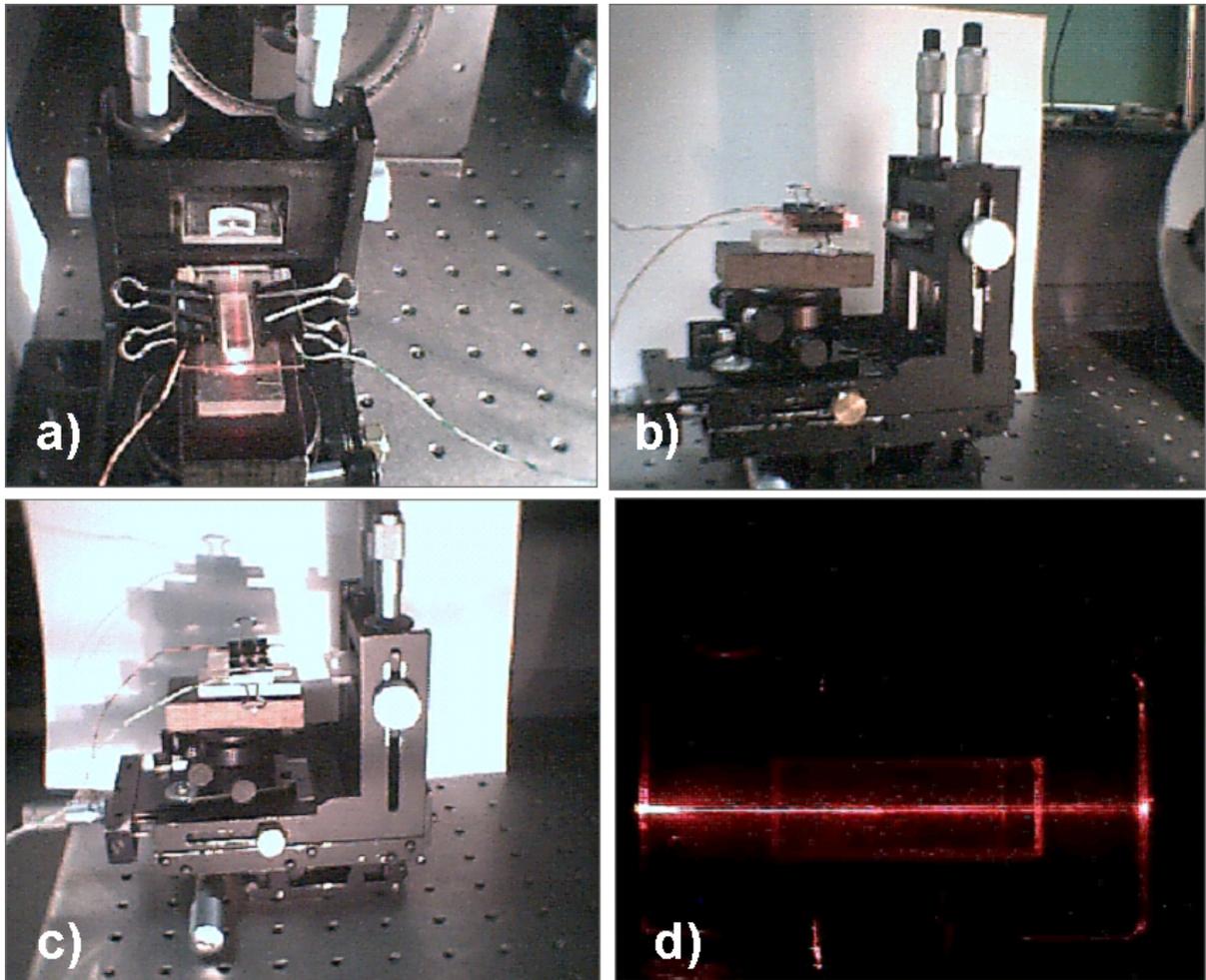


Figura B.4: Diseño y construcción del soporte óptico de la celda: a)-c) visto desde diferentes ángulos y c) utilizándolos para alinear longitudinalmente la celda respecto al haz de enfoque.

Apéndice C

Conceptos Teóricos

C.1 Simulación de una lente fotoinducida

Las simulaciones teóricas del comportamiento de exhibición simultánea, el signo positivo y negativo del índice de refracción no lineal del CL 5CB dopado con rojo de metilo, D. Iturbe et al [57] proponen un nuevo modelo matemático en el que se considera ambas contribuciones de los índices (positivas y negativas), como se muestra en la gráfica teórica de la Fig. 4.10. La simulación aplica el siguiente programa (D. Turbe et al en Matlab).

```
\label{ProgFoto}
clear;

lam=633e-7; %Longitud de onda
term=4.18*(4e-3);
dndt=9e-1;
denk=-dndt/term;
bw=25.0e-4;%Par\ '{a}metro a ajustar
alf=9.4e-3;
len=1e-1;
potin=1e-2;
pabs1=potin.*(1-exp(-alf*len));
fcero=pi/(denk.*pabs1);
```

```

ray=pi.*bw.^2/lam;
zin=-1.5;
zfin=1.0;
n=3.;
z=zin:.001:zfin;
%distancia focal de la lente fotoinducida
Fnld=-2.e3.*fcero.*(bw.*(1+(z./ray).^2).^(.5)).^n;
t1=Fnld.^2;
tnl=ray.^2+(Fnld-z).^2;
trans4=t1./tnl;
n=3;
z=zin:.001:zfin;
Fnle=(1.5e3).*fcero.*(bw.*(1+(z./ray).^2).^(.5)).^n;
t1=Fnle.^2;
tnl=ray.^2+(Fnle-z).^2;
trans5=t1./tnl;
load CRef.dat, CRef;%archivo de los valores en z en mil\ '{i}metros
load tex1.dat, tex1;%archivo de transmitancia 1
load tex2.dat, tex2;%archivo de transmitancia 2
mas=trans4;%contribuci\ '{o}n de la no linealidad positiva
menos=trans5;%contribuci\ '{o}n de la no linealidad negativa
mano=mas+menos;
figure, plot(-((CRef./10)-1.0)/ray,tex1./5,'+',z./ray,mano,
'k',-((CRef./10)-1.0)/ray,tex2./5,'r')

```

C.2 Solitones ópticos-Principio básico

C.2.1 Introducción

El fenómeno soliton fue documentado por primera vez en el año de 1834 en Escocia, donde el escocés Sir John Scott Russell, quien observó y documentó la formación de ondas en un canal en Edinburgo-Glasgow (de baja profundidad) las cuales, según relata, se generan debido al movimiento de una barcaza tirada por un par de caballos, la cual al detenerse, la masa de agua acumulada al frente de la misma formaba una onda solitaria de agua que se propagaba a través del canal desplazándose a grandes distancias con una velocidad de 8 – 9 millas/hora (12.8 – 14.4 km/hora) y con dimensiones de 30 pies (9.14 m) de largo por 1 – 1.5 pies (30.4 – 45.7 cm) de alto sin que aparentemente se deformen [78]; la propagación de éstas, como se vio posteriormente, obedece a que el medio exhibe propiedades no lineales y efecto dispersivo. De ahí que haciendo la similitud con este tipo de ondas mecánicas, se pueda dar una primer definición de lo que son los solitones ópticos, tratando a estos como ondas electromagnéticas que se propagan sin deformarse a través de un medio con propiedades ópticas no lineales, esto es:

- Una onda localizada la cual se propaga sin afectar sus propiedades intrínsecas tales como la forma y la velocidad.
- Ondas sumamente estables que preservan sus propiedades aún cuando éstas colisionen contra otros solitones; esto significa que la onda solitónica tiene las propiedades de una partícula.

C.2.2 Clasificación de solitones

En el presente trabajo se ha enfatizado mucho en la técnica Z-scan, pues el análisis de la transmitancia se basa en el efecto Kerr, el cual es de nuestro interés, tiene diversas manifestaciones, ya que temporalmente se comporta como auto fase modulada, inducción de auto fase y un cambio de frecuencia de un pulso de luz viajando en un medio no lineal, este proceso al balancearlo con la dispersión produce **solitones temporales**; en el caso espacial el haz Gaussiano, al producir un cambio en el índice de refracción del medio, la forma del perfil Gaussiano ocasiona auto enfoque (lente positiva), al equilibrar con la difracción del material en una guía de onda plana,

se obtienen **solitones espaciales**. De ahí que básicamente se pueden mencionar dos tipos de solitones, *solitones temporales* y *solitones espaciales*; se puede hablar de sub ramas derivadas o combinadas de estos como son los solitones espacio-temporales, solitones brillantes, oscuros y de vórtice por mencionar algunos (su generación depende del signo de γ entre otras cosas). En este trabajo se enfatizará en lo *solitones espaciales*, sin embargo es conveniente mencionar el caso de los solitones temporales, ya que a partir de estos es más fácil realizar el análisis matemático y hacerlo extensivo a la parte espacial. Ambos casos se pueden describir en forma matemática por una idéntica ecuación escalar, conocida como ecuación no lineal de Schrödinger (NLSE), la cual tiene la forma siguiente:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} + r \nabla^2 A + \chi |A|^2 A = 0 \quad (\text{C.1})$$

Dónde A es la amplitud del campo óptico, r la posición del mismo, z la dirección de propagación y χ es función asociada a la no linealidad del medio.

C.2.3 Solitones temporales

Como ya se señaló, los solitones temporales (pulsos de luz láser en guías ópticas), se forman cuando la velocidad de dispersión de grupo es totalmente contrarrestada por los efectos de modulación temporal de autoenfoco y autofase, esto se debe a que la magnitud de la dispersión del medio sea comparable con la magnitud no lineal del medio, ver Fig. 4.14. En otras palabras, si se lanza un pulso localizado a través de una F.O. convencional, después de que éste se ha propagado una cierta distancia, la anchura temporal del pulso es notoriamente mayor que cuando se hizo incidir en la F.O., sin embargo en estudios realizados con F.O. dopadas con materiales ópticos no lineales, al realizar un adecuado balanceamiento entre la dispersión, la no linealidad de la materia y la potencia del láser, se tiene reportes de que el pulso se puede propagar a distancias mayores de 1000 Km, sin que los pulsos se deformen [69, 27].

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{ik}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} = i \frac{2\omega_0 n_2}{c} |A|^2 A \quad (\text{C.2})$$

Por las características anteriormente señaladas, se prevé que los solitones temporales ópticos

son fuertes candidatos para su utilización en la siguiente generación de super-redes ópticas de alta velocidad.

C.2.4 Solitones ópticos espaciales

En términos generales, se refiere a haces estacionarios autoguiados, i.e., son haces de luz óptica que se propagan en una guía de onda plana, que contienen un material ópticamente no lineal de tercer orden, en el que se logra un adecuado balance entre la difracción y la no linealidad del material, induciendo efectos de autoenfoco, es conveniente señalar, que la difracción sólo se puede presentar en una dirección que es transversal a la propagación de la luz, imperando la coordenada espacial de la misma. En la Figura 4.13 podemos interpretarlo como un haz láser de alta intensidad, localizado en una región que incrementa el índice de refracción, obteniéndose la modulación del índice de refracción, con lo que se obtiene una guía de onda, la cual conduce al haz que creó la modulación para sí mismo. La ecuación de Schrödinger para los solitones espaciales es la siguiente:

$$\frac{\partial A}{\partial z} - \frac{i}{2k} \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} = i \frac{2n_2 k}{n_0} |A|^2 A \quad (\text{C.3})$$

De ahí que los solitones espaciales son ideales para el desarrollo de dispositivos de conmutación totalmente óptica, moduladores de alta capacidad, de ruteadores y puentes (bridge) para las futuras redes de transporte de alta capacidad y velocidad (Tbits/s).

El presente trabajo está enfocado a la formación y propagación de solitones ópticos espaciales a través de guías de onda planas (para más detalle de estas, ver el Apéndice C.4), por lo que en forma similar al tratamiento que se hace en la generación de solitones temporales basados en la ecuación no lineal de Schrödinger C.1, se utilizará la misma ecuación con ciertas modificaciones para la generación de los solitones espaciales.

C.3 Ecuaciones de Maxwell y de propagación de onda

C.3.1 Ley de Faraday

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (\text{C.4})$$

\mathbf{E} es el campo eléctrico y \mathbf{B} es la densidad del flujo magnético.

C.3.2 Ley de Ampere

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (\text{C.5})$$

\mathbf{H} Campo Magnético; \mathbf{J} Densidad de corriente; \mathbf{D} Densidad de flujo eléctrico.

C.3.3 Ley de Gauss

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (\text{C.6})$$

ρ densidad de carga

C.3.4 Ley de Gauss para el campo magnético

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (\text{C.7})$$

Dentro de la interacción del campo electromagnético con la materia, en particular cuando se propaga a través de ésta, las densidades de los flujos de campo eléctrico y magnético D y B respectivamente como respuesta a los campos e y H se relacionan como:

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (\text{C.8})$$

\mathbf{P} es la Polarización eléctrica inducida

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M} \quad (\text{C.9})$$

\mathbf{M} es la polarización magnética inducida Con base en estas ecuaciones se puede deducir la propagación de una onda electromagnética en un medio dieléctrico, i.e., sin cargas ni corriente eléctricas, esto es, $\mathbf{M} =$, por lo que $\rho = 0$ y $\mathbf{J} = \mathbf{0}$. ahora bien como el interés en este trabajo es

el de utilizar medios no lineales se utilizarán las ecs. C.8 y C.9, utilizando el rotor de la ec. C.4, considerando $\mathbf{M} = \mathbf{0}$ y sustituyendo la ec. C.5 , se obtiene:

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad (\text{C.10})$$

Dado que se esta interesado en la propagación de ondas electromagnéticas en guías de onda plana, se considerara exclusivamente el caso de campos transversales, los cuales satisfacen a $\nabla^2 \mathbf{E} = 0$. Por lo que la ec. C.10 queda como sigue:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad (\text{C.11})$$

Esta es la ecuación de onda, sin embargo hace falta considerar la polarización \mathbf{P} , que está relacionada con las propiedades del material con que interactúa el campo eléctrico \mathbf{E} ; en el caso de que la onda electromagnética se propague en el vacío se considera a $\mathbf{P} = \mathbf{0}$, para situaciones en que la intensidad es lo suficientemente alta como presentar efectos no lineales, consideraremos Por lo que al combinar con la ec. 1.2, queda como:

$$\mathbf{P} \simeq \epsilon_0 (\chi^{(1)} + \frac{3}{4} \chi^{(3)} |\mathbf{E}_\omega|^2) \mathbf{E}_\omega \cos(\omega t) \quad (\text{C.12})$$

La susceptibilidad resultante esta dada como la combinación de la susceptibilidad lineal y no-lineal, e.i, $\chi = \chi_L + \chi_{NL} = \chi^{(1)} + \frac{3\chi^3}{4} |\mathbf{E}_\omega|^2$ y dado que $n = (1 + \chi)^{1/2} = (1 + \chi_L + \chi_{NL})^{1/2} \simeq n_0 (1 + \frac{1}{2n_0^2} \chi_{NL})$ donde $n_0 = (1 + \chi_L)^{1/2}$, utilizando expansión de Taylor se obtiene:

$$n = n_0 + \frac{3\chi^3}{8n_0} |E_\omega|^2 = n_0 + n_2 I \quad (\text{C.13})$$

Donde n_2 es el índice de refracción no lineal e I es la intensidad de la onda y además se sabe que $k = \frac{\omega n_0}{C}$. Al realizar las sustituciones respectivas, se obtiene la relación:

$$\nabla^2 + K^2 + 2k^2 \frac{n_2}{n_0} |E|^2 E = 0 \quad (\text{C.14})$$

C.4 Guías de onda plana

A lo largo de nuestra experiencia en el laboratorio de óptica hemos constatado el fenómeno de la reflexión total interna, cuyo principio se puede consultar ampliamente en la bibliografía [79, 80, 77]; partiendo de un medio (película) con un grosor de $2a$ y un índice de refracción n_2 (no confundir con el índice de refracción no lineal n_2 , haciendo a su vez frontera con otro medio, cuyo índice de refracción n_1 es más bajo; al hacer incidir una onda plana en el material de interés, con un ángulo de incidencia θ_i respecto al eje x , ésta es reflejada en las paredes, si θ_i es mayor que el ángulo crítico θ_c , i.e., $\theta_i = \text{sen}^{-1} \frac{n_1}{n_2}$. Con base a la óptica geométrica, cualquier haz incidente cuyo ángulo de incidencia $\theta_i < \theta_c$ y dado que los dos lados del material son paralelos, la onda es reflejada repetidamente (idealmente sin pérdidas); una descripción del mismo se muestra en la Figura C.1.

Ahora bien, conforme a la óptica ondulatoria, la suma de las ondas que se propagan en la misma

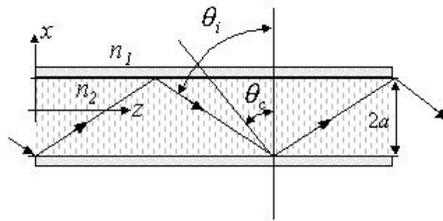


Figura C.1: Guía de ondas bajo el tratamiento de la óptica geométrica

dirección deberán presentar el fenómeno de interferencia obteniéndose franjas constructivas o destructivas, dependiendo de la relación de fase, la cual se da como:

$$\Delta\phi = n_2 k_0 a \cos\theta_i \quad (\text{C.15})$$

El requisito para obtener interferencia constructiva es que:

$$\Delta\phi = 4n_2 k_0 a \cos\theta_i = 2N\pi \quad (\text{C.16})$$

Donde cada valor de N define los modos de propagación permitidos, obteniéndose siempre una solución para la ecuación C.16 dada por $N = 0$ y $\theta_i = \frac{\pi}{2}$, el número de soluciones adicionales contempladas para $\theta_i > \theta_c$, es la parte entera de:

$$\frac{2n_2 k_0 a}{\pi} \cos\theta_c = \frac{2n_2 k_0 a}{\pi} \sqrt{\left(1 - \frac{n_1^2}{n_2^2}\right)} \quad (\text{C.17})$$

Sin embargo los cálculos no son siempre tan sencillos, debido a que se omite tomar en cuenta el cambio de fase ϕ_{θ_i} , el cual ocurre en aquellas reflexiones que exceden el ángulo crítico θ_c , por lo que al reescribir la ecuación C.16 queda como:

$$\Delta\phi = 4n_2k_0a\cos\theta_i + 2\phi_{\theta_i} = 2N\pi \quad (\text{C.18})$$

La solución $N = 1$ y $\theta_i = \frac{\pi}{2}$ se convierta ahora en la primera solución dado que $\phi_{\theta_i}(\frac{\pi}{2}) = \pi$. Sin embargo dado que $\phi_{\theta_c} = 0$, se obtendrá un modo menos, tal y como se aprecia en la gráfica de la Figura C.2. Lo anterior esta de acuerdo con las ecuaciones de Fresnel en el que los modos

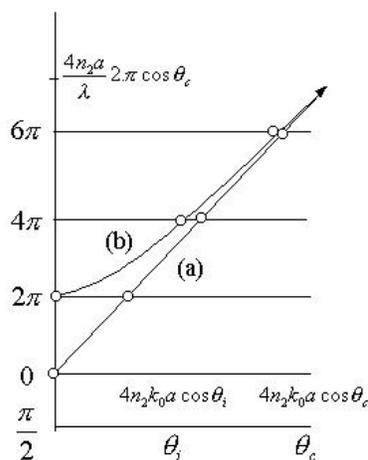


Figura C.2: Determinación del número de modos propagándose en la película (a) es representada por la ecuación C.16 y (b) por la C.18

para las dos principales polarizaciones (transversal y paralela), no son idénticos. Es importante considerar para efectos experimentales que la onda que penetre el medio deberá de hacerlo con un ángulo suficientemente cercano al eje en que ocurre la reflexión total interna, esto significa una restricción en los posibles ángulos de incidencia desde el medio exterior hasta el extremo del medio, esto se aprecia en la figura C.3. Dado que se trabajará con guía de onda, se considera

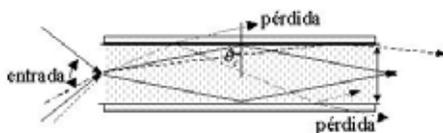


Figura C.3: Ángulos de incidencia permitida para la propagación de los modos

un sistema coordenado (x, y, z) y con ello se propondrá una solución para la ec. C.14 del tipo $E = E(x, y, z)\exp[-ikz]$, la que al sustituir en ésta, adquiere la forma:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - 2ik \frac{\partial E}{\partial z} + \nabla_T^2 E + 2k^2 \frac{n_2}{n_0} |E|^2 \quad (\text{C.19})$$

donde $\nabla_T^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ es el Laplaciano transversal de x, y .

Apéndice D

Contribuciones

D.1 Publicaciones arbitradas en revistas

D.2 Ponencias en Congresos 2003-2008

1. Ponencia como autor en The IEEE LEOS Collection Site 2008 LEOS Summer, Acapulco, México 21-23 July 1-5, 2008 (**En espera de aceptación de trabajo**).
2. Ponencia como autor en el 12th Internacional Topical Meeting On Optics of Liquid Crystals, Puebla, México October 1-5, 2007.
3. Ponencia como autor en el 16 th Internacional Laser Physics Workshop (LPHYS'07), August 20-24, Leon, Mexico. 2007.
4. Seminarios del Posgrado de Ingeniería, 2005 y 2006.
5. Ponencia como coautor en el Binational Optics Workshop, Tucson, AZ, November, 2006.
6. Ponencia como autor en el XLIX Congreso Nacional SMF / XIX Reunion Anual AMO, San Luis Potosi, SLP octubre 2006.
7. Ponencia como coautor en el Binational Optics Workshop, Tucson, AZ, November, 2006.
8. Participación como coautor en el International Conference on Polymers and Advanced Materials POLYMEX 2006, Huatulco Oaxaca, Mexico 5-9 de noviembre (2006).
9. Participación como coautor en el Symposium on Optics & Photonics, at the San Diego Convention Center in San Diego, California USA, 13-17 August (2006).
10. Participación como autor en el V Congreso Nacional La Óptica en la Industria, Querétaro, Que. (2005).
11. Participación como coautor en el 8th Symposium Laser on Metrology, Mérida, Yuc. (2005).
12. Participación como coautor en el XIX Congreso Nacional de Instrumentación, Pachuca, Hgo. (2004).
13. Participación como coautor en el XLVII Congreso Nacional de Física, Hermosillo, Sonora, 25 al 29 octubre. (2004).
14. Participación como coautor en el XVIII Congreso Nacional de Instrumentación, México, D.F. (2003).

Bibliografía

- [1] R. Quintero-Torres, F. Carreto-Parra, Z. Navarrete-Meza, and L. Zambrano-Valencia, “Straightforward representation of a thick nonlinear optical material, with linear and nonlinear absorption,” *Mod. Phys. Lett.* **17**(15), pp. 796–803, 2001.
- [2] M. D. Iturbe-Castillo, J. Sánchez-Mondragón, and S. Stepanov, “Peculiarities of Z-scan technique in liquids with nonlinearity (steady regime),” *Optik* **100**, pp. 49–56, 1995.
- [3] A. A. Rodríguez-Rosales, “Estudio de propiedades ópticas no lineales en nuevos materiales orgánicos monoméricos,” Tesis de Maestría, Universidad Nacional Autónoma de México, Posgrado en Ciencias Físicas, D.F., México, 2001.
- [4] G. J. Lee, S. W. Cha, S. J. Jeon, and J. I. Jin, “Second-order nonlinear optical properties of unpoled bent molecules in powder and vacuum-deposited film,” *Journal of the Korean Physics Society* **39**(5), pp. 912–915, 2001.
- [5] J. Percino, V. Chapela, R. Ortega-Martínez, and A. A. Rodríguez, “New o-and-p-methacryloylaminophenylarsonic monomers for second order nonlinear optical materials,” in *Polymeric Materials: Science and Engineering*, A. C. Society, ed., **83**, 2000.
- [6] J. Percino, V. Chapela, A. Sosa, R. Ortega-Martínez, and A. A. Rodríguez, “Synthesis and characterization of new chiral monomers which can be used in the design of nonlinear optical polymers,” in *Polymeric Materials: Science and Engineering*, A. C. Society, ed., **83**, 2000.
- [7] M. Sheik-Bahae, A. Said, and E. V. Stryland, “High-sensitivity, single-beam n_2 measurements,” *Optics Letters* **14**(17), 1989.

- [8] P. P. Markowicz, M. Samoca, J. Cerne, P. N. Prasad, A. Pucci, and G. Ruggeri, “Modified Z-scan techniques for investigations of nonlinear chiroptical effects,” *Optics Express* **12**(21), pp. 5209–5214, 2004.
- [9] T. Xia, D. J. Hagan, M. Sheik-Bahae, and E. W. V. Stryland, “Eclipsing Z-scan measurement of $\frac{\lambda}{10}$ wavefront distortion,” *Optics Letter* **19**, pp. 317–319, 1994.
- [10] W. Zhao and P. Palffy-Muhoray, “Z-scan technique using top-hat beams,” *Appl. Phys. Lett.* **63**, pp. 1613–1615, 1993.
- [11] M. Mohebi, N. Jamasbi, O. Morales, J. Garduño, A. A. Said, and E. W. van Stryland, “Imaging-eclipsing Z-scan method for measurement of the nonlinear refractive index of materials,” in *Proceedings of SPIE*, **3572**, pp. 236–239, 1999.
- [12] B. Gu, X. C. Peng, T. Jia, J. P. Ding, J. L. He, and H. T. Wang, “Determinations of third- and fifth-order nonlinearities by the use of the top-hat-beam Z scan: theory and experiment,” *J. Opt. Soc. Am.* **B22**, pp. 446–452, 2005.
- [13] H. Ma, A. S. L. Gomes, and C. B. de Araujo, “Measurement of nondegenerate optical nonlinearity using a two-color single beam method,” *Appl. Phys. Lett.* **59**, p. 2666, 1991.
- [14] D. V. Petrov, A. S. L. Gomes, and C. B. de Araujo, “Reflection Z-scan technique for measurements of optical properties surfaces,” *Appl. Phys. Lett.* **65**, p. 1067, 1994.
- [15] D. Petrov, “Reflection Z-scan technique for the study of nonlinear refraction and absorption of a single interface and thin film,” *J. Opt. Soc. Am.* **13**(7), pp. 1491–1498, 1996.
- [16] P. Günter, *Nonlinear Optical Effects and Materials*, Springer-Verlag, 2000.
- [17] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, Academic Press, 2003.
- [18] B. E. Slch and M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*, John Wiley and Sons, 1991.
- [19] L. Marrucci, “Mechanisms of giant optical nonlinearity in light-absorbing liquid crystals,” *Liquid Crystals Today* **11**(3), pp. 1–28, 2002.
- [20] S. Gómez, F. Cuppo, and A. F. Neto, “Nonlinear optical properties of liquid crystals probed by z-scan technique,” *Brazilian Journal of Physics* **33**(4), pp. 813–820, 2003.

- [21] Óptica, *E. Hecht*, Addison Wesley, 2003.
- [22] G. D. Christian, *Analytical Chemistry*, John Wiley and Sons, 1977.
- [23] R. Sundari and P. Palanisamy, “Self-difraction and Z-scan studies in organic dye doped thin films,” *Applied Surface Science* **252**, pp. 2281–2287, 2006.
- [24] L. Rodríguez, J. Ramírez, and A. M. O., “Lente térmica inducida por diodo láser como experiencia didáctica,” *Rev. Mex. Fis.* **51**(1), pp. 1–4, 2005.
- [25] I. Janossy and A. D. L. A.D., “Low-power optical reorientation in dyed liquid crystals,” *Mol. Cryst. Liq. Crist.* (203), pp. 77–84, 1991.
- [26] N. Bloembergen, “Polymers in nonlinear optics: Fundamentals and applications,” *International Journal of Nonlinear Optical Physics* **3**(4), 1994.
- [27] G. Stegeman and M. Segev, “Optical spatial solitons and their interactions: universality and diversity,” *Science* **286**, pp. 1518–1523, 1999.
- [28] I. Khoo, *Liquid Crystals Physical Properties and Nonlinear Optical Phenomena*, Wiley, New York, 1995.
- [29] P. de Gennes, *The Physics of Liquid Crystals*, Clarendon Press, 1974.
- [30] M. Kreuzer, L. Marrucci, and D. Paparo, “Light-induced modification of kinetic molecular properties: Enhancement of optical kerr effect in absorbing liquid, photoinduced torque and molecular motors in dye-doped nematics,” *Journal of Nonlinear Optical Physics and Materials* **9**(2), pp. 157–182, 2000.
- [31] J. Reyes and R. Rodríguez, “Efectos no lineales fotoinducidos en cristales líquidos,” *Ciencia Ergo Sum* **8**(3), pp. 285–297, 2001.
- [32] S. Gómez, F. Cuppo, A. F. Neto, T. Kosa, M. Muramatsu, and P. Horowicz, “Z-scan measurement of the nonlinear refractive indices of micellar lyotropic liquid crystals with and without the ferrofluid doping,” *Physical Review* **E67**, pp. 051711–1–051711–5, 2003.
- [33] J. Philip and T. P. Rao, “Kerr-effect investigations in a nematic liquid crystal,” *Physical Review A* **46**(4), pp. 2163–2165, 1992.

- [34] F. Cuppo, S. Gómez, and A. F. Neto, “Behavior of the nonlinear refractive indices and birefringence in the neighborhood of first- and second- order phase transitions in lyotropic liquid crystals,” *Physical Review* **E59**, pp. 3059–3063, 1999.
- [35] L. Cui, P. Xie, and R. Zhang, “Photo-driven liquid crystal cell with high sensitivity,” *Liquid Crystals* **26**(10), pp. 1541–1546, 1999.
- [36] L. Marrucci, D. Paparo, M. Vetrano, M. Colicchio, and E. Santamato, “Role of dye structure in photoinduced reorientation on dye-doped liquid crystals,” *Journal of Chemical Physics* **113**(22), pp. 10361–10366, 2000.
- [37] I. Janossy and T. Kosa, “Influence of anthraquinone dyes on optical reorientation of nematic liquid crystals,” *Opt. Lett.* **17**, pp. 1183–1185, 1992.
- [38] A. V. Zakharov and M. Iwamoto, “Homeotropic-planar anchoring transition induced by trans-cis isomerization in ultrathin polyimide langmuir-blodgett films,” *J. Chem. Phys.* **118**(23), pp. 10758–10761, 2003.
- [39] N. Tabiryan, U. Hrozhyk, , and S. Serak, “Nonlinear refraction in photoinduced isotropic state of liquid crystalline azobenzenes,” *Physical Review Letters* **93**(11), pp. 113901–1 – 113901–4, 2004.
- [40] S. McConville and D. Laurent, “Measurement of the giant nonlinear response of dye-doped liquid crystals,” *Am. J. Phys.* **73**(5), pp. 425–432, 2005.
- [41] R. Ramos-García, I. Lazo-Martinez, I. Guizar-Iturbide, A. Sanchez-Castillo, M. Boffety, and P. Rück, “Colossal nonlinear optical effect in dye-doped liquid crystals,” *Molecular Crystal and Liquid Crystals* **454**(1), pp. 581–587, 2006.
- [42] Y. Atassi, J. Chauvin, J. Delaire, J. Delouis, I. Fanton-Maltesy, and K. Nakatani, “Photoinduced manipulation of photochromes in polymers: Anisotropy modulation of nlo properties and creation of grating,” *Pure and App. Chem.* **70**(11), pp. 2157–2166, 1998.
- [43] V. Rosso, J. Loicq, Y. Renotte, and Y. Lion, “Optical non-linearity in disperse red 1 dye doped sol-gel,” *J. of Non-Cryst. Solids* **342**, pp. 140–145, 2004.

- [44] A. Galván, *Photodegradation of polymers doped with electro-optic chromophores*. Tesis de Doctorado, Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica (INAOE), Puebla, 1999.
- [45] L. E. Sinks and M. R. Wasielewski, “Effects of solvent and structural dynamics on electron transfer reactions of 4-aminonaphthalene-1,8-dicarboximide donor-acceptor molecules in nematic liquid crystals and isotropic solvents,” *J. Phys. Chem A*. **107**, pp. 611–620, 2003.
- [46] U. Tripathy, R. J. Rajesh, P. B. Bisht, and A. Subrahmanyam, “Optical nonlinearity of organic dyes as studied by Z-scan and transient grating techniques,” *Proc. Indian Acad. Sci. (Chem. Sci.)* **114**(6), pp. 557–564, 2002.
- [47] M. Martinelli, S. Bian, J. R. Leite, and R. J. Horowicz, “Sensitivity-enhanced reflection Z-scan by oblique incidence of a polarized beam,” *Appl. Phys. Lett.* **72**(12), pp. 1427–1429, 1998.
- [48] P. B. Chapple, J. Staromlynska, J. A. Hermann, T. J. McKay, and R. G. McDuff, “Single-beam Z-scan: measurement techniques and analysis,” *J. Non Opt. Phys. Mat.* **6**, pp. 251–293, 1997.
- [49] L. Pálfalvi and J. Hebling, “Z-scan study of the thermo-optical effect,” *Appl. Phys.* **B78**, pp. 775–780, 2004.
- [50] K. Senhil, C. Vijayan, and M. Kothiyal, “Low-threshold optical power limiting of cw illumination based on nonlinear refraction in zinc tetraphenyl porphyrin,” *Optical and Laser Technology* **38**, pp. 512–515, 2006.
- [51] M. Sheik-Bahae, Ali, A. Said, T.-H. Wei, D. J. Hagan, and E. V. Stryland, “Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam,” *IEEE Journal of Quantum Electronics* **26**(4), pp. 760–769, 1990.
- [52] M. Yin, H. Li, S. Tang, and W. Ji, “Determination of nonlinear absorption and refraction by single Z-scan method,” *Appl. Phys.* **70**(B), pp. 587–591, 2000.
- [53] O. Morales-Saavedra, “Estudio teórico de las técnicas de barrido en (z-scan) y variantes para la medición del índice de refracción no lineal,” Tesis de Maestría, Centro de Investigación

Científica y de Educación Superior de Ensenada, División de Física Aplicada Departamento de Óptica, 1997.

- [54] M. Sheik-Bahae, A. A. Said, D. J. Hagan, M. J. Soileau, and E. W. V. Stryland, “Nonlinear refraction and optical limiting in thick media,” *Optical Engineering* **8**(30), pp. 1228–1235, 1991.
- [55] R. Ganeev, A. Ryasnyansky, S. Kamalov, M. Kodirov, and T. Usmanov, “Nonlinear susceptibilities, absorption coefficients and refractive indices of colloidal metals,” *J. Phys. D: Appl. Phys.* **34**, pp. 1602–1611, 2001.
- [56] F. L. S. Cuppo, A. F. Neto, , and S. L. Gómez, “Thermal-lens model compared with the sheik-bahae formalism in interpreting z-scan experiments on lyotropic liquid crystals,” *J. Opt. Soc. Am.* **19**(6), pp. 1342–1348, 2002.
- [57] E. Reynoso-Lara, Z. Navarrete-Meza, M. Iturbe-Castillo, C. Treviño-Palacios, E. Martí-Panameño, and M. A. Carrasco, “Influence of the photoinduced focal length of a thin material in the Z-scan technique,” *Opt. Express* **15**, pp. 2517–2529, 2007.
- [58] V. Dimitriev, G. Gurzadyan, and D. Nikogosyan, *Handbook of Nonlinear Optical Crystals*, Springer-Verlag, 1997.
- [59] L. Lucchetti, M. D. Francescangeli, and F. Simoni, “Colossal optical nonlinearity in dye doped liquid crystals,” *Optics Communications* (233), pp. 418–424, 2004.
- [60] Jin-Jei-Wu, F.-C. Chen, Y.-S. Wu, and S.-H. Chen, “Phase gratings in pretilted homeotropic cholesteric liquid crystal film,” *Jpn. J. Appl. Phys.* **41**(10), pp. 6108–6109, 2002.
- [61] S. Residor, G. Russo¹, S. Mcconville¹, and A. Petrossian, “Surfactant controlled light induced reorientation in dye-doped nematic liquid crystals,” *Molecular Crystals and Liquid Crystals* **429**, pp. 111–132, 2005.
- [62] A. Y.-G. Fuh¹, H.-C. Lin, T.-S. Mo, and C.-H. Chen, “Nonlinear optical propert of azo-dye doped liquid crystals determined by biphotonic Z-scan technique,” *Optics Express* **13**(36), pp. 10634–10641, 2005.

- [63] I. Khoo, M. Wood, M. Shih, and P. Chen, “Extremely nonlinear photosensitive liquid crystals for image sensing and sensor protection,” *Optics Express* **4**(11), pp. 432–442, 1999.
- [64] F. Simoni, L. Lucchetti, D. Luchetta, and O. Francescangeli, “On the origin of the huge nonlinear response of dye-doped liquid crystals,” *Optics Express* **9**(2), pp. 85–90, 2001.
- [65] M. D. I. Castillo, R. R. García, and A. Rodríguez-Rosales, “Simultaneous exhibition of positive and negative nonlinear refractive index in dye-doped liquid crystal in a z-scan experiment,” in *Proceedings of SPIE*, **6332**, 2006.
- [66] A. A. Rodríguez-Rosales, R. Ortega-Martínez, M. D. Iturbe-Castillo, and R. Ramos-Gracia, “Neither kerr nor thermal nonlinear response of dye doped liquid crystal characterized by the z-scan technique,” *Molecular Crystal and Liquid Crystals*, 2007.
- [67] T. Kosa and I. Janossy, “Anomalous wavelength dependence of the dye-induced optical reorientation in nematic liquid crystals,” *Opt. Lett.* **20**, pp. 1230–1232, 1995.
- [68] J. Esteves and A. M. F. Neto, “Temperature dependence of the director reorientation of dye-doped nematic liquid crystals subjected to an optical field and its relation with the non-linear absorption coefficient,” *Liquid Crystals* **29**(5), pp. 733–742, 2002.
- [69] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, Inc., 1989.
- [70] A. V. Buryak, P. D. Trapani, D. V. Skryabin, and S. Trillo, “Optical solitons due to quadratic nonlinearities: from basic physics to futuristic applications,” *Elsevier Science B. V.* (370), pp. 63–235, 2002.
- [71] M. Peccianti, C. Conti, and G. Assanto, “All-optical switching and logic gating with spatial solitons in liquid crystals,” *Applied Physics Letters* **81**(18), pp. 3335–3337, 2002.
- [72] M. Karpierz and Q. V. Nguyen, “Spatial solitons interaction in liquid crystalline waveguides,” *Opto-Electronics Review* **10**(1), pp. 59–62, 2002.
- [73] F. Wise, “Spatiotemporal solitons in quadratic nonlinear media,” *PRAMANA-Journal of Physics* **57**(5 y 6), pp. 1129–1138, 2001.

- [74] A. A. Rodríguez-Rosales, R. Ortega-Martínez, O. G. M. S. C. Roman-Moreno, and O. Kolokoltsev, “Simultaneous exhibition of positive and negative index and its potential applications in optical solitons,” in *16th International Laser Physics Workshop (LPHYS07)*, León, Gto., august, T. I. J. L. P. Letters, ed., 2007.
- [75] P. Bayvel, “Future high-capacity (optical telecommunication networks),” *The Royal Society* (358), pp. 303–329, 2000.
- [76] A. Hasegawa, “Soliton-based ultra-high speed optical communications,” *PRAMANA-Journal of Physics* **57**(5 y 6), pp. 1097–1127, 2001.
- [77] A. A. Rodríguez-Rosales, O. G. Morales-Saavedra, C. Román-Moreno, and R. Ortega-Martínez, “Variations of nonlinear refractive index in dye-doped liquid crystals by local and nonlocal mechanism,” *Optical Materials*, p. (en segundo arbitraje), 2008.
- [78] R. H. Enns and G. C. McGuire, *Nonlinear Physics with Maple for Scientists and Engineers*, Birkhäuser, 2002.
- [79] H. L. S.G. Lipson and D. Tannhauser, *Optical Physics*, Cambridge, University Press, 2000.
- [80] M. Arumuganb, “Optical fiber communication-an overview,” *PRAMANA-Journal of Physics* **57**(5 y 62), pp. 849–869, 2001.

Neither Kerr nor thermal nonlinear response of dye doped liquid crystal characterized by the Z-scan technique

A. A. Rodríguez-Rosales, R. Ortega-Martínez.

Universidad Nacional Autónoma de México.
Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico, CCADET-UNAM.
C.U. México, D.F., C.P. 04510, México,
e-mail:

M. L. Arroyo Carrasco, E. Reynoso Lara

Benemérita Universidad Autónoma de Puebla
Av. San Claudio y Rio Verde
72000 Puebla, Puebla, Mexico

C. G. Treviño Palacios, O. Baldovino-Pantaleón, R. Ramos García, M. D. Iturbe-Castillo

Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica
Tonantzintla, Puebla. 72840, México.

Abstract: In the experimental characterization of the nonlinear optical properties of dye-doped liquid crystals by the Z-scan technique with CW lasers it is rather common to assign it a Kerr or thermal nonlinear response. In this work, we demonstrate that neither of them correctly describes all features of the Z-scan obtained in planar samples of methyl red doped 5CB liquid crystal using He-Ne CW illumination, where a strong nonlinear optical response is observed. The Z-scan curves depend strongly on the input polarization of the beam obtaining negative and positive nonlinear response for polarizations parallel and orthogonal to the director vector. We discuss and compare the effect of an additional incoherent linearly-polarized beam and plain heating source on Z-scan experiments. A theoretical model, valid for small and large phase modulation, is proposed based on the assumption that the sample can be considered as a thin lens with a photoinduced focal length dependent on the Gaussian beam radius ω^m (where m is an integer), obtaining good agreement with the experimental curves for $m=3$, which is neither a Kerr or thermal nonlinearity

Keywords: Nonlinear optics, Z-scan, liquid crystals.

1. Introduction

Liquid crystals are very attractive nonlinear material for low power applications owing to their extremely large birefringence. The nonlinear optical properties of liquid crystals have been studied for more than 30 years since the seminal paper of Zeldovich, et al. [1] where a giant nonlinearity was reported. Later on, it was found that liquid crystal nonlinearity can be enhanced by two orders of magnitude by doping them with a small quantity of anthraquinone dyes [2]. Even higher nonlinear response is observed in azo dye doped liquid crystals [3-5]. Several techniques are routinely used to

characterize the nonlinear optical response of liquid crystals. Z-scan is one of the most popular and powerful techniques due to its simplicity that allow to obtain both the sign and magnitude of the complex nonlinear refractive index of optical materials [6]. In this technique, variations of the transmittance of the samples are monitored as function of the sample position on the vicinity of the focal point of a fast lens. An aperture may be placed or not in front of a detector depending if close or open aperture Z-scan measurements are performed. Z-scan characterization in dyed doped liquid crystals has produced contradictory results showing either positive or negative nonlinearity depending on the host, dye, external electric field, wavelength, temperature or additional illumination. Although Z-scan is a simple technique, identification of the physical mechanism that gives rise to the nonlinearity it is not a simple task. Thus, for example either Kerr or thermal nonlinearity has been attributed to similar samples measured under different experimental conditions and liquid crystal sample preparation [7-13].

In this work we report Z-scan experiments in thin samples of methyl red doped 5CB liquid crystals illuminated with a low power CW He-Ne laser. The obtained transmittance curves show unambiguous experimental evidence of the simultaneous existence of positive and negative refractive indexes changes depending on the input polarization. In order to explain our results we use a simple model where the photoinduced lens is described as a beam's radius-dependent focal length [14,15]. We demonstrate that the dye-doped liquid crystal can be described by a photoinduced focal length lens of the form: $F = c[w(z)]^3$ where c is a constant and $w(z)$ is the incident Gaussian beam radius on the sample.

2. Sample preparation

5CB liquid crystal was doped with the azo dye methyl red at 1% wt and used to fill-up glass cells of 100 μm thickness; the samples were fabricated without any prealignment process. Inspection of the samples with polarizing microscopy shows regions where the liquid crystal is well aligned. The selected wavelength ($\lambda=633$ nm) correspond to the low absorption region (see Fig. 1), and therefore contributions of the linear and nonlinear absorption to the transmission changes are negligible, as it was experimentally verified.

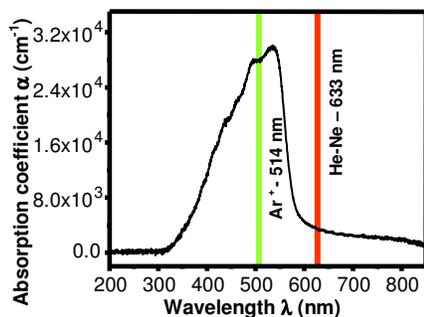


Figure 1. Absorption spectrum of 5CB doped sample, vertical lines correspond to the wavelengths of the He-Ne and Ar⁺ ion laser.

3. Z-scan setup

The Z-scan technique was implemented by using a nonpolarized laser beam from a 5 mW He-Ne laser. The direction of the incident polarization to the sample was controlled by means of a linear polarizer mounted on a rotatory stage. The polarized laser beam was then focused on the sample by using a positive lens ($f = 5$ cm). The sample was attached to a translation stage of 4.5 cm of travel distance. A large area Si-photodetector was located at a distance $L \approx 1$ m, much larger than the Rayleigh distance ($z_0 \approx 3$ mm) from the focusing lens. A 1 mm diameter aperture was placed in front of the detector to measure the on-axis intensity changes. Additionally, a continuous-wave linearly polarized Ar⁺ ion laser beam ($\lambda = 514$ nm) was used to illuminate the sample at an angle of $\theta \approx 45^\circ$ (see Fig. 2). Since the green light lies on the absorption peak of the dye, it is expected that thermal heating (in addition of molecular reorientation) may be induced by the additional beam. In order to compare the heating effect of the Ar⁺ ion laser and that produced by isotropic heating, a temperature-controlled oven was used to increase the temperature of the sample from 21.0°C up to 32.0°C. The photodetector signal was measured with a digital oscilloscope and recorded on a computer. Finally, all motion systems and the administration of the set-up were automated via a LabView[®] control program.

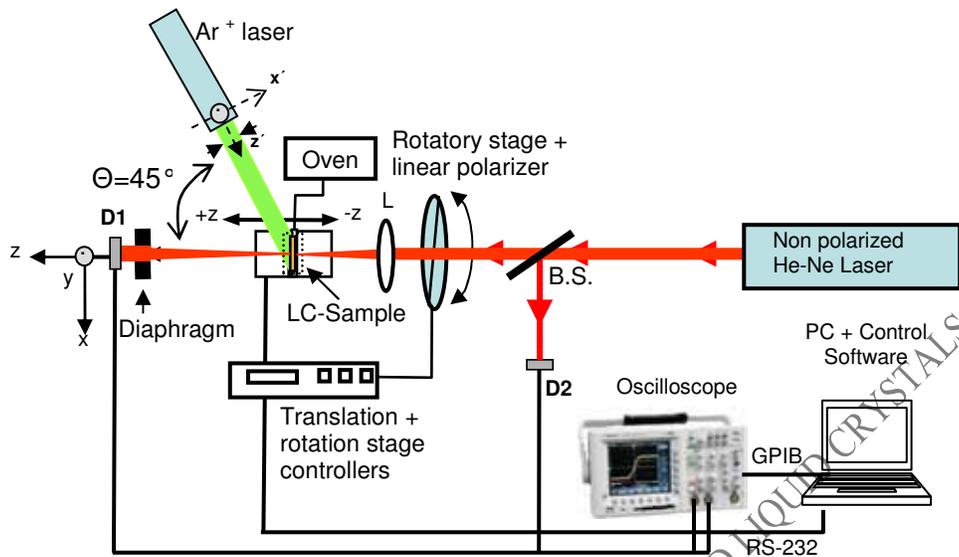


Figure 2: Z-Scan set-up with linear polarized light. A secondary light source (Ar³⁺ ion laser) and temperature controlled oven were also used. BS is a beam splitter, L is a lens, LC is a liquid crystal sample, D1 and D2 are detectors and PC is a personal computer.

4. Experimental Results

4.1 Incident polarization

By using a polarized microscope we identify a region where the director vector is well defined, and then we rotate the sample in such a way that the director vector was parallel to the vertical polarization. The Z-scan response of the dye-doped 5CB liquid crystal for different input polarizations is shown in Fig.3a. The 0° position corresponds when director vector and the input polarization of the He-Ne laser are parallel. In this case, the sign of nonlinearity was negative. The amplitude of the peak and asymmetry of normalized transmittance curves indicate a very large phase change, therefore a large nonlinear optical response to this wavelength [16,17]. By varying the input polarization in steps of 30°, we observed a drastic reduction of the peak-to-valley transmittance ΔT_{p-v} from 2.58 to 0.2, and a decrease of the peak-to-valley asymmetry. Eventually, a change on the sign of the nonlinearity for the orthogonal polarization was observed. It is important to emphasize that the peak-to-valley distance (ΔZ_{p-v}) for the different polarizations was not constant and decreases as the amplitude of the curve did; from 5.5 mm for 0° polarization to 4 mm for 90° polarization.

4.2 Focal length of the focusing lens

In order to study the dependence of the Z-scan curve with the beam waist w_0 of the incident beam, we performed Z-scan experiments with two different focal length lenses: one of 3.5 cm and other of 6 cm. The input polarization was adjusted to 0° and the incident power to 1.7 mW. The obtained results shows a decrease of ΔT_{p-v} from 2.6 to 1.5 when the 3.5 cm focal length lens is replaced by the 6 cm focal length lens, i.e ΔT_{p-v} scales inversely with w_0 . On the other hand, ΔZ_{p-v} changed from 2.6 mm to 7.6 mm for the same focal length lenses. It is important to note that regardless the experimental conditions, the nonlinearity exhibited by the dye-doped liquid crystal sample can not be considered as thermal one since in this type of nonlinearity the amplitude of the z-scan curve is independent on the beam waist (as it was experimentally demonstrated in [18]). On the other hand, in Kerr nonlinearity ΔT_{p-v} scales as w_0^{-2} , so once again neither thermal nor Kerr nonlinearity describe the experimental results correctly.

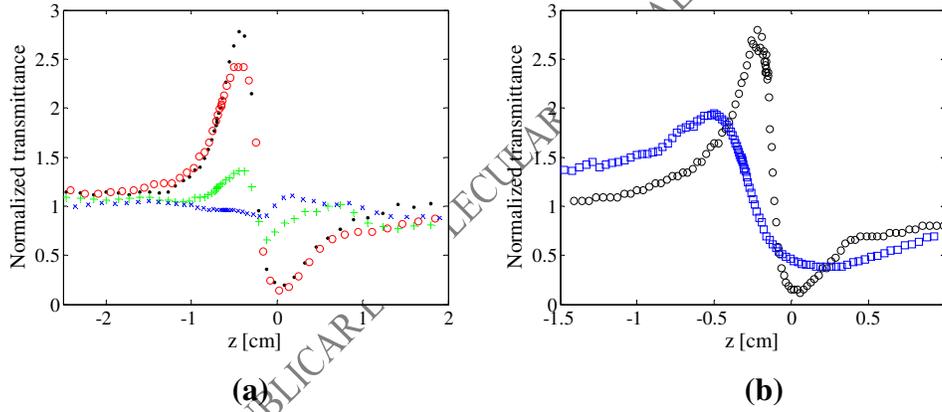


Figure 3. (a) Z-scan curves obtained at different input polarization for 5CB doped samples, exhibiting both negative and positive nonlinear refractive indexes for orthogonal polarizations. Incident power of 2.0 mW, focal length lens of 5 cm and input polarization of: 0° (filled circles), 30° (open circles), 60° (+) and 90° (x); (b) Z-scan curve obtained with different focal length lenses: 3.5 cm (circle) and 6 cm (square). The input polarization was 0° . Input power was of ≈ 1.7 mW.

4.3 Effect of a secondary light source ($\lambda=514$ nm)

It is worth to mention that Z-scan experiments using two wavelengths ($\lambda=514$ nm and $\lambda=633$ nm) in dye-doped nematic liquid crystals have been reported earlier [13] showing a complex behavior: if the polarization of the two beams are parallel to the director vector, then the peak-to-valley distance ΔT_{p-v} initially increased with the intensity of the green light, reaching maximum and then decreasing for higher intensity. However, when the polarization of the red beam is orthogonal to the green (and director vector) no nonlinearity was

excited. It was concluded that the thermal nonlinearity was the dominant one in that sample. To study the matter further, we characterize the effect of thermal heating induced by polarized light absorption and that produced by isotropic heating.

In our experiments, the Ar^+ ion laser beam was expanded to 1 cm diameter to ensure a uniform illumination around the area where the red beam is being focused (see Fig. 4). Figure 4a shows the transmittance curves when both beam polarizations are parallel and the green power beam was increased. The filled circles curve is the Z-scan obtained in absence of green light. Notice that increasing the input power of the green light affects both ΔT_{p-v} and ΔZ_{p-v} but in an asymmetric way. It is difficult to evaluate the temperature rise produced by the absorption of the green laser but is clear that some disorder of the director vector is induced, increasing dn/dT . On the other hand, the green light was also increasing the ordering of the liquid crystal due to the electric field-induced torque; as a consequence both contributions tend to partially compensate each other since not much change on the Z-scan curves was observed.

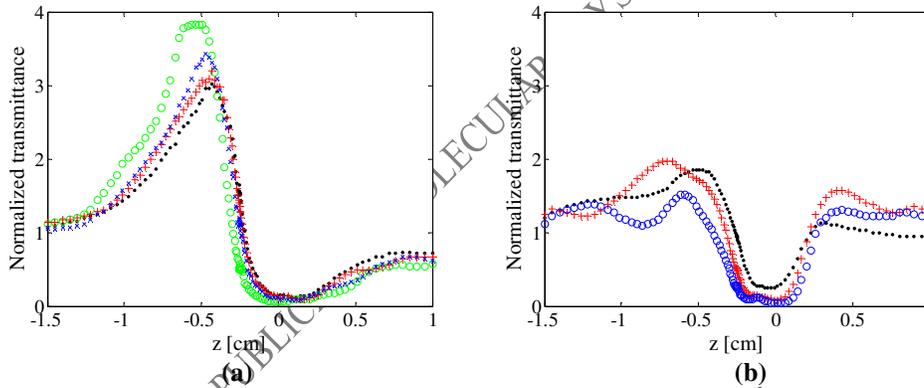


Figure 4: (a) Z-Scan curves with additional illumination from an Ar^{3+} laser beam with a polarization parallel respect to the He-Ne laser beam. Argon laser power of: 0 (filled circles), 20 (+), 30 (x) and 35 mW (open circles); (b) Z-Scan curves with an additional Ar^{3+} laser beam with polarization perpendicular to the He-Ne laser beam polarization. Argon laser power of: 12 (filled circles) 37 (+) and 50 mW (open circles).

Keeping the same polarization for the red light and illuminating with orthogonal polarized green light, the experimental curves show a dramatic change on the shape of the Z-scan curve (see Fig. 4b). The peak-valley feature typical of Z-scan curves almost disappeared. As we will shown later, this behavior can be explained by the competition between the positive (excited by the green light) and negative nonlinearity since the red laser “sees” both positive and negative nonlinearities.

4.4 Effect of isotropic heating

In order to study in more detail the effect of the temperature, we performed further experiments by using a home-made heating oven (sensitivity $\Delta T = 0.1^\circ\text{C}$). Figure 5 shows the temperature dependence of the Z-scan curves for linear polarization of the He-Ne laser set at 0° (Fig.5a) and 90° (Fig.5b), respectively. In Fig.5a can be seen that the temperature rise produces a similar effect to the observed on the previous experiment. However, the temperature rise changes not only the amplitude ΔT_{p-v} and the position of the peak and valley but also broadens the peak.

Figure 5b shows the Z-scan curves for polarization perpendicular to the director vector (90°). It can be observed that only the positive nonlinearity was excited which whose amplitude increase as the temperature approaches the phase transition temperature (35°C for 5CB). There is not significant change in the position of the peak-to-valley distance $\Delta z_{p-v} = 5\text{ mm}$. In this case, the rate of change of ΔT_{p-v} with temperature was larger than that obtained with the parallel polarization. Since no competition exists between the disorder and electric field reorientation, only the disorder dominates and therefore dn/dT becomes negative as expected.

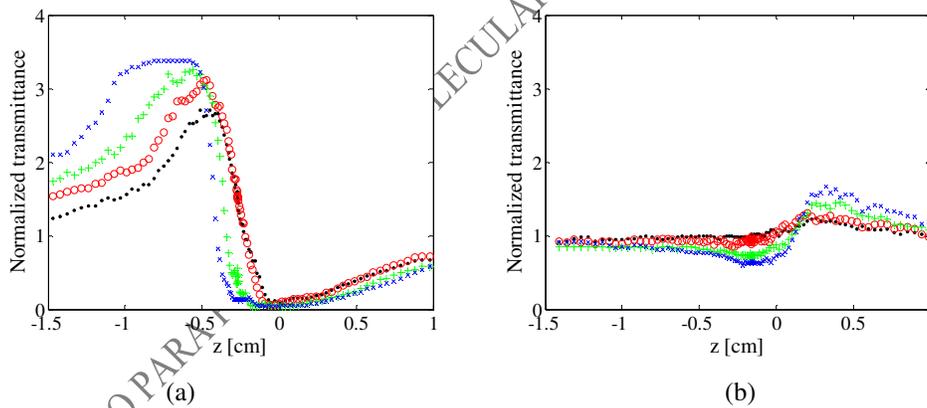


Figure 5. a) Z-scan experimental curves at 0° input polarization of the He-Ne laser and sample temperature of: 21.1°C (filled circles), 22.2°C (open circles), 27.2°C (+) and 29°C (x); b) Z-scan experimental curves at 90° input polarization of the He-Ne laser and sample temperature of: 21.1° (dot), 22.2° (circle), 26.2° (+) and 28.2° (x).

It is important to mention that at higher temperature the Z-scan curves do not show the typical peak-to-valley feature probably because the thermal oscillations and pretransitional effects near the nematic-isotropic phase transition become important making difficult the interpretation of the curves.

5. Theoretical analysis and discussion.

In a previous paper we developed a simple model to explain many of the features of Z-scan valid under several circumstances [14]. In this model, the nonlinear response of the material is considered as a photoinduced thin lens with a focal length dependent on the incident Gaussian's beam radius. The model is valid for samples that are thinner than the Rayleigh range and for far field on axis detection, but it is not limited to small on axis phase changes. In particular, for dye-doped nematic liquid crystals good correspondence between experiments and theory is obtained when the photoinduced focal length F on the liquid crystal is considered to be of the form $F_{\pm} = c_{\pm} [w(z)]^3$; where c_{\pm} is a constant (with units of length⁻²) and $w(z)$ is the incident beam radius of the Gaussian beam on the sample. The constant c_{\pm} carries information of the material (absorption, thermal conductivity, dn/dT , etc) and experimental (beam power for example) parameters. In order to take into account the polarization dependence, the dielectric anisotropy of the liquid crystals must be considered. In order to do this, it is well known that the effective refractive index depends on the angle of a linearly polarized light beam with the director vector. The transmittance of a linearly polarized beam making an angle θ with the director vector must be a combination of the positive (T_+) and negative (T_-) nonlinear transmittance of the liquid crystal of the form:

$$T = T_+ \sin^2 \theta + T_- \cos^2 \theta \quad (1)$$

where

$$T_{\pm} = \frac{F_{\pm}^2}{(F_{\pm} - z)^2 + z_0^2}, \quad (2)$$

is the normalized transmittance obtained in [14]. Here z_0 is the Rayleigh distance of the incident Gaussian beam and z is the sample position relative to the lens' focus. In order to reproduce the polarization dependence shown in Fig. 3a, Eqs.(1) and (2) were fitted to the experiment obtaining a beam waist of $\omega_0 = 24 \mu\text{m}$. The following fitted constants were obtained: $c_+ = 1.4 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$ and $c_- = -1.1 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$ i.e the positive photoinduced focal length lens is larger than the negative, reflecting the experimental fact that T_+ is almost an order of magnitude smaller than T_- . With these parameters, the Z-scan curves obtained using Eqs. (1) and (2) at different angles for the incident polarization are shown in Fig. 6. The general behaviour obtained in the experimental results, showed in Fig. 3, was reproduced quite nicely by our model.

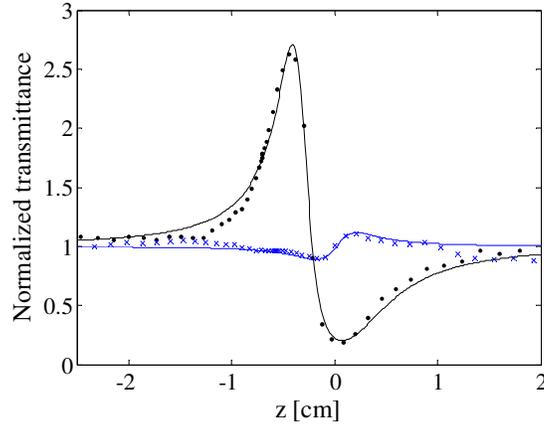


Figure 6. Calculated z-scan curves for different input polarizations. The fitted parameters were $c_+ = 1.4 \times 10^8$; $c_- = -1.1 \times 10^7$; $w_0 = 24 \mu\text{m}$ and the following polarization angles: 0° (black) and 90° (blue). Symbols are experimental results for the same input polarizations from figure 3.

We tried to fit the same experimental results by using other type of nonlinearities for input polarization of 0° and 90° . For example, the value of $m=4$, typical of Kerr nonlinearity, gives a reasonable fit but fails to reproduce the left wing of the peak and the amplitude of the valley. Fig. 7b shows the theoretical fit for $m=2$, typical of thermal nonlinearity, the fitting is not as good as that shown in fig. 6. It is important to mention that we tried several combinations of integer numbers without success. It is reasonable to assume that nonlinear response of liquid crystals may be a combination of Kerr and thermal response; however we did not find an adequate set of parameters to fit the experiment as good as with $m=3$.

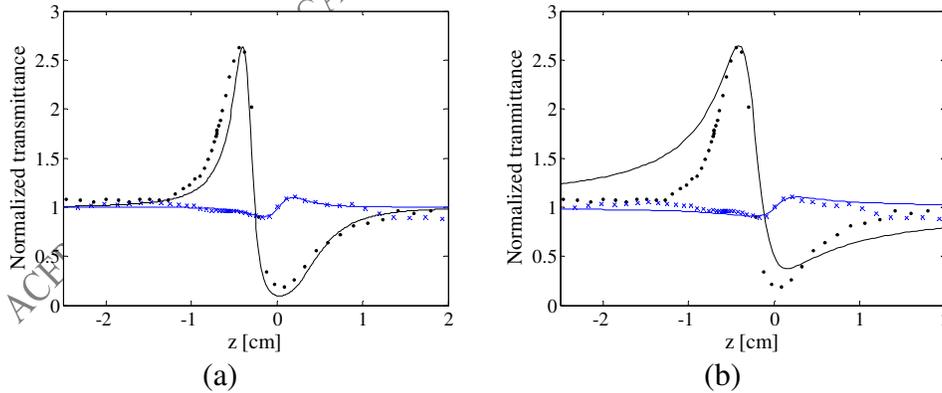


Figure 7. Theoretical curves obtained for values of m of: a) 4 (the parameter were $c_+ = 5.5 \times 10^{10}$; $c_- = -2.5 \times 10^9$ m^3 and b) 2 (the parameters were $c_+ = 5 \times 10^5$ m^2 ; $c_- = -4.5 \times 10^4$ m^1). Input polarization of: 0 (black) and 90 (blue). Symbols are experimental results for the same input polarizations from figure 3.

In Ref. 14 it was established that the photoinduced lens in the Z-scan experiments exhibits a particular behaviour with the spot size depending on

the type of nonlinearity. In order to verify that the dependence proposed above ($m=3$) give the best description of the nonlinear response of the liquid crystal, we made further simulations by using different spot sizes for the focused beam in a ratio corresponding to that used in the experiments. Simulations for spot sizes of 17 and 30 μm corresponding to focusing focal lenses of 3.5 and 6 cm, respectively, are shown in Fig. 8. ΔT_{p-v} changed from 2.35 to 1.7 i.e. ΔT_{p-v} scales inversely with w_0 while ΔZ_{p-v} changed and from 2.4 to 6.9 mm for the two lenses. For the simulations the value of the constants was of $c_+ = 1.6 \times 10^8$; $c_- = -1.4 \times 10^7$. It is important to mention that other photoinduced focal length dependences give other dependences with the beam waist [14]. And from these results it is not possible to consider that the nonlinearity exhibited by the liquid crystal can be considered as thermal because this type of mechanism does not produce any difference in the ΔT_{p-v} parameter with the beam waist.

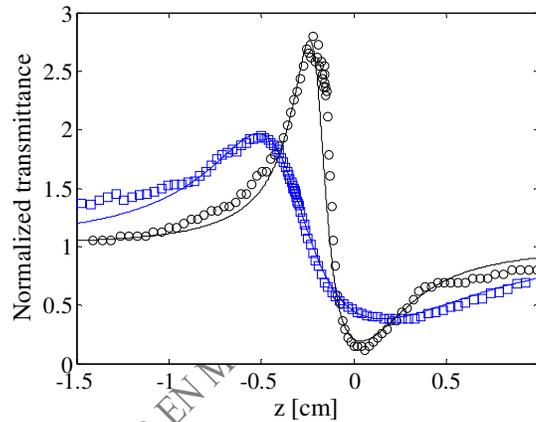


Figure 8. Calculated Z-scan curves for different focusing lenses with $m=3$. The parameters were $c_+ = 1.6 \times 10^8$; $c_- = -1.4 \times 10^7$; input polarization of 0° and the following beam waists: 17 μm (black), and 30 μm (blue). Symbols are the experimental results for focal length lenses of: 3.5 cm (circles) and 6 cm (squares).

In order to verify that other values of the parameter m produce a different amplitude dependence of the Z-scan curve in fig. 9 we plot the theoretical curves obtained with $m=4$ and $m=2$ to fit the experimental results. In the former case the peak and valley of the curves can be reproduced but not the general behaviour and the amplitude of the curve for the larger beam waist is smaller than that obtained experimentally. In the later case the amplitude of the z-scan curve did not change with the beam waist.

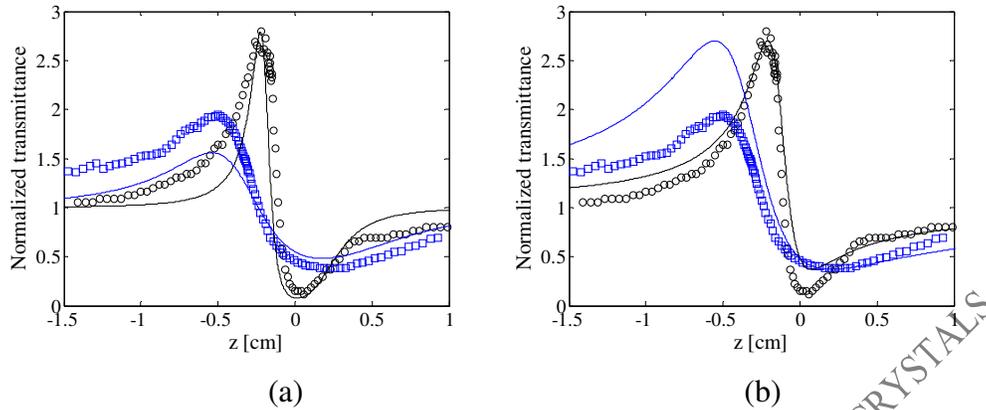


Figure 9. Theoretical curves obtained for different values of m : a) 4 (The parameters were $c.=4.5 \times 10^9$ and $w_0=18 \mu\text{m}$ (black) and $w_0=35 \mu\text{m}$ (blue)) and b) 2 (The parameters were $c.=4.8 \times 10^4$ and $w_0=16 \mu\text{m}$ (black) and $w_0=26 \mu\text{m}$ (blue)).

The effect of the secondary light source was simulated considering two cases: (i) when both laser beams have the same polarization (parallel to the vector director) and (ii) when the laser beams have perpendicular polarization (with the green light polarization perpendicular to the director vector). In the former case, increasing the incident green laser power is equivalent to decrease the value of the constant since c_{\pm} scales inversely with the power. The results of the simulation are shown in figure 10, where we can observe an increase of the amplitude of the curve in the peak mainly. For the case of perpendicular polarization and due to the fact that the polarization of the additional illumination excites the positive response of the liquid crystal, in the simulation we considered that the magnitude of the positive constant decreased as the power increased.

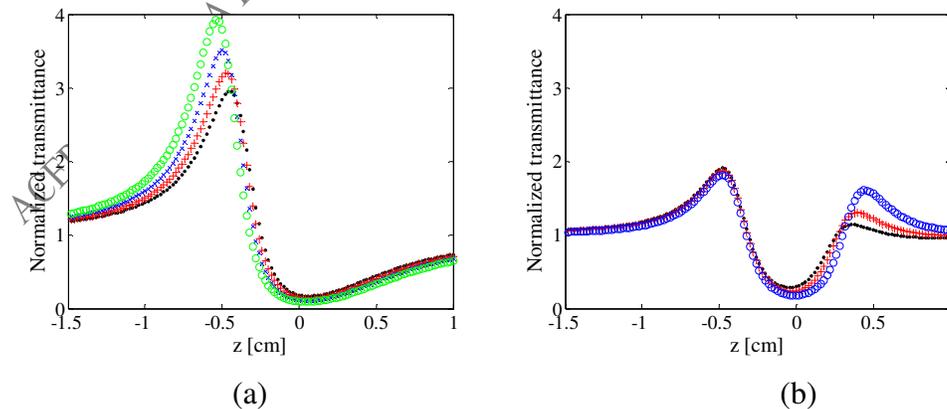


Figure 10. Calculated z -scan curves with additional polarized light at 514 nm and different powers. (a) Parallel polarizations (The parameters where the following, input polarization 0° and $c.:$ -9.5×10^6 (point); -8.5×10^6 (+); -7.5×10^6 (x) and -6.5×10^6 (circle)). (b) Orthogonal

polarizations (The parameters where the following, input polarization 42° , c_+ : -8.5×10^6 and $c_+ = 1.8 \times 10^7$ (point); $c_+ = 1.4 \times 10^7$ (+) and $c_+ = 1 \times 10^7$ (circle))

6. Conclusions

In this work we present an experimental characterization of dye doped liquid crystal samples of methyl red in 5CB using the Z-scan technique with CW illumination at 633 nm. Strong nonlinear optical response, both positive and negative, was obtained for the samples. Focal length of the focusing lens, input polarization, additional illumination and sample temperature were varied in order to have the dependence of different parameters in the nonlinear response of this material. This novel dependence can not be considered as Kerr or thermal due that these nonlinearities are associated to fourth and square dependence on the Gaussian beam radius. The result obtained demonstrate that, based on the model presented in ref [14], the photoinduced focal length exhibited by the dyed doped liquid crystal samples under CW illumination depends on the third power of the incident Gaussian beam, whose physical source is still not fully understood.

References

1. B. Y. Zeldovich, N. F. Pilipetski, A. V. Sukhov, N. V. Tabiryan, *JEPT Lett.* **31**, 264 (1980).
2. I. Janossy, A. L. Lloyd, B. S. Wherret, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **179**, 1 (1990).
3. I. C. Khoo, S. Slussarenko, B. D. Guenther, M. Y. Shih, P. H. Chen, W. V. Wood, *Opt. Lett.* **23**, 253 (1998).
4. L. Luchetti, M. Di Fabrizio, O. Francescangeli, F. Simoni, *Opt. Commun.* **233**, 417 (2004).
5. R. Ramos-Garcia, I. Lazo-Martínez, I. Guizar-Iturbide, A. Sanchez-Castillo, *M. Buffety*, P. Rück, *Mol. Cristal & Liq. Crystals* **454**, 179 (2006).
6. M. Sheik-Bahae, A. A. Said, and E. W. Van Stryland, *Opt. Lett.* **14**, 955–957 (1989).
7. P. Palffy-Mohoray, H. J. Yuan, L. Li, M. A. Lee, J. R. DeSalvo, T. H. Wei, M. Sheik-Bahae, D. J. Hagan, E. W. Van Stryland. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **207**, 291 (1991).
8. I. Janossy, T. Kosa, *Opt. Lett.* **17**, 1183 (1992).
9. L. Li, H. J. Yuan, G. Hu, P. Palffy-Muhoray, *Liq. Cryst.* **16**, 703 (1994).
10. P. Palffy-Muhoray, T. H. Wei, W. Zhao, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **251**, 19 (1994).
11. T. Kosa, I. Janossy, *Opt. Lett.* **20**, 1230 (1995).
12. J. Esteves, A. M. Figueiredo Neto, *Liq. Cryst.* **29**, 733 (2002).
13. A. Y. G. Fuh, H. C. Lin, T. S. Mo, C. H. Chen, *Opt. Exp.* **13**, 10634 (2005).
14. E. Reynoso-Lara, Z. Navarrete-Meza, M. D. Iturbe-Castillo, C. G. Treviño-Palacios, E. Martí-Panameño, and M. L. Arroyo Carrasco, *Opt. Express.* **15**, 2517-2529 (2007).

15. M. D. Iturbe Castillo, R. Ramos García, A. A. Rodríguez-Rosales, "Simultaneous exhibition of positive and negative nonlinear refractive index in dye-doped liquid crystal in a z-scan experiment," Proc. SPIE **6332**, 6332U1–6332U7 (2006).
16. N. Tabiryan, U. Hrozhyk, S. Serak, Phys. Rev. Lett. **93**, 113901 (2004).
17. S. Serak and N. Tabiryan, "Microwatt power optically controlled spatial solitons in azobenzene liquid crystals" Proc. SPIE **6332**, 63320Y1–63320Y13 (2006).
18. M. D. Iturbe Castillo, J. J. Sánchez-Mondragón and S. Stepanov, Optik, **100**, (1995).

ACEPTADO PARA PUBLICAR EN MOLECULAR CRYSTAL AND LIQUID CRYSTALS