

01190
5



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

POSGRADO EN CIENCIA E INGENIERIA DE MATERIALES
INSTITUTO DE INVESTIGACIONES EN MATERIALES

ESPECTROSCOPIA OPTICA Y EFECTOS OPTICOS
NO LINEALES EN KNbO_3 : Cr.

T E S I S

Que para obtener el grado de:
DOCTOR EN CIENCIA E INGENIERIA DE MATERIALES
presenta:

M. en C. JAIME CASTILLO TORRES

Director de tesis: Dr. José Manuel Hernández Alcántara

TESIS CON
FALLA DE ORIGINAL

MEXICO, D. F.

ABRIL DEL 2003



Universidad Nacional
Autónoma de México



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.

A mi querida Silvia

A mi galán Brian

A mi pequeña y tierna Ingrid

Gracias por ser parte de mi vida

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

AGRADECIMIENTOS

En primer lugar, quiero expresar mi más profundo y sincero agradecimiento al Dr. José Manuel Hernández Alcántara, por tantas y tantas enseñanzas que me ha dado. Por el ejemplo que él ha sido para mí, en mantener una constancia y perseverancia inmensas en el trabajo. Por la responsabilidad laboral y humana que transmite. Por haber depositado su confianza en mí durante estos años para que los principales proyectos culminaran. Por su apoyo incondicional. Por su admirable sentido del humor...gracias Doc.

Un agradecimiento muy especial al Dr. Héctor Murrieta Sánchez, por haberme iniciado en este pequeño pero gran grupo. Por sus siempre atinados consejos. Por compartir sus experiencias. Por brindarme conocimiento en sus clases y por enseñarme que nada es imposible....gracias jefe Doc.

Al Dr. Enrique Camarillo García por inculcarme algunos secretos del difícil arte de la observación. Por darle forma a este trabajo y por los tiempos compartidos...gracias Dr. Enrique.

A mi jurado: al Dr. Armando Ortiz Regollo por sus excelentes comentarios y observaciones, al Dr. Mayo Villagrán Muñoz, por las correcciones en la parte experimental del trabajo, a la Dra. María Elena Villafrute Castrejón, por sus invaluable orientaciones en el área de la Química y al Dr. Raúl Esquivel Sirvent, por la revisión final de esta Tesis.

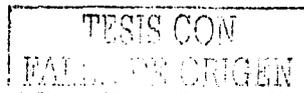
A la Dra. Carolina Medrano del Swiss Federal Institute of Technology, Zurich, por la muestra proporcionada.

Quiero también agradecer al Centro de Investigaciones en Óptica (CIO), León, Gto., en especial al Dr. Luis Armando Díaz Torres, al Dr. Horacio Barbosa García y al Dr. Elder de la Rosa Cruz, por permitirme usar su espectrofotómetro. Así, como al Centro de Investigación en Materiales Avanzados (CIMAV), Chihuahua, Chih., en particular al Dr. José Guadalupe Murillo Ramírez por su colaboración en mediciones de difracción.

Agradezco al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología y a la Dirección General de Estudios de Posgrado, UNAM, por el apoyo financiero para estudios de Posgrado.

Finalmente mi agradecimiento al Posgrado en Ciencia e Ingeniería de Materiales, al Instituto de Investigaciones en Materiales, al Instituto de Física y, en general, a la Universidad Nacional Autónoma de México.

C



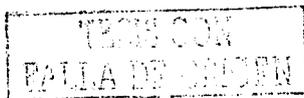
ÍNDICE

| | |
|--|-----------|
| Presentación..... | 1 |
| Capítulo I (Generalidades del efecto fotorefractivo)..... | 3 |
| Introducción..... | 4 |
| Primeros modelos teóricos..... | 10 |
| Ecuaciones de un material fotorefractivo..... | 10 |
| Aplicaciones del efecto fotorefractivo..... | 13 |
| | |
| Capítulo II (Técnicas ópticas no lineales)..... | 30 |
| Dos técnicas para caracterizar al efecto fotorefractivo..... | 31 |
| Técnica del compensador..... | 31 |
| Técnica holográfica (acoplamiento de dos ondas)..... | 33 |
| Teoría de acoplamiento de dos ondas— <i>Modelo isotrópico</i> | 38 |
| Figuras de mérito del fenómeno fotorefractivo..... | 42 |
| Técnicas para obtener parámetros ópticos no lineales..... | 46 |
| Técnica de z-scan..... | 46 |

TEGIS CON
FALLA DE ORIGEN

| | |
|---|-----------|
| Capítulo III | |
| (Resultados y análisis) | 53 |
| Niobato de potasio—Un material electroóptico no lineal..... | 54 |
| KNbO_3 : Cr..... | 57 |
| Espectroscopía de absorción óptica..... | 59 |
| Técnica de z-scan..... | 65 |
| Acoplamiento de dos ondas..... | 73 |
| Ganancia fotorefractiva..... | 73 |
| Teoría de acoplamiento de dos ondas— <i>Modelo anisotrópico</i> | 82 |
| Eficiencia de difracción..... | 89 |

| | |
|--|-----------|
| Capítulo IV | |
| (Discusión y conclusiones) | 95 |
| Discusión..... | 96 |
| Conclusiones..... | 98 |
| Apéndice A..... | 100 |
| Apéndice B (Sistemas de unidades en óptica no lineal)..... | 103 |
| Referencias..... | 107 |



PRESENTACIÓN

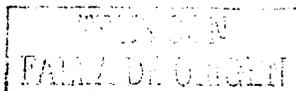
Muchas de las aplicaciones más comunes de los materiales fotorefractivos, tales como la conjugación de fase óptica, interferometría holográfica, osciladores ópticos etc., se basan directa o indirectamente en la técnica de mezcla de dos ondas. Aunque el formalismo teórico de acoplamiento de ondas del modelo de Kogelnik describe perfectamente a los materiales ópticos isotrópicos es, por otro lado, incapaz de explicar adecuadamente varios de los comportamientos ópticos no lineales de los medios fotorefractivos. En los materiales dielectricos fotoconductorivos, la fotoexcitación de un portador de carga eléctrica depende de la polarización de la luz incidente; por tanto, se esperaría que esta anisotropía presente cierta influencia sobre la formación de rejillas de carga eléctrica espacial, llamadas rejillas fotorefractivas, por ejemplo como resultado de la interferencia de dos haces de luz. Sin embargo, resulta sorprendente que la mayoría de los trabajos en la literatura se han apoyado en teorías convencionales, las cuales consideran únicamente fotoexcitación de tipo isotrópico, formación de rejillas isotrópicas, y sólo algunos esfuerzos aislados han sido reportados para analizar medios fotorefractivos ópticamente anisotrópicos, formación de rejillas anisotrópicas, empleando la técnica de acoplamiento de dos ondas.

* H. Kogelnik, "Coupled wave theory for thick hologram gratings," Bell Syst. Tech. J. 48, 2909 (1969).

Por otro lado, dado que para entender las relaciones que existen entre la presencia de imperfecciones o defectos, con los mecanismos que dan origen y/o que modifican las respuestas ópticas no lineales y los efectos fotorefractivos de los materiales electroópticos, resulta necesario contar con una amplia información sobre las características ópticas de estas matrices.

En este trabajo hemos caracterizado ópticamente al cristal ferroeléctrico niobato de potasio dopado con cromo, $\text{KNbO}_3: \text{Cr}$, empleando la técnica de z-scan, la técnica de acoplamiento de dos ondas y la espectroscopía óptica de absorción, con el objetivo principal de correlacionar e interpretar su respuesta fotorefractiva con el modelo de transporte de bandas.

El interés sobre este cristal electroóptico radica en que, por un lado, aún no ha sido reportado en la literatura este tipo de matriz dopado con cromo (óxido de cromo mezclado en el fundente) y, por otro lado, el niobato de potasio a pesar de que sigue siendo uno de los materiales fotorefractivos con las mayores expectativas para muchas de las aplicaciones que se están desarrollando dentro de la optoelectrónica, tales como: guías de luz, moduladores ópticos, deflectores ópticos, intercambiadores ópticos, amplificadores ópticos, dobladores de frecuencia para microláseres de estado sólido, memorias holográficas, procesadores de señales, etc., todavía existen efectos ópticos de este material que no se han estudiado ampliamente.



Por tanto, nuestras principales metas son:

1. Obtener espectros de absorción en el infrarrojo óptico y observar posible presencia de anisotropía de campos eléctricos cristalinos de la red actuando sobre los defectos.
2. Cuantificar coeficientes de absorción e índices de refracción lineal en la región visible.
3. Determinar la susceptibilidad eléctrica compleja a tercer orden, para una longitud de onda de radiación de 532 nm, empleando la técnica de z-scan.
4. Estimar coeficientes de tensor electroóptico y densidad de portadores de carga eléctrica mayoritarios participantes en las transferencias de energía de haces ópticos, para una longitud de onda de radiación de 532 nm, usando la técnica de acoplamiento de dos ondas. Correlacionar la fotorefractividad con teorías existentes o, en su defecto, proponer nuevas alternativas que expliquen el comportamiento fotorefractivo de este material.
5. Comparar los cambios de índices de refracción a segundo orden obtenidos por ambas técnicas.
6. Medir eficiencias de difracción, con ayuda de láser continuo He-Ne 632.8 nm. Inferir mecanismos de transporte de portadores de carga eléctrica predominantes.

La estructura de esta Tesis se compone de cuatro capítulos. El capítulo I contiene las principales ideas y conceptos del efecto fotorefractivo. En el capítulo II se explica la metodología y las técnicas que se aplicaron para caracterizar ópticamente a nuestro material. En el capítulo III se muestran todos los resultados que obtuvimos, sus análisis e interpretaciones; así como también se esboza un modelo teórico alternativo que hemos desarrollado para explicar varios de los resultados. Finalmente, en el capítulo IV se discuten los resultados y las conclusiones a las que hemos llegado. Cabe señalar que con el único propósito de que nuevos estudiantes en este tema cuenten con una opción de guía adicional, hemos incluido en el capítulo I una sección referente a las aplicaciones más relevantes de los materiales fotorefractivos, mientras que en el capítulo IV se anexa un apéndice que resume los sistemas de unidades que generalmente se emplean dentro del campo de la óptica no lineal.

CAPÍTULO I

GENERALIDADES DEL EFECTO FOTOREFRACTIVO

INTRODUCCIÓN

PRIMEROS MODELOS TEÓRICOS

ECUACIONES DE UN MATERIAL FOTOREFRACTIVO

APLICACIONES DEL EFECTO FOTOREFRACTIVO

**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**

INTRODUCCIÓN

El efecto fotorefractivo se descubrió de una manera casual, hace más de tres décadas, en los laboratorios Bell por Ashkin *et al* [1] mientras intentaban generar segundo armónico, empleando cristales de Niobato de Litio (LiNbO_3) y Tantalato de Litio (LiTaO_3). Observaron que cuando un haz de láser tipo gaussiano incidía sobre el cristal, y al cabo de transcurrir cierto tiempo, se producía una distorsión en el perfil del haz transmitido, como se muestra en la figura 1, en donde la distorsión era mucho mayor cuando la polarización del haz era paralela al eje óptico del cristal que cuando era perpendicular al mismo. Inmediatamente, ellos dedujeron que el haz al atravesar el cristal alteraba el índice de refracción extraordinario del medio.

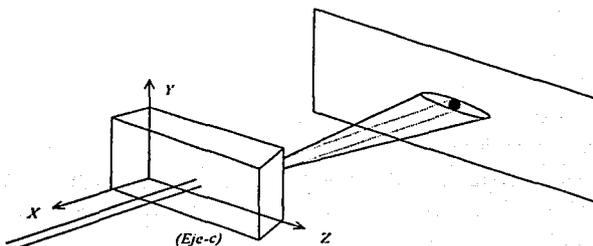


Figura 1. Esquema del experimento de Ashkin *et al* [1], mostrando el efecto fotorefractivo.

Al principio, este fenómeno se conoció como daño óptico, debido a que destruía las condiciones de ajuste de fase óptica ("*phase matching*") para la generación del segundo armónico. El mismo grupo de investigadores también observó que las muestras podían regresar a sus estados originales, calentándolos brevemente alrededor de 200°C o bien haciendo incidir un haz más intenso sobre todo el cristal.

En analogía con el conocido efecto fotocromico, el cual describe cambios en la absorción por luz incidente, el término efecto fotorefractivo se empezó a utilizar para referirse a los cambios de índices de refracción, rejillas de difracción u hologramas de fase volumétrica, inducidos por luz espacialmente inhomogénea; es decir que el efecto fotorefractivo es un efecto no lineal porque se trata de un cambio en el índice de refracción producido por luz que incide sobre el material. Sin embargo, mientras que en el

proceso fotocromico las fotosensibilidades son pequeñas, debido a que se necesitan modificaciones en las configuraciones electrónicas o en las estructuras cristalinas, en el efecto fotorefractivo las fotosensibilidades son más elevadas, porque los cambios de polarización del *crystal electroóptico* producido por las transferencias de carga eléctrica fotoinducidas son los que dan lugar al efecto fotorefractivo. Además de los cristales mencionados, el fenómeno fotorefractivo ha sido observado en una gran variedad de materiales electroópticos, tales como el KTN, CdS, SBN, BaTiO₃, BSO (Bi₁₂SiO₂₀), BGO (Bi₁₂GeO₂₀), KNbO₃, GaAs, InP, en cristales orgánicos, en polímeros y en pozos cuánticos de semiconductores, superredes.

La naturaleza volumétrica de estos hologramas de fase permite que haya una interferencia entre el haz incidente y el propio haz difractado dentro del medio fotorefractivo, lo que conduce a una grabación continua de nuevas rejillas de difracción que serán no uniformes a lo largo del espesor del cristal, y desplazadas en fase con respecto a las rejillas iniciales de difracción; de esta forma habrá una interferencia constructiva o destructiva entre ellas. Por otro lado, tal como se verá más adelante, ya que es indispensable que la luz incidente debe tener una *distribución espacialmente inhomogénea* para inducir el efecto fotorefractivo, habrá un desfase entre los patrones de luz y las rejillas de difracción formadas, pero precisamente este corrimiento en fase es el que causa una *transferencia dinámica de energías* entre los haces difractados. Se suele llamar a este último proceso como *autodifracción*, debido a que ocurren simultáneamente tanto la grabación de las rejillas de fase como la lectura de ellas, difracción de luz incidente.

En realidad, los procesos dinámicos de autodifracción son muy complicados porque pueden existir *efectos transitorios*, por ejemplo *efectos piroeléctricos*, por lo que a estas rejillas también se les conoce como *rejillas de difracción dinámica*; aquí notamos una gran diferencia con respecto a las rejillas estáticas que se obtienen en las emulsiones fotográficas ordinarias. El desplazamiento en fase de las rejillas depende fuertemente de los mecanismos de grabación dentro del material, por tanto los experimentos que se realicen sobre transferencias de energía entre haces ópticos incidentes suministrarán información relevante respecto a estos procesos fotorefractivos. De esta manera, al contar con un conocimiento detallado de los mecanismos de grabación fotorefractiva, es posible optimizar los desplazamientos de fase de las rejillas mediante una elección adecuada de los factores o parámetros físicos externos: campos eléctricos aplicados, espaciamiento de las rejillas etc., con el fin de controlar las ganancias o transferencias de energía entre los haces incidentes y/o difractados. Esta es una parte crucial en lo que se refiere a futuras aplicaciones tecnológicas a gran escala.

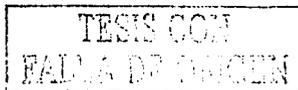
Por lo anterior, tanto el efecto fotorefractivo como las transferencias de energía entre haces de luz deben de describirse mediante teorías dinámicas, que tomen en cuenta posibles cambios en el contraste del patrón inhomogéneo del haz incidente, o en su caso de los haces incidentes, a lo largo del material. Se sabe que los medios fotoconductorivos tienen grandes longitudes de transporte de cargas eléctricas, o por lo menos comparables con los espaciamentos entre las regiones inhomogéneas de un haz incidente, por ende estos materiales pueden presentar una *respuesta* de tipo *no local*, *respuesta no instantánea*. En otras palabras, a diferencia de otros efectos no lineales, como el autoenfocamiento, generación de segundo y tercer armónico, esparcimiento de Brillouin estimulada, etc., el efecto fotorefractivo en principio no puede describirse por una sola susceptibilidad eléctrica $\chi^{(n)}$ para ningún orden n , a menos que se pueda introducir una dependencia espacial, *respuesta no local*, en dicha susceptibilidad, ya que los cambios en el índice de refracción de los materiales fotorefractivos vienen determinados por el *efecto electroóptico*, que a su vez estará subordinado por la modulación de los campos eléctricos de carga espacial dentro del material. Adicionalmente, la respuesta no lineal fotorefractiva de estos materiales es de tipo no instantánea, contrario a lo que ocurre típicamente con otros efectos ópticos no lineales de origen puramente de resonancias electrónicas, respuesta instantánea. Es decir, es de tipo no instantánea en el sentido de que el tiempo para la respuesta fotorefractiva está en función de la rapidez con la que se forma el campo eléctrico de carga espacial, el cual dependerá de la eficiencia del transporte de carga eléctrica fotoinducida.

En resumen, los materiales que presentan efecto fotorefractivo se caracterizan por ser:

- a) medios electroópticos
- b) fotoconductorivos
- c) y por poseer tanto donadores como trampas de carga eléctrica (imperfecciones o defectos)

Esta última propiedad es de suma importancia, porque al iluminar el cristal los defectos se fotonizarán suministrando portadores de carga eléctrica, electrones o huecos, para luego ser desplazados por algún mecanismo de transporte hacia regiones con distintas intensidades de iluminación. Estos posibles mecanismos de transporte pueden ser por:

- 1) *Difusión*, debido a la existencia de gradientes de concentración de carga eléctrica fotoexcitada una vez que el material se ilumina inhomogeneamente.
- 2) *Deriva o arrastre*, por la aplicación de campos eléctricos externos al material.
- 3) *Efecto fotovoltaico* de volumen, debido a que algunos de los materiales fotorefractivos son ferroeléctricos con simetría no cúbica.



De esta forma, los portadores de carga eléctrica terminan por ser atrapados en las trampas. Como ejemplo, supongamos una distribución de intensidad luminosa no uniforme sobre el cristal, que puede ser una alternancia de franjas claras y oscuras producida por la interferencia de dos ondas monocromáticas planas, entonces la distribución final de las cargas eléctricas también será no uniforme. En aquellas regiones brillantes, los portadores de carga eléctrica, por decir los electrones, se foto excitarán desplazándose hacia las regiones oscuras para luego ser capturados por las trampas; un portador atrapado difícilmente podrá volver a ser fotoexcitado excepto si cambiara el patrón de iluminación. Después, conforme se distribuyan inhomogeneamente las cargas en el interior del cristal, se generará un campo eléctrico que se opondrá a que continúe el desplazamiento de los portadores de carga libre. Posteriormente, el material alcanzará un estado estacionario, despreciando por supuesto cualquier otra posible influencia, que se caracterizará por presentar una redistribución inhomogénea de las cargas atrapadas. En estas condiciones, el campo eléctrico creado por la separación de las cargas eléctricas, llamado *campo eléctrico de carga espacial*, será también no uniforme, el cual puede tener magnitudes hasta del orden de 10^5 V/cm.

Finalmente, a través del efecto electroóptico, el campo eléctrico de carga espacial modifica localmente el índice de refracción, generalmente el *efecto Pockels* describe muy bien a la mayoría de los cristales. Cabe señalar que si el patrón de iluminación incidente hubiera sido espacialmente homogéneo no habría ninguna distribución de cargas en el interior del cristal, por tanto tampoco se habría formado un campo eléctrico de carga espacial. Ahora bien, este cambio del índice de refracción se puede expresar como función del coeficiente electroóptico lineal mediante:

$$\Delta \left(\frac{1}{n_y^2} \right) = \sum_k r_{yk} E_k^z(r). \quad (1)$$

En donde n_y es el índice de refracción implicado, r_{yk} es el coeficiente electro-óptico y E_k^z es el campo de carga espacial que se ha generado. En la figura 2 se representa esquemáticamente cada uno de los procesos involucrados y en la figura 3 mostramos las gráficas de modulación de cada uno de ellos.

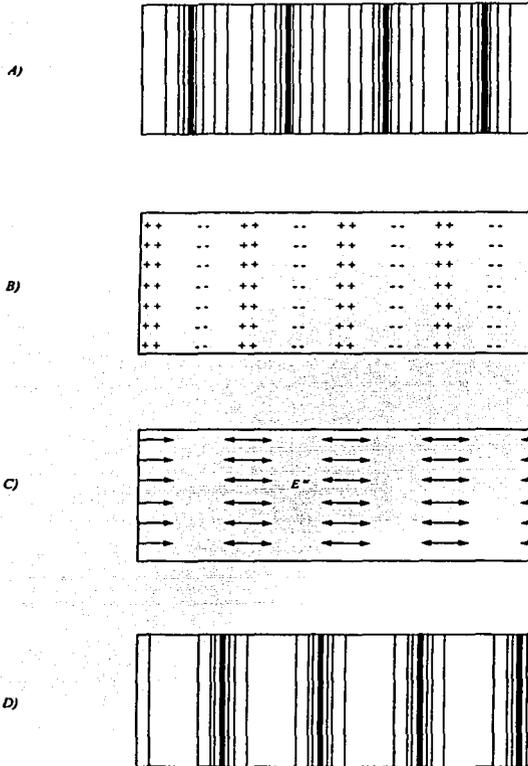


Figura 2. Procesos para la formación de rejillas de difracción debido al efecto fotorefractivo. A) Patrón de iluminación, franjas oscuras y brillantes. B) Recombinación de las cargas en las trampas. C) Campo eléctrico E de carga espacial generado. D) Red de índices de refracción debido al efecto electroóptico.

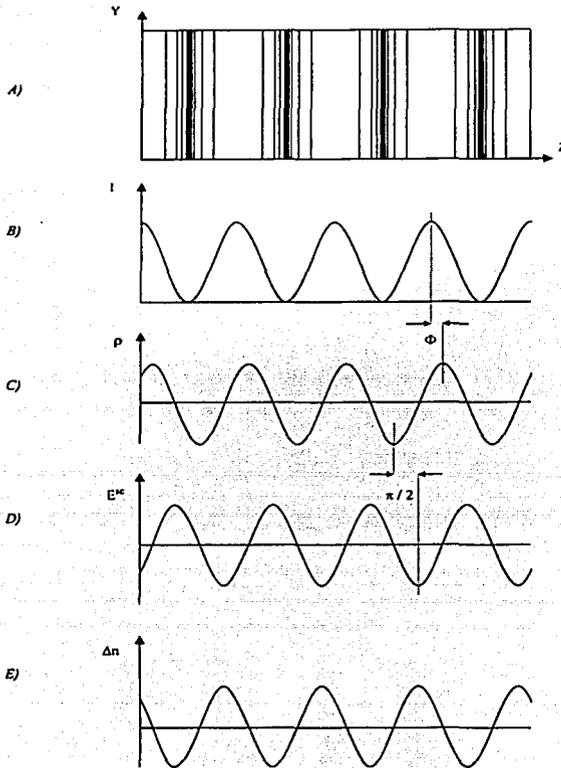


Figura 3. A) Patrón de iluminación inhomogénea. B) Intensidad de luz. C) Densidad de carga eléctrica espacial, donde Φ es el desfase entre la densidad y el patrón de iluminación. D) Campo eléctrico de carga espacial, aquí suponemos un desfase de $\pi/2$ entre la densidad y el campo eléctrico espacial para obtener la máxima transferencia de energía entre los haces. E) Modulación de índices de refracción (en el caso de coeficientes electroópticos positivos).

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

PRIMEROS MODELOS TEÓRICOS

Para poder describir el transporte de carga eléctrica fotoinducida en los materiales fotorefractivos, se han propuesto dos modelos diferentes en la literatura*: el modelo de saltos ("hopping model") elaborado por Feinberg *et al* [2,3] y el modelo de transporte de banda ("band model") desarrollado por Kukhtarev *et al* [4]. A pesar de que son conceptualmente distintos y de usar un lenguaje y un conjunto de ecuaciones diferentes, ambos modelos dan una descripción equivalente del proceso. Según el modelo de Feinberg, los portadores de carga eléctrica se desplazan a través del material saltando de trampa en trampa con una razón de saltos que depende de la distancia entre las trampas. Por su parte, el modelo de transporte de banda presupone que el movimiento de los portadores fotoexcitados se realiza dentro de las bandas de conducción, o de valencia, y es allí en donde sufrirán interacciones con las imperfecciones y con los fonones de la red cristalina. Este último modelo es el más empleado y el que mejor se acomoda al análisis sobre rejillas de difracción dinámica, principalmente en medios dieléctricos y semiconductores. Por esta razón será el modelo que utilizaremos en adelante.

* De hecho han existido varios modelos. Chen [5], Johnston[6], Amodei[7] y Glass [8], que aunque sólo son aproximaciones parciales al fenómeno fotorefractivo representan un interesante valor histórico.

ECUACIONES DE UN MATERIAL FOTOREFRACTIVO

El modelo teórico de transporte de banda [4] considera que la fotoionización es a partir de las impurezas, centros donadores, generándose los portadores de carga eléctrica que posteriormente serán transportados ya sea por efectos de difusión térmica, por arrastre en presencia de campos eléctricos externos, por efectos galvánicos o bien por una combinación de ellos, para finalmente ser capturados por otros defectos o por las mismas impurezas, centros aceptores. Eligiendo un sistema unidimensional, en donde el eje óptico principal del cristal fotorefractivo yace a lo largo de la dirección de variación de las magnitudes a considerar, las ecuaciones que gobiernan la evolución temporal de la concentración de portadores de carga eléctrica libre n , de la concentración de donadores posibles N_D , así como de la concentración de aceptores potenciales N_A se pueden expresar como:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = (sI + \beta)N_D - \gamma_R n N_A - \frac{1}{e} \frac{\partial j}{\partial z} \quad (2)$$

La ecuación anterior representa la variación de la concentración de los portadores de carga libre. El primer término del lado derecho describe la tasa de generación de los portadores libres, el segundo representa la tasa de recombinación de dichos portadores en las trampas, y el tercer término es la densidad de portadores libres transportados. Además, s es la sección eficaz de fotoionización, I es la intensidad de luz incidente, β es la razón de generación térmica, γ_R es la constante de recombinación, e es el módulo de la carga eléctrica elemental y j es la densidad de corriente eléctrica producida. Por su parte, la ecuación:

$$-\frac{\partial N_D}{\partial t} = \frac{\partial N_A}{\partial t} = (\beta + sI)N_D - \gamma_R n N_A, \quad (3)$$

expresa la disminución de donadores, o bien el aumento de aceptores (suponiendo de que haya un portador de carga eléctrica por cada centro donador y de que un donador ionizado pasa a ser un aceptor). Luego, la siguiente expresión:

$$\frac{\partial E_{estat}}{\partial z} = \frac{\rho}{\epsilon_0 \epsilon_s} = \frac{e}{\epsilon_0 \epsilon_s} (n + N_A - N_D^*), \quad (4)$$

es la ecuación de Poisson ($\nabla \cdot D = \rho$), en donde E_{estat} es un campo eléctrico de tipo estático debido a la contribución de algún campo eléctrico externo más el campo eléctrico de carga espacial generado a partir de la separación de las cargas eléctricas, ϵ_0 es la permitividad eléctrica del vacío, ϵ_s es la constante dieléctrica estática no afianzada o libre de esfuerzos ("unclamped") del material, N_D^* es la concentración de donadores ionizados y $\rho = e(n + N_A - N_D^*)$ es la distribución de carga eléctrica espacial. Restando la ecuación (3) de la ecuación (2) obtenemos la ecuación de continuidad para este sistema unidimensional:

$$\frac{\partial (n + N_D)}{\partial t} = \frac{1}{e} \frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{1}{e} \frac{\partial j}{\partial z}, \quad (5)$$

en donde la densidad de corriente eléctrica total viene descrita por:

$$j = e \mu_n E_{estat} - k_B T \mu \frac{\partial n}{\partial z} + j^{fotovoltaica}$$

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

En esta última ecuación se están incluyendo tres términos asociados a los posibles mecanismos de transporte antes citados, a saber: por arrastre (debido a la presencia de campos eléctricos externos), por difusión y por efecto fotovoltaico de volumen respectivamente, siendo μ la movilidad de los portadores de carga, κ_B la constante de Boltzmann y T la temperatura absoluta. De esta manera, las ecuaciones (2), (3), (4) y (5) constituyen las denominadas *ecuaciones del material* cuyo intervalo de validez es considerablemente amplio, ya que describen adecuadamente las condiciones experimentales que se presentan en la gran mayoría de los casos.

En conclusión, el efecto fotorefractivo es un efecto no local, efecto no instantáneo, con respecto al campo óptico incidente; esto es, se dice que es no local en el sentido de que las regiones que muestran el mayor incremento en el índice de refracción no corresponden a aquellos con máxima intensidad luminosa. Debido a esto, la red de índice presenta un desfase en relación con el patrón de iluminación, tal como se ilustró en la figura 3, lo que permite que los haces de iluminación interactúen entre sí a través de la autodifracción de la propia red que están creando, y dando lugar a una transferencia de energía entre los haces. La dirección de esta transferencia de energía viene determinada por la dirección del eje óptico del cristal, y por el signo de la carga eléctrica de los portadores mayoritarios. El valor máximo del acoplamiento entre haces de grabación se alcanza cuando el desfase entre la red y el patrón de iluminación es de $\pi/2$, permitiendo amplificar una señal débil a partir de otro más intenso. De esta forma, contamos ya con el principio básico que rige a su análogo en la electrónica, el transistor, pero ahora dentro del área de la fotónica, propiamente dentro del área de la optoelectrónica.

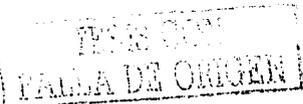
TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

APLICACIONES DEL EFECTO FOTOREFRACTIVO

Hasta ahora muy pocos dispositivos de tipo fotorefractivo han sido empleados para su explotación, debido principalmente a la baja rentabilidad comercial que presentan literalmente todos los materiales fotorefractivos, a causa de limitaciones indeseadas que están presentes en estos materiales [9]. En el caso particular de los cristales fotorefractivos, aún no se ha podido obtener muestras que, además de poseer excelentes propiedades ópticas no lineales, sean lo suficientemente grandes como para poder aprovechar sustancialmente toda la gama de aplicaciones ópticas no lineales que se conocen, y que en un futuro se pudieran encontrar a través del fenómeno fotorefractivo. Sin embargo, las demostraciones que se consiguen, en base a dicho efecto óptico no lineal, y las técnicas implementadas a nivel laboratorio han resultado ser tan espectaculares y sorprendentes que siguen siendo motivo de estudio y análisis, tanto desde un punto de vista científico como para posibles aplicaciones tecnológicas muy importantes, empleando para ello diversos materiales fotorefractivos: que van desde los materiales dieléctricos inorgánicos hasta los nuevos materiales de tipo heteroestructuras también conocidas como superredes, pasando por los materiales semiconductores convencionales, los cerámicos, los pozos cuánticos semiconductores y los compuestos orgánicos; en estos últimos se encuentran los muy llamativos polímeros fotorefractivos.

Varias de las ventajas que presentan la gran mayoría de estos medios fotorefractivos, en comparación con otras sustancias ópticas no lineales ordinarias, se deben a dos características distintivas propias del efecto fotorefractivo. Por un lado, muchos de los materiales fotorefractivos presentan sensibilidades y eficiencias de difracción más elevadas que los medios ópticos no lineales ordinarios; es decir, que no es necesario el empleo de grandes intensidades de luz. Por otro lado, la respuesta no local de los medios fotorefractivos genera una fase diferente de cero entre la interferencia de cualquier conjunto de haces de luz incidentes y el reticulado de los índices de refracción fotoinducidos, como consecuencia, se producen mecanismos que dan lugar a transferencias de energía entre los haces de luz involucrados; en otras palabras, se obtiene un efecto de amplificación óptica.

A continuación, se explicarán brevemente sólo algunas de las muchas aplicaciones que se han encontrado aprovechando el efecto fotorefractivo, tales como el almacenamiento de información, la grabación holográfica a tiempo real, los deflectores de luz, amplificadores de imágenes, interconectores ópticos, conjugadores de fase, redes neuronales etc.

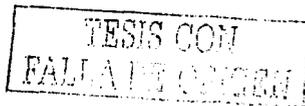


ALMACENAMIENTO DE INFORMACIÓN

Desde los primeros experimentos fotorefractivos realizados en LiTaO_3 y LiNbO_3 [1], que son cristales ferroeléctricos electroópticos, se identificó de inmediato al efecto fotorefractivo como un proceso relativamente sencillo de conseguir para almacenar información, a través de la grabación de hologramas de fase volumétrica dentro de estos materiales. Esta información, que se registra como cambios en los índices de refracción dentro del material, puede durar desde unos cuantos milisegundos hasta varias semanas; inclusive, mediante tratamientos de fijación térmica y dependiendo del material, la información que se grabe puede durar miles de años. Como ilustración, supongamos que el tiempo de almacenamiento de estos hologramas en oscuridad y a temperatura ambiente sea simplemente el tiempo de relajación dieléctrica dada por $\tau = \epsilon\epsilon_0 / \sigma_d$, en donde σ_d es la conductividad eléctrica o iónica en ausencia de luz, entonces los valores de τ para algunos materiales típicos fotorefractivos resultan ser

| Material | τ (seg.) |
|------------------|---------------|
| LiNbO_3 | 10^6 |
| BaTiO_3 | 10^3 |
| BSO | 10^{-2} |
| GaAs | 10^{-4} |

Posteriormente, se demostró que aprovechando la gran selectividad que se tiene tanto en ángulo como en longitud de onda para los hologramas de volumen, se podían obtener memorias ópticas de alta densidad. Un ejemplo concreto es el cristal $\text{LiNbO}_3: \text{Fe}$, que teniendo un espesor de digamos 1 cm y empleando una longitud de onda de 488 nm se pueden grabar hasta 500 hologramas [8], equivalente a una capacidad total de memoria de 0.5 Gbits/cm³ y una eficiencia de difracción de 2.5%. Esta superposición de un gran número de hologramas se puede lograr simplemente rotando el cristal cada 0.1°, y realizando un proceso de fijación térmica a alta temperatura, 160° C, a fin de aumentar la eficiencia de difracción y de reducir los efectos de esparcimiento de luz durante el grabado. Además, para este caso en particular no se ha observado hasta la fecha ninguna degradación considerable, ni en la calidad de las imágenes ni en la eficiencia de difracción después de casi 25 años, lo que representa en sí un resultado sorprendente. Recientemente se ha reportado la grabación de aproximadamente 750 hologramas dentro de este mismo material [10], pero sólo con una eficiencia de difracción de 0.5%.

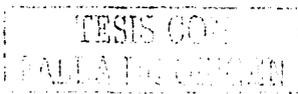


Por su parte, para los hologramas de volumen fotorefractivos sin ningún tratamiento de fijación, la mayor limitación que se observa está relacionada con la degradación que sufre el material durante varias lecturas sucesivas. Otros factores que limitan la capacidad del material fotorefractivo están estrechamente ligados con el solapamiento o entrecruce ("crossstalk") de información entre los hologramas, así como con la concentración de los centros activos: donadores/aceptores. Estas limitaciones, junto con el desarrollo de la tecnología de los semiconductores en la electrónica, hicieron que las memorias holográficas fotorefractivas no tuvieran un fuerte impacto desde el descubrimiento del fenómeno fotorefractivo. No obstante, en los últimos años ha aumentado fuertemente el interés por este efecto, debido primordialmente al surgimiento y al desarrollo de las memorias ópticas asociativas, así como de la aparición de nuevas aplicaciones que se están basando en la grabación dinámica holográfica, tales como: la interferometría holográfica, realce de perfiles y contornos, fotolitografía, correlación y convolución de imágenes, interconectores ópticos reconfigurables e interconectores ópticos lógicos en paralelo, entre otros. Una enorme ventaja que tienen los materiales fotorefractivos es que no se necesita ningún tipo de procesamiento o revelado después del grabado, ni que los materiales tengan respuestas fotorefractivas muy rápidas, porque la elevada obtención de información se puede lograr, en principio, por el alto grado de paralelismo de las imágenes de entrada; de esto se explicará más adelante en la sección de redes neuronales.

INTERFEROMETRÍA HOLOGRÁFICA A TIEMPO REAL

La interferometría holográfica es considerada como una herramienta muy eficiente en pruebas no destructivas a distancia, con un amplio uso en la industria, en la ciencia, en la medicina, en la meteorología y en otras áreas. Los frentes de onda demasiado complicados, incluyendo el esparcimiento de luz por parte de objetos muy difusivos, pueden analizarse con técnicas de grabación holográfica, ya que únicamente lo que se requiere es la comparación entre dos o más frentes de onda, uno de los cuales proviene de la reconstrucción holográfica. La precisión típica de estas mediciones es del orden de décimas de micras ($\sim 0.1 \mu\text{m}$), limitada solamente por la longitud de onda de radiación ($\lambda \sim 0.5 \mu\text{m}$) y por el ancho de las franjas de interferencia ($\sim \lambda/4$).

Los materiales convencionales que no son fotorefractivos y que se emplean en la grabación holográfica, por ejemplo placas de halogenuros de plata, películas termoplásticas, etc., requieren por lo general de tres procesos básicos: grabación, revelado y lectura del holograma. Con los materiales fotorefractivos todos estos procesos se realizan simultáneamente, pero al mismo tiempo también ocurre



una destrucción holográfica debido a la relajación del campo eléctrico de carga espacial y por los haces de escritura, principalmente por el haz de referencia. Sin embargo, esta característica hace que los materiales fotorefractivos sean, al mismo tiempo, dispositivos muy apropiados para la observación holográfica a tiempo real de cualquier objeto en movimiento; ya que, como se mencionó, no se necesita de realizar ningún tipo de procesamiento al medio fotorefractivo. Además, si el haz de señal es diez veces menos intenso que el haz de referencia, es decir que la modulación sea muy pequeña, $m \ll 1$, no se obtendrán degradaciones apreciables en el material, ni en el modo de grabación continua ni en el modo de grabación de altas repeticiones cíclicas [11].

Los primeros experimentos exitosos sobre la interferometría holográfica, empleando medios fotorefractivos, se reportaron en 1976 por Huignard y Micheron [11], justamente después del descubrimiento del cristal fotorefractivo $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO) que pertenece a la familia de las silenitas; este cristal sigue siendo uno de los más empleados para el estudio de la interferometría holográfica. La sensibilidad fotorefractiva S de este material, dentro de la región del espectro verde-azul, es comparable con aquellas emulsiones fotográficas de alta resolución, sus valores abarcan desde $S \approx 10^3 \text{ cm}^2/\text{J}$ para una frecuencia espacial de $\Lambda^{-1} \approx 1000 \text{ mm}^{-1}$ hasta $S \approx 10^4 \text{ cm}^2/\text{J}$ para $\Lambda^{-1} \approx 100 \text{ mm}^{-1}$, con una eficiencia de difracción de alrededor del 10% con aplicación de campos eléctricos externos. Desde entonces, se han reportado e implementado varias otras técnicas dentro de la interferometría holográfica, utilizando por ejemplo cristales como BSO, BGO ($\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$) y BTO (BaTiO_3); estos dos últimos cristales fotorefractivos son de la familia del BSO.

Un ejemplo de estas técnicas consiste en la grabación de un único holograma a cierto tiempo inicial t_1 , luego el objeto a analizar se ilumina con el haz original y se observa a través del propio holograma; posteriormente el holograma se ilumina simultáneamente con el mismo haz de referencia. La onda de luz proveniente del objeto real se difractará a un tiempo t_2 y la onda reconstruida que representa al objeto en el tiempo t_1 interferirá para producir una imagen del objeto cubierto con franjas de interferencia; por tanto las franjas suministrarán información sobre los cambios del objeto durante el intervalo $t_2 - t_1$. La continua observación de los cambios en el objeto puede llevarse a cabo con la técnica anterior, llamada interferometría holográfica a tiempo real, con la condición de que el holograma y el arreglo de la iluminación permanezcan inalterados; sin embargo, como el holograma se borra y se vuelve a grabar continuamente el tiempo máximo posible de observación se verá limitada. Éste método se realizó por primera vez en un cristal BTO [12] con la aplicación de un campo eléctrico en el modo de corriente alterna (C.A.), teniendo una amplitud de 10kV/cm.

Como otro ejemplo, existe una técnica llamada de doble exposición en la que se almacenan dos hologramas del mismo objeto dentro del medio fotorefractivo, pero con un retraso en el tiempo de Δt utilizando un láser pulsado. La reconstrucción de esta superposición de hologramas, mediante el haz de referencia original, resulta en una imagen del objeto cubierto con franjas de interferencia debido a la sustracción coherente de las dos ondas reconstruidas. Las franjas brillantes corresponderán a las regiones del objeto desplazadas a distancias que son múltiplos de $\lambda/2$, mientras que las franjas oscuras corresponderán a las regiones desplazadas por $\lambda/4 + n\lambda/2$, en donde n es un integrador entero.

MODULADORES, DEFLECTORES Y FILTROS DE INTERFERENCIA

Las rejillas fotorefractivas, ya sean estacionarias o de corta duración, pueden usarse como elementos activos electroópticos que deflecan, es decir que desvían, un haz si cumplen con la condición de Bragg. Una técnica que resultó excelente para deflectar haces fue emplear un campo eléctrico externo, E_{ext} en modo de corriente directa (C.D.), durante la lectura de un holograma, con el fin de modificar la condición de Bragg e impedir completamente que se difractara el haz. Por el contrario, la condición de Bragg de cualquier otro holograma pudiera no cumplirse para $E_{ext}=0$, pero satisfacerse con la aplicación de un campo eléctrico externo y permitir entonces la creación del haz difractado. Si se repite este proceso con un número dado de hologramas, previamente almacenados, podría producirse una interconexión óptica de alta velocidad empleando una matriz de fibra óptica, proceso conocido como conmutación óptica. Obviamente, esta técnica requiere que los hologramas de volumen sean estables y que no se degraden durante el proceso de lectura, lo cual se podría lograr por ejemplo con métodos de fijación térmica o eléctrica. Además, esta técnica permite conmutar frentes de onda muy complicados, recuperar imágenes mediante un control eléctrico o para diseñar ciertos dispositivos conocidos como cortadores ópticos coherentes, en los cuales se desvía o se corta la luz difundida procedente de haces de un láser de alta intensidad; estos cortadores ópticos ofrecen la posibilidad de proteger detectores ópticos muy sensibles, en especial los que controlan láseres de alta potencia, que se usan mucho en algunos procesos industriales como son: el grabado térmico y la soldadura, o también pudieran servir como protectores de cámaras de vídeo.

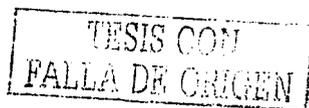
Otra técnica que se emplea para regular la desviación de haces de luz láser se basa, nuevamente, en la difracción que ocurre en las rejillas de fase volumétricas, pero con espaciamientos de red Λ variables. La variación del espaciamiento de las rejillas se controla cambiando la longitud de onda λ de la luz de grabación, mientras se mantiene constante el ángulo θ entre los haces de escritura de acuerdo

con la condición de Bragg $\Lambda = \lambda / (2 \sin \theta)$. La rapidez de operación de tal deflector esta limitada por el tiempo característico τ que se requiere para la grabación del holograma, mientras que la anchura de banda apropiada para este deflector se puede incrementar aún más si se consigue una inclinación adicional a las rejillas, permitiendo que uno de los haces de escritura sea difractado en una rejilla holográfica de alta eficiencia antes de que interfiera con el otro haz. De esta manera, hasta 200 posiciones diferentes se han logrado con un deflector fotorefractivo empleando este método [13]. Por su parte, Voit *et al* [14] obtuvieron reflexiones de luz láser He-Ne para ángulos de alrededor de 5.7° , considerando difracción de Bragg, por primera vez de tipo anisotrópico, dentro de un cristal biaxial KNbO_3 . Un método diferente, para incrementar el ángulo de deflexión, involucra el grabado simultáneo de dos o más hologramas con diferentes vectores de onda y obtener un holograma combinado.

La amplificación óptica, mediante la mezcla de dos o cuatro ondas, también puede emplearse para deflectar luz proveniente de alguna área seleccionada a partir de moduladores espaciales de luz. Todos los métodos mencionados anteriormente, excepto el que emplea la aplicación de campos eléctricos externos para bloquear la condición de Bragg, están condicionados por la rapidez de operación intrínseca, es decir por el tiempo de respuesta característico de cada material fotorefractivo, típicamente: $1 \text{ ms} < \tau < 10 \text{ s}$.

AMPLIFICADORES ÓPTICOS

Por definición, los amplificadores ópticos son dispositivos que generan a la salida un haz de luz coherente más intenso que el haz de entrada. Como un buen ejemplo se puede mencionar a los láseres, que básicamente son amplificadores ópticos cuánticos; estos dispositivos emplean un medio activo colocado dentro de una cavidad óptica, en el cual se produce una inversión de población por la acción de algún bombeo externo y, como resultado, se obtienen procesos tanto de emisión estimulada como de amplificación a través del medio activo. A diferencia del amplificador cuántico, la interferencia óptica y la difracción que ocurren en un amplificador holográfico, fotorefractivo, se pueden explicar con efectos puramente clásicos, que se atribuyen a un cambio en el índice de refracción del material. La amplificación que resulta es de tipo no lineal y se puede, bajo ciertas condiciones apropiadas, tener amplificaciones exponenciales con ganancias que están dentro del intervalo $1-100 \text{ cm}^{-1}$. Es decir, que en medios fotorefractivos de sólo unos cuantos milímetros de espesor, las ganancias fotorefractivas que se obtienen pueden ser amplificaciones que van desde cientos hasta miles de veces las intensidades del haz



de entrada, lo que excede en muchas veces a aquellas que se obtienen en los medios activos para láseres; tales como el rubí, los cristales dopados con neodimio, etc.

Al igual que ocurre con los amplificadores ordinarios o cuánticos, los osciladores ópticos coherentemente bombeados ya han sido desarrollados, empleando amplificadores ópticos holográficos. Para este tipo de aplicaciones, el tiempo de respuesta fotorefractiva casi no es un obstáculo debido a que los frentes de onda complejos, que llevan cierta cantidad de información, pueden ser amplificados varias veces en tan sólo unos pocos milisegundos.

AMPLIFICACIÓN DE IMÁGENES

Una configuración óptica muy útil [15] para amplificar imágenes es como la que se muestra en la siguiente figura 4.

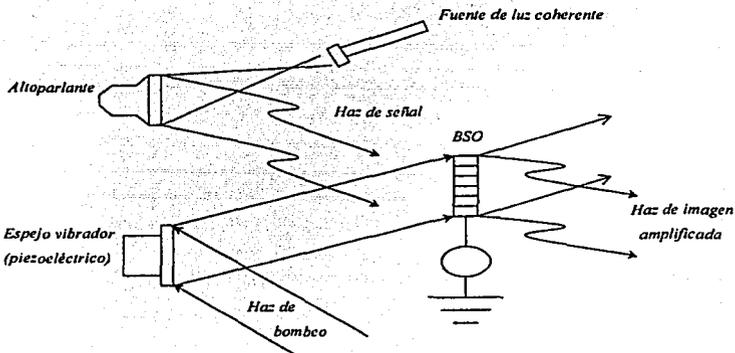


Figura 4. Amplificador de imágenes empleando un material fotorefractivo.

El arreglo se basa en una mezcla de dos ondas y el material fotorefractivo, en este caso un cristal BSO, amplifica un haz de señal cuyo frente de onda conlleva una imagen proveniente de un objeto tridimensional, un altoparlante. La amplificación se debe a que el haz de bombeo transfiere energía al haz de señal, dentro del medio fotorefractivo, y el haz de bombeo se ajusta con la ayuda de un espejo

tipo piezoeléctrico para obtener la máxima ganancia. Con una razón de intensidades de aproximadamente 10^3 , la imagen transmitida del altoparlante se amplifica por un factor de 10. Este tipo de amplificación de imágenes también es posible en cristales como LiNbO_3 , BaTiO_3 y KNbO_3 , en donde el corrimiento de fase entre el holograma volumétrico y el patrón de luz se debe a procesos de difusión de los portadores de carga eléctrica y/o al efecto fotovoltaico. Como ya se mencionó, las limitaciones de los amplificadores de imagen coherentes, basados en el efecto fotorefractivo, surgen principalmente de las inhomogeneidades que presentan los medios fotorefractivos, ya que afectan directamente tanto a la resolución como a la intensidad mínima que debe tener una imagen para que sea amplificada. Además, en el caso de los dieléctricos fotorefractivos, las fluctuaciones locales de la constante dieléctrica del cristal causan un esparcimiento de las ondas incidentes y, por tanto, alteran la ganancia fotorefractiva.

LIMPIADOR DE HACES MONOCROMÁTICOS

El término limpiador de haces monocromáticos se refiere al mejoramiento en las características espaciales de los haces ópticos, a tiempo real. Este proceso se puede obtener empleando mezcla de dos ondas en materiales fotorefractivos, la amplitud de un haz de bombeo con aberración se transfiere a un haz de señal de onda plana de baja intensidad, pero sin transferirle cambios en su fase, ver figura 5. El proceso es una reconstrucción holográfica, de tipo dinámico, por parte del haz de referencia cuando se realiza una lectura, con un frente de onda complejo proveniente de algún objeto a analizar.

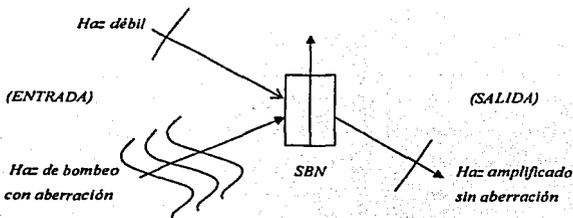


Figura 5. Configuración para un limpiador de haz monocromático.

Este experimento también se logró en cristales de SBN (niobato de bario y estroncio) y BTO [16], en donde a la salida se obtuvieron frentes de onda a partir de los haces de señal de entrada

limitadas sólo por la difracción; esto comprueba que la fase del haz débil no se modifica por las distorsiones originales del haz de bombeo. Aquí el tiempo de respuesta fotorefractiva es el principal obstáculo para la rapidez de corrección de las distorsiones de fase variables en el tiempo de los haces.

CONJUGACIÓN DE FASE ÓPTICA

Los conjugadores de fase óptica son dispositivos que pueden generar una copia exacta de una onda óptica incidente pero invertida en el tiempo. A veces se les llaman espejos de fase conjugada y tienen la característica singular de que un haz óptico "reflejado" por ellos se mueve hacia atrás en el espacio, exactamente como ocurriría de invertirse el tiempo; es como pensar de que el efecto es una combinación de una reflexión más una inversión de fase.

Aunque la conjugación de fase óptica se observó por primera vez en sustancias líquidas como CS_2 y posteriormente en otros medios no lineales ordinarios, este fenómeno no causó mucha expectación debido a la necesidad de emplear altas potencias de luz, del orden de MW. Sin embargo, se ha encontrado que los materiales fotorefractivos son también excelentes conjugadores ópticos de fase con la gran virtud de emplear haces de luz de muy baja potencia, del orden de mW. Es por esto, junto con las otras características mencionadas, que los materiales fotorefractivos actualmente son objeto de investigación con grandes probabilidades de aplicaciones tan excitantes y sorprendentes como lo son los espejos de fase conjugada, utilizando haces de luz de muy bajas intensidades.

FORMACIÓN DE IMÁGENES SIN DISTORSIONES EN SISTEMAS ÓPTICOS

Los conjugadores de fase fotorefractivos se han aplicado exitosamente para la formación de imágenes, libre de distorsiones, sin el empleo de lentes tradicionales. Un ejemplo importante es el copiado a partir de un molde o máscara ("*mask*") que se emplea en la fotolitografía, ver figura 6, en el cual un haz de señal proveniente de la máscara iluminada, cuyos contornos típicos son aproximadamente del orden de 10^{-6} m, es enviado a un divisor de haz de alta calidad y que posteriormente es dirigido al conjugador de fase fotorefractivo, por ejemplo un cristal LiNbO_3 irradiado previamente con rayos gama para crear defectos, mientras que la onda conjugada que se refleja hacia atrás forma la imagen sobre la superficie de un sustrato recubierta de material muy sensible a la luz.

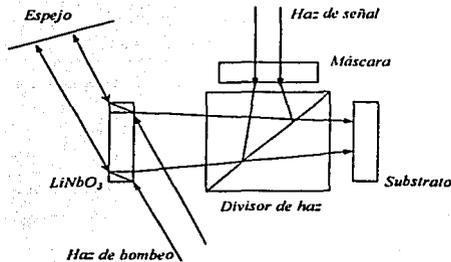


Figura 6. Arreglo para la formación de imágenes empleando un conjugador de fase fotorefractivo.

La principal ventaja que se tiene al usar el conjugador de fase fotorefractivo es que las aberraciones ópticas se corrigen directamente durante el proceso de proyección. Más aún, se pueden conseguir resoluciones espaciales mayores a décimas de micrómetros empleando conjugadores ópticos de fase conocidos como de autobombeo. Por ejemplo, utilizando un cristal BaTiO_3 ya no será necesario el haz de bombeo y el tiempo de respuesta fotorefractivo será mucho más corto. No obstante, existe un grave problema en estas aplicaciones cuando se usa luz coherente para la reconstrucción de imágenes; se trata de la disminución de la razón señal-ruido producido por el patrón de interferencia complejo a causa de la luz esparcida por las partículas de polvo, por las inhomogeneidades y por los defectos de la superficie en los propios componentes ópticos del sistema. Una técnica muy alentadora para poder aumentar este parámetro señal-ruido lo consiguieron Huignard *et al* [17], en el cual emplearon un conjugador fotorefractivo BSO e integraron simultáneamente en el tiempo N imágenes coherentes sobre el plano de detección, aquí ya no habrá ninguna correlación en los patrones producidos por el ruido de los defectos del cristal, mejorando así por un factor \sqrt{N} dicha razón señal-ruido.

CORRECCIÓN DE IMÁGENES CON DISTORSIONES EN FASE

La corrección de distorsiones de fase se ha conseguido con ayuda de conjugadores de fase fotorefractivos. La figura 7 muestra la aplicación de un conjugador de fase BaTiO_3 trabajando en el modo de grabación difusiva [18], i.e. el mecanismo de transporte de carga eléctrica dentro del cristal es debido a campos eléctricos de difusión, logrando transmitir imágenes a través de una fibra óptica de tipo multimodo, modo múltiple. La distorsión producida por la dispersión modal de la fibra, en la primera

etapa, se compensa exactamente por la misma dispersión modal durante la segunda etapa del frente de onda, gracias a la conjugación de fase. Fibras con índices de refracción de 1.5 y de longitudes de 0.75 m de hasta 10^4 modos ya se han podido emplear.

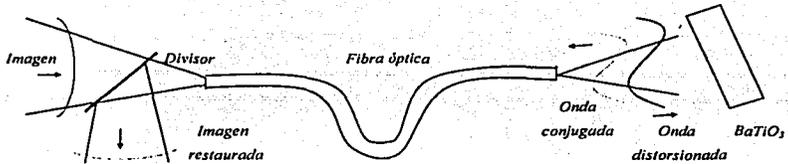


Figura 7. Corrección de imágenes en una fibra óptica, empleando un conjugador de fase fotorefractivo.

Desgraciadamente, la dificultad de fabricar dos fibras ópticas razonablemente idénticas, hasta el día de hoy, hace que la aplicabilidad para corregir la dispersión modal de una fibra óptica mediante la propagación en una segunda fibra esté fuertemente limitada. Un caso muy interesante es utilizar una fibra de tipo multimodo en uno de los brazos de un interferómetro tipo Michelson, con el fin de reproducir con gran precisión la onda gaussiana a la entrada de la fibra. De esta manera, se cuenta con una herramienta muy poderosa para construir montajes y realizar ajustes a interferómetros que utilicen necesariamente fibras ópticas de muy alta sensibilidad. Otro ejemplo ilustrativo en la construcción de imágenes en presencia de medios que distorsionen la fase es el reportado por Feinberg [19]. Él empleó un cristal $BaTiO_3$ como conjugador de fase con auto bombeo para corregir distorsiones de fase deliberadamente introducidas en una imagen predeterminada, figura 8. En este caso se trató de una imagen que contenía el rostro de su gato, su mascota, por lo que se conoció como el gato de Feinberg.

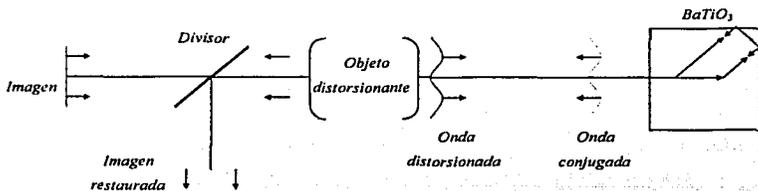


Figura 8. Corrección de imágenes mediante un conjugador de fase fotorefractivo con auto bombeo.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

La base principal en su diseño era la reflexión total que ocurría en las esquinas del propio cristal, de esta forma obtuvo una mayor libertad en elegir el patrón y la orientación adecuada de los haces de bombeo generados, logrando así optimizar la señal de fase conjugada y, por tanto, obtener una excelente calidad en la reproducción de la imagen. Se ha demostrado que este proceso también ocurre en cristales como BSO, BGO, LiNbO_3 , LiTaO_3 , KNbO_3 y SBN [9]. Además, a pesar de las pérdidas por reflexión de Fresnel, la reflectividad durante el proceso de auto bombeo de estos conjugadores de fase óptica puede llegar hasta el 60%.

CORRECCIÓN DE DISTORSIONES DE FASE EN CAVIDADES LÁSER

Como elementos dentro de cavidades ópticas resonantes, los conjugadores de fase fotorefractivos han resultado ser muy útiles en la corrección de las aberraciones inherentes al medio activo de los láseres, de los espejos ordinarios y de otros componentes internos. La primera evidencia experimental la realizó Cronin-Golomb *et al* [20] cuya configuración básica se muestra en la figura 9.

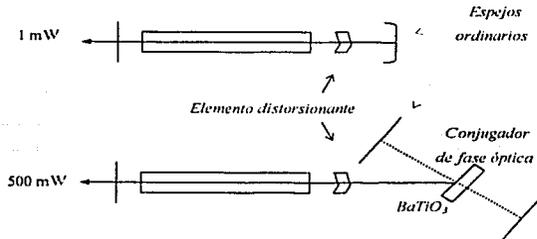
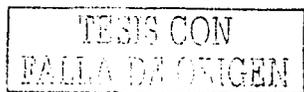


Figura 9. Corrección de aberraciones de una cavidad láser, mediante un conjugador de fase fotorefractivo

Ellos emplearon como elemento distorsionante un pedazo de vidrio atacado químicamente, después lo introdujeron en la cavidad láser para alterar drásticamente la calidad de los modos espaciales; de esta forma la potencia de salida había disminuido inicialmente desde 2 W hasta 1 mW. Por el contrario, al colocar el conjugador óptico de fase, dentro de la cavidad resonante del láser, se restableció la condición óptica de los modos normales y la potencia de salida aumentó hasta 500 mW. Es decir, para restablecer la condición óptica, primeramente activaron el láser en presencia del espejo de fase



conjugada, cristal BaTiO_3 , mediante los espejos ordinarios auxiliares ya que la coherencia de la fluorescencia por parte del medio activo era insuficiente para permitir la formación de rejilla fotorefractiva que se requería dentro del cristal, pero una vez que la rejilla se había formado los espejos auxiliares simplemente se retiraron y las condiciones necesarias para el medio activo del láser prevalecieron.

COMPUTACIÓN ÓPTICA. REDES NEURONALES

Otra de las aplicaciones de los materiales fotorefractivos con grandes expectativas recae en las interconexiones de una computadora óptica. Por definición, cualquier dispositivo de interconexión conecta un vector de entrada con uno de salida, mediante una matriz de acoplamiento. Por otro lado, una computadora se compone esencialmente de una serie de unidades elementales de proceso y de memoria, estas unidades consisten a su vez de una serie de entradas lógicas o puertos, cuyo funcionamiento está regido por algún tipo de proceso no lineal; actualmente, todos estos procesos se realizan electrónicamente. La óptica, a pesar de proporcionar elementos no lineales, todavía no puede competir con la electrónica. Sin embargo, las interconexiones ópticas parecen ser muy adecuadas a cualquier nivel de arquitectura en las computadoras, ya que no tienen las limitaciones que las interconexiones electrónicas presentan, tales como interferencia de señales, demasiado cableado, etc.

Wagner y Psaltis [21] mencionan el uso de los materiales fotorefractivos como interconexiones holográficas en redes neuronales. Una red neuronal se basa en los principios básicos del funcionamiento del cerebro trasladándolo al diseño de las computadoras. Una red neuronal está formada por unidades de proceso elemental, neuronas, unidas entre sí por interconexiones ponderadas en peso de funcionamiento, luego, el sistema realiza su aprendizaje a través de una modificación apropiada de los pesos asignados originalmente a las interconexiones. El paralelismo voluminoso de una red neuronal se adapta muy bien a la óptica ya que, al no interaccionar los fotones entre sí, se pueden realizar simultáneamente varios procesos en paralelo; de ahí la elevada obtención de información que se puede obtener debido al alto grado de paralelismo de las imágenes de entrada. Además, se ha encontrado que el tiempo de procesamiento elemental no es un parámetro crítico; por tanto, las interconexiones son el elemento clave de la computación neuronal.

Conceptualmente se puede ilustrar la gran similitud que existe entre las interconexiones del cerebro y las interconexiones ópticas, los hologramas de fase volumétricos, figura 10.

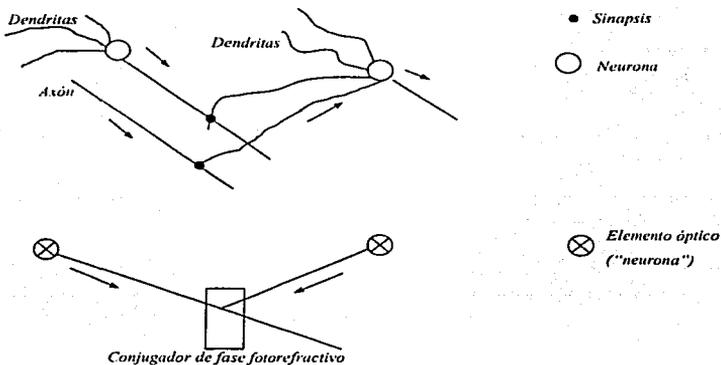


Figura 19. Comparación entre las interconexiones neuronales del cerebro y los hologramas de fase volumétricos.

El haz de señal, proveniente de una cierta "neurona" en el plano de entrada, es invertida en el tiempo mediante un espejo de fase conjugada, luego se hace interferir con otro haz de luz proveniente de otra "neurona" sobre el cristal fotorefractivo en el plano de salida. De esta forma, la rejilla grabada asegura la conexión entre las dos "neuronas", en donde la ponderación de la conexión se controla variando el tiempo de grabación o cambiando la intensidad de la señal.

A pesar de que se emplean a las fibras ópticas, a las guías de onda integradas y a los moduladores espaciales de luz* como dispositivos de interconexión óptica, es a partir de los años 80 que aumentaron las investigaciones sobre las interconexiones holográficas dinámicas y reconfigurables empleando a los materiales fotorefractivos, debido a que, como ya se ha mencionado, representan una estrategia de aplicación mucho más variada. Por ejemplo, al utilizarlos como moduladores espaciales de luz serán capaces de convertir una imagen incoherente en una imagen coherente, con la ayuda de un haz de lectura; por tanto, éste transductor optoelectrónico será un dispositivo muy eficaz para introducir datos en un procesador óptico, ya sea digital o analógico.

*Los moduladores espaciales de luz ("Spatial Light Modulators") son dispositivos que sirven para proporcionarle a una onda electromagnética cierta información, modulando su distribución de intensidad y/o de fase, ya sea por medios eléctricos, magnéticos, ópticos, etc.

Otra aplicación, muy adecuada en las redes neuronales, las proporcionan las llamadas memorias ópticas asociativas. Es decir, combinando la holografía con un resonador óptico, uno puede recuperar una imagen óptica total a partir solamente de una versión parcial de la imagen completa. El campo de estudio de las memorias ópticas asociativas aún es prematuro, pero el principio fundamental se basa en almacenar previamente una imagen total dentro de un medio holográfico [22], como en la figura 11.

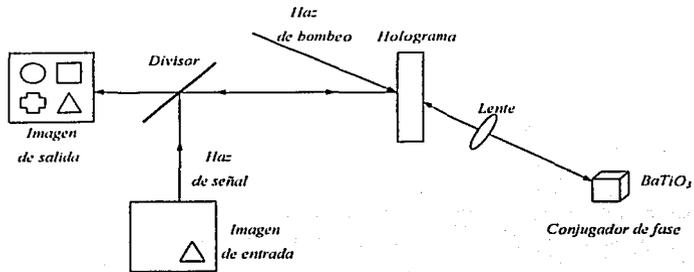


Figura 11. Configuración para la reconstrucción de una imagen completa a partir de una imagen incompleta.

Para reconstruir la imagen completa, se hace incidir sobre el holograma un haz de luz que proviene solamente de una parte de la imagen original, versión parcial, la cual reconstruye parcialmente el haz de referencia de esa imagen en el holograma y se envía hacia el conjugador de fase óptica. Luego, el conjugador regresa el haz nuevamente hacia el holograma, en donde allí se reconstruye la imagen original y la información óptica asociada es detectada por este haz de referencia de fase conjugada, debido a que recupera la imagen completa. Sólo aquellas señales fuertemente correlacionadas con el haz proveniente de una parte del objeto serán acentuadas. Estos sistemas son muy alentadores para su uso en reconocimientos de patrones, visión robótica y en las operaciones para procesamientos de imágenes.

FILTROS RENOVADORES

Existe un dispositivo conocido como filtro renovador, muy similar al de la configuración anterior, el cual únicamente despliega lo que ha cambiado dentro de una región de observación. La idea básica está en obtener la derivada en el tiempo de una imagen en paralelo, empleando un material fotorefractivo [23]. Es decir, se utilizan dos haces de luz coherentes para iluminar al material

fotorefractivo, uno de los cuales está codificada espacialmente con una imagen. Luego, el cristal se orienta adecuadamente para que el haz transportador de la imagen transfiera la mayor parte de su energía al segundo haz, cuando pasen por el cristal, y entonces el haz transportador de la imagen quedará casi completamente "oscuro" en la región de observación. En cuanto cambie algo del haz transportador, el intercambio de energía se alterará momentáneamente, por lo que la parte del haz que ha experimentado esta modificación atravesará el material fotorefractivo sin ningún cambio en su intensidad, inclusive el haz transportador de la imagen puede ser analizada con un monitor de vídeo en la región de observación. Una vez que el movimiento en el recuadro ha cesado, el haz transportador quedará nuevamente "oscuro" al atravesar el medio fotorefractivo. Por lo tanto, estos dispositivos se pueden emplear, en principio, para traer a un primer plano la presencia de aviones en movimiento sobre un fondo digamos de edificios, o una persona saltando desde el trampolín y entrando al agua o bien observar una bacteria nadando sobre un fondo de algas en reposo.

OTRAS APLICACIONES

Se han empleado los espejos conjugadores de fase fotorefractivos con auto bombeo dentro de cavidades ópticas de láseres colorantes, tanto en modo pulsado [24] como continuo [25], porque además de corregir el astigmatismo, y otras aberraciones de las celdas de los colorantes, se obtienen incrementos sustanciales en las intensidades de salida, estrechamientos en las líneas espectrales de unos cuantos GHz y hasta entonaciones de longitud de onda con el tiempo. La dirección de este barrido en longitudes de onda, hacia el rojo o hacia el azul, dependerá de la orientación del material fotorefractivo. El incremento de la potencia a la salida del láser se puede explicar en términos de una disminución de pérdidas dentro de la cavidad, gracias a la conjugación de fase, e l e estrechamiento de las líneas se a tribuye a la alta selectividad espectral de los hologramas de volumen de fase, que se induce en el material fotorefractivo, y el barrido en la longitud de onda se debe al auto bombeo del conjugador de fase, a una tasa de 1 Hz de frecuencia por cada rejilla de difracción, observándose claramente a frecuencias de 10^9 Hz.

Otra aplicación se obtiene cuando dos o más láseres independientes están entrelazados o correlacionados en fase, mediante la ayuda de un conjugador de fase fotorefractivo. Por ejemplo, un haz proveniente de un láser, llamado láser principal, se hace incidir sobre un conjugador de fase con auto bombeo, $BaTiO_3$, el cual generará un haz conjugado en fase [26], figura 12. Simultáneamente, el haz de otro láser, llamado láser secundario el cual se le quita el espejo de salida, se hace dirigir directamente hacia donde se encuentra el material fotorefractivo. De esta manera, las condiciones dentro de la cavidad

del láser secundario logran optimizarse para que opere dicho láser, y las frecuencias de los dos láseres permanecerán entrelazadas indefinidamente dentro del intervalo $\Delta\omega \approx 1/\tau$, cerca de 1 Hz para BaTiO_3 , siendo τ el tiempo de grabado de las rejillas fotorefractivas.

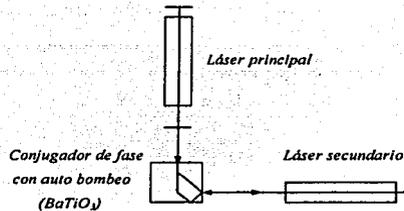


Figura 12. Esquema para dos láseres entrelazados, mediante un conmutador de fase fotorefractivo.

Para mencionar una última posible aplicación de los materiales fotorefractivos, entre otras que estamos omitiendo [27], está el de la comunicación a través del aire [28]. El principio se basa en la aplicación de un campo eléctrico variable a lo largo del eje óptico de un cristal fotorefractivo, de tal manera que cuando se haga incidir un haz, además de sufrir una inversión temporal debido a la conjugación de fase fotorefractiva, pulsará en el tiempo como un espejo intermitente. La información en forma de pulsos se devuelve desde este espejo conjugado hacia la fuente de luz, entonces el carácter de inversión temporal del haz garantizará que los dos puntos en comunicación permanezcan conectados. Este método puede aplicarse a la hora de establecer un canal de comunicación entre dos satélites o para recibir información de un sensor remoto, situado en uno de los extremos de una fibra óptica.

En resumen:

El área de estudio de los materiales fotorefractivos ha ido creciendo enormemente. Para poder aprovechar al máximo las capacidades que tiene la óptica física en el tratamiento de señales con haces coherentes, mediante el efecto fotorefractivo, todavía se requiere de más investigación sobre estos medios electroópticos no lineales. Actualmente, se considera que los cristales fotorefractivos son los que tienen las más altas sensibilidades holográficas, por tanto son los materiales que presentan las mayores expectativas para muchas de las aplicaciones tecnológicas dentro de la Optoelectrónica [29].

CAPÍTULO II

TÉCNICAS ÓPTICAS NO LINEALES

DOS TÉCNICAS PARA CARACTERIZAR AL EFECTO FOTOREFRACTIVO

- TÉCNICA DEL COMPENSADOR
- TÉCNICA HOLOGRÁFICA (ACOPLAMIENTO DE DOS ONDAS)

TEORÍA DE ACOPLAMIENTO DE DOS ONDAS--*MODELO ISOTRÓPICO*

FIGURAS DE MÉRITO DEL EFECTO FOTOREFRACTIVO

TÉCNICAS PARA OBTENER PARÁMETROS ÓPTICOS NO LINEALES

- TÉCNICA DE Z-SCAN
-

DOS TÉCNICAS PARA CARACTERIZAR AL EFECTO FOTOREFRACTIVO

A continuación, presentamos dos técnicas para caracterizar al efecto fotorefractivo: la técnica del compensador y la técnica holográfica. No obstante que en este trabajo empleamos únicamente la técnica holográfica (acoplamiento de dos ondas), para caracterizar a nuestro material fotorefractivo, queremos mostrar también en qué consiste la técnica del compensador con el fin de comparar ambas técnicas y, principalmente, observar qué tipo de información se pueden obtener de ambos métodos.

TÉCNICA DEL COMPENSADOR

Esta técnica consiste en medir el cambio en los índices de refracción debido al efecto fotorefractivo, basándose en la birrefringencia inducida por un haz de luz que atraviesa el cristal. Se trata, por tanto, de medir el cambio de fase entre las dos componentes de campo eléctrico de la luz que se propaga en el material no lineal, haciendo incidir un haz con una polarización bien determinada, generalmente luz linealmente polarizada, y analizando la polarización de la luz emergente, como en la figura 13.

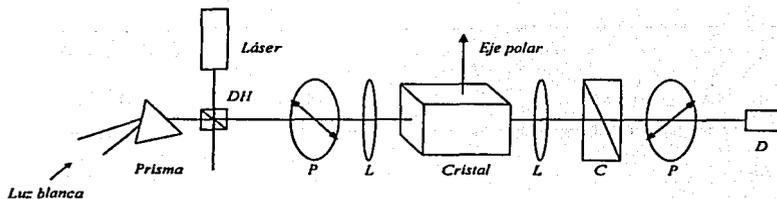


Figura 13. Arreglo experimental de la técnica del compensador. DH divisor de haz, P polarizador, L lente, C compensador del tipo Babinet-Solei, D detector.

TESIS CON
FOLIO DE ORIGEN

El montaje de la figura 13 utiliza dos haces de luz. El primer haz es de muy baja intensidad, conocido como haz de prueba, cuya longitud de onda es poco eficiente para inducir efecto fotorefractivo; además, está polarizado a 45° respecto del eje óptico del cristal, esto se logra con ayuda del polarizador. El plano de polarización del haz de prueba formará entonces un ángulo de 45° con el eje ferroeléctrico del material, polarización espontánea, o con el campo eléctrico aplicado externamente al medio en el caso de que no sea polar.

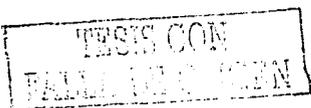
Después de atravesar el cristal, el haz de prueba pasará por el compensador Babinet-Soleil, de ahí el nombre de ésta técnica, en donde previamente el compensador estará calibrado para contrarrestar la posible birrefringencia natural del cristal.

Posteriormente, el haz se dirigirá hacia un segundo polarizador, llamado analizador, con su eje orientado perpendicularmente respecto al primer polarizador, por tanto la intensidad que llegue al detector será aproximadamente cero. Sin embargo, al hacer incidir el segundo haz de mayor intensidad, conocido como haz de grabado, con una longitud de onda apropiada para inducir efecto fotorefractivo, entonces comenzará a modificarse el índice de refracción del material y habrá una diferencia de fase entre las dos componentes de la luz que se propagan por el medio.

Bajo esta situación, el compensador no podrá restablecer la polarización inicial proveniente del primer polarizador y la dirección de polarización de la luz que salga del compensador ya no será perpendicular al segundo polarizador, registrándose una variación de intensidad en el detector.

De hecho, la luz que emerge del compensador tendrá una polarización elíptica y el cambio de índice de refracción del material se podrá deducir a partir de las transmitancias registradas en el detector, según la expresión de Glass [30]:

$$T = T_0 \left(\frac{\Delta(n_e - n_o)d\pi}{\lambda} \right)$$



TÉCNICA HOLOGRÁFICA (ACOPLAMIENTO DE DOS ONDAS)

Esta técnica consiste en iluminar al material fotorefractivo con dos haces de luz, llamados haces de grabado, figuras 14 y 15. Generalmente, se trata de haces localmente planos y coherentes entre sí que al interferir dentro del material inducirán una rejilla de difracción, o una red holográfica sinusoidal, dada por [31]:

$$I = I_0 (1 + m \cos Kz) \exp \left\{ \frac{-d\alpha}{\cos \theta_r} \right\}.$$

Aquí, m se conoce como la modulación de los haces de escritura, K representa el módulo del vector de la red de difracción definida como $K = \frac{2\pi}{\Lambda}$ y Λ es el espaciado entre franjas o espaciado de red, que según la ley de Bragg viene dada por:

$$\Lambda = \frac{\lambda_0}{2n \sin \theta_r'}.$$

Donde λ_0 es la longitud de onda de los haces de grabado en el vacío, θ_r' es el semiángulo que forman entre sí los haces de grabado en el interior del cristal y n es el índice de refracción del material para esa longitud de onda. Frecuentemente, en la región espectral de interés se tiene que $d\alpha \ll 1$ por lo que la intensidad modulada se reduce a:

$$I \approx I_0 (1 + m \cos Kz).$$

La suma de las intensidades incidentes de los dos haces es $I_0 = I_1 + I_2$, mientras que la modulación se define como:

$$m = 2 \frac{\sqrt{I_1 I_2}}{I_0} (\mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{e}_2).$$

Siendo \mathbf{e}_1 y \mathbf{e}_2 vectores unitarios paralelos a los campos eléctricos de los dos haces de grabado. Por su parte, a causa de las reflexiones internas que sufren los haces en el interior del cristal la modulación disminuye; esto es, las reflexiones decrecerán el contraste en un factor que depende de la

intensidad de los haces, del ángulo de incidencia y de la reflectividad del cristal, para una longitud de onda dada. Según Strohkendl [32], el valor de m se corrige con la expresión $m = m_o m_r$, en donde:

$$m_r = 1 - \frac{1}{2d\alpha} \ln \left\{ \frac{1+r}{1+r \exp(-2d\alpha)} \right\}.$$

Y en donde α es la absorción óptica del material para esa longitud de onda, d es el espesor de la muestra y r es un parámetro relacionado con la reflectividad de la muestra dada por:

$$r = \frac{n-1}{n+1}.$$

Aquí n es el índice de refracción y solo se está tomando en cuenta el primer orden de reflexión interna. Ahora bien, cuando generamos el patrón de iluminación no homogénea en el interior del cristal, supongamos un patrón de tipo sinusoidal, se inducirá una redistribución de cargas eléctricas que a través del efecto Pockels modulará el índice de refracción del material. De esta forma, el cambio de índice de refracción correspondiente viene descrito por:

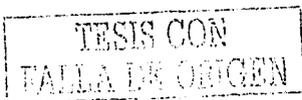
$$n(z) = n_o + \Delta n \cos(Kz + \Phi).$$

Esta red de índices es uno de los hologramas más simples que se pueden almacenar, representa una red sinusoidal de índice de refracción o rejillas de fase volumétrica. Además, podemos reconstruir el holograma almacenado mediante otro haz, llamado haz de lectura, que al incidir sobre el holograma se difractará por esta red de índices. El parámetro que mide la difracción que sufre el haz de lectura se conoce como *eficiencia de difracción* y generalmente se define como:

$$\eta = \frac{I_D}{I_o}. \quad (6)$$

De esta manera, no es necesario considerar las pérdidas ni por absorción en el bulto ni por las reflexiones en las caras del cristal, porque I_D representa la intensidad del haz difractado, mientras que I_o es la intensidad del haz transmitido cuando todavía no está presente ninguna red de difracción.

En seguida, mostramos dos de las geometrías empleadas en la técnica holográfica; estas son: la geometría de transmisión y la geometría de reflexión.



GEOMETRÍA DE TRANSMISIÓN

En la geometría de transmisión, los dos haces de grabado inciden por la misma cara de la muestra, como en la figura 14, de tal manera que la difracción de cada uno de ellos se observará en la cara opuesta de la muestra.

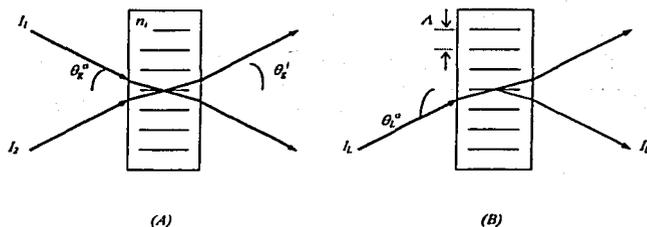


Figura 14. Geometría de transmisión. (A) Disposición con haces de grabado. (B) Disposición con haz de lectura o con cualquiera de grabado. I_1 y I_2 son los haces de grabado, I_1' es el haz de lectura, I_2' es el haz difractado debido a la rejilla, θ_1^o es el semiángulo de grabado dentro del cristal, θ_2^o es el semiángulo de grabado afuera del cristal, n es el índice de refracción del cristal y Λ es el espaciado de red.

Para un espaciado de red dado Λ , junto con la ley de Snell y la ecuación de Bragg, se tiene que [31]:

$$\Lambda = \frac{\lambda_o}{2n, \text{sen } \theta_1^o} = \frac{\lambda_o}{2 \text{sen } \theta_2^o} \quad (7)$$

De esta manera, la distancia entre las franjas, el espaciado de red, se obtiene a partir de la longitud de onda en el vacío y del semiángulo de grabado θ_2^o fuera del cristal. Normalmente, para evitar problemas de interacción del haz de lectura con la red de grabado, tales como el borrado y la autodifracción, se suele emplear además un haz muy débil de otra longitud de onda mucho menos activa que pudiera inducir efecto fotorefractivo. Entonces de la ecuación (7):

$$\frac{\lambda_{oL}}{\lambda_{oR}} = \frac{\text{sen } \theta_L^o}{\text{sen } \theta_R^o}$$

La ecuación anterior relaciona el semiángulo de lectura con el semiángulo de grabado, siendo λ_{ol} la longitud de onda del haz de lectura en el vacío y λ_{og} la longitud de onda de los haces de grabado, también en vacío. A partir de la solución de la ecuación de onda para el haz difractado por la red de índice de refracción de tipo sinusoidal, despreciando posibles absorciones dentro del material, entonces la eficiencia de difracción viene dada por:

$$\eta = \text{sen}^2 \left(\frac{\pi d \Delta n}{\lambda_o \cos \theta_L^o} \right) \quad (8)$$

Aquí θ_L^o es el semiángulo del haz de lectura fuera del cristal.

GEOMETRÍA DE REFLEXIÓN

En la geometría de reflexión, los dos haces de grabado inciden por caras opuestas del cristal, figura 15, y la difracción del haz de lectura ocurre en la cara de incidencia del propio haz de lectura.

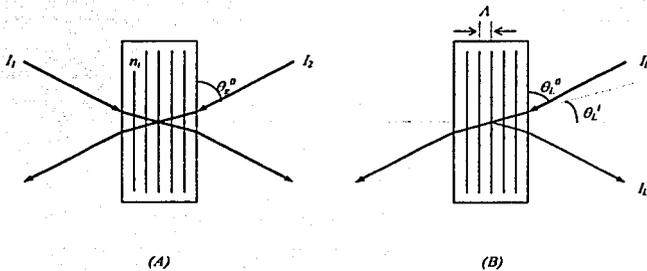


Figura 15. Geometría de reflexión. Disposición de los haces de grabado (A) y de lectura (B).

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

La geometría de reflexión da lugar a ecuaciones un poco más complejas, tanto para la condición de Bragg como para la eficiencia de difracción. El espaciado de red para esta geometría, en términos de los valores de las variables fuera del cristal, viene expresado por [31]:

$$\Lambda = \frac{\lambda_o}{2n_i \sin \theta'_i} = \frac{\lambda_o}{2\sqrt{n_i^2 - \cos^2 \theta'_i}}.$$

Mientras que la ecuación que relaciona los ángulos de lectura y de grabado es:

$$\frac{\lambda_{ol}}{\lambda_{og}} = \frac{\sqrt{n_L^2 - \cos^2 \theta_L^o}}{\sqrt{n_g^2 - \cos^2 \theta_g^o}}.$$

En donde n_L es el índice de refracción del material, para la longitud de onda del haz de lectura, y n_g es el índice para la longitud de onda de los haces de grabado. Además, se puede obtener una relación entre el ángulo de lectura con el semiángulo de grabado, a saber:

$$\cos \theta_L^o = \pm \sqrt{n_L^2 - \left(\frac{\lambda_{ol}}{\lambda_{og}} \right)^2 (n_g^2 - \cos^2 \theta_g^o)}.$$

De aquí, podemos deducir que solamente aquellos haces de luz que se encuentren dentro de un pequeño intervalo de longitudes de onda podrán leer el holograma previamente grabado; es decir, para que esta última ecuación tenga una solución real se debe cumplir que:

$$\sqrt{\frac{n_g^2 - \cos^2 \theta_g^o}{n_L^2}} \leq \frac{\lambda_{og}}{\lambda_{ol}} \leq \sqrt{\frac{n_g^2 - \cos^2 \theta_g^o}{n_L^2 - 1}}.$$

Finalmente, para esta geometría de reflexión la eficiencia de difracción del haz de lectura, sin considerar atenuaciones en el bulbo, viene dada por:

$$\eta = \tanh^2 \left(\frac{\pi d \Delta n}{\lambda_{ol} \cos \theta_L^o} \right).$$

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

TEORÍA DE ACOPLAMIENTO DE DOS ONDAS-MODELO ISOTRÓPICO

En la figura 16 se muestra un arreglo típico para la técnica holográfica, *geometría de transmisión*, que es el que se emplea en este trabajo.

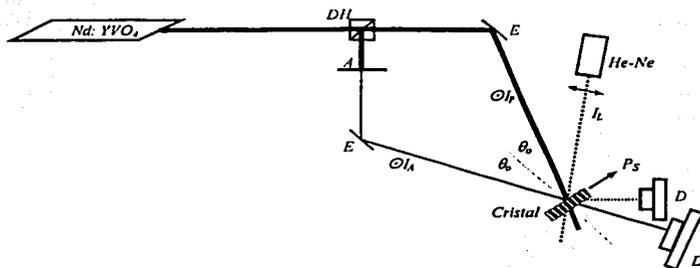


Figura 16. Montaje experimental (acoplamiento de dos ondas) para la técnica holográfica y de medición de eficiencias de difracción. DH: doblador de haz, A: atenuador, E: espejo, I_s: haz de señal, I_p: haz de bombeo o haz de referencia, I_r: haz de lectura, P_s: polarización espontánea, D: detector.

Para esta configuración, acoplamiento de dos ondas con geometría de transmisión en estado estacionario, la transmitancia del haz de señal I_s esta dada por [33]:

$$\frac{I_s(d)}{I_s(0)} = \frac{[I_s(0) + I_p(0)] \exp\{(\Gamma - \alpha)d\}}{I_p(0) + I_s(0) \exp\{\Gamma d\}}$$

En donde el símbolo 0 representa el valor de las intensidades de los haces antes de entrar al medio, d es la longitud de interacción de los haces dentro del medio, que para materiales muy delgados se tiene que $d \approx L$ siendo L el espesor de la muestra, α es el coeficiente de absorción lineal del medio y Γ se le denomina *coeficiente de ganancia fotorefractiva*.

Despreciando la disminución que sufre el haz de bombeo al interactuar con el haz de señal ("*negligible depletion of the reference wave*"), debido a que $I_A(0)\exp\{\Gamma d\} \ll I_p(0)$, entonces la expresión anterior se reduce a:

$$I_A(L) \approx I_A(0)\exp\{(\Gamma - \alpha)L\}.$$

En la práctica lo que se mide por facilidad es la llamada *ganancia efectiva* γ_o definida como:

$$\gamma_o \equiv \frac{I_A(L)^{\text{con / bombeo}}}{I_A(L)^{\text{sin / bombeo}}}.$$

Además, como el coeficiente de absorción lineal generalmente no es muy grande en comparación con la ganancia fotorefractiva, en la mayoría de los materiales empleados dentro de la región visible, se obtiene finalmente que:

$$\Gamma = \frac{1}{L} \ln \left\{ \frac{I_A^{\text{con / bombeo}}}{I_A^{\text{sin / bombeo}}} \right\}. \quad (9)$$

También es muy común en la literatura emplear este modelo teórico conocido como *modelo "standard"*, también llamado modelo de rejillas isotrópicas pero formalmente debería de llamarse *modelo de absorción isotrópica*, para analizar la transferencia de energía que pudiera ocurrir entre los haces de incidencia y los difractados; es decir, empleando la misma configuración de acoplamiento de dos ondas en estado estacionario, figura 16, el modelo considera lo siguiente:

- $\mu = 1$ (Material no magnético)
- $\rho = 0, j = 0$ (Inicialmente libre de cargas eléctricas)
- $N_D^* \approx N_A$ (Fotogeneración y recombinación en forma lineal, compensándose en oscuridad)
- $n \ll N_A$ (Portadores de carga libre mucho menor que densidad de trampas)
- $N_A \ll N_D$ (Densidad de aceptores mucho menor que densidad de donadores)
- $n \ll (N_D - N_D^*)$ (Portadores de carga libre mucho menor que donadores no ionizados)
- $\beta \ll \alpha$ (Excitación térmica mucho menor que excitación fotónica)
- $I_A \ll I_p$ ($m \ll 1$)



Adicionalmente, se supone la presencia de sólo un tipo de portador de carga eléctrica, electrones o huecos, y solamente un mecanismo de transporte de cargas predominante: de difusión. Así, de la solución de la ecuación de onda junto con las ecuaciones del material [Ecs. (2), (3), (4) y (5)] se llega a que la ganancia fotorefractiva está relacionada con el campo eléctrico de carga espacial fotoinducido mediante [34]:

$$\Gamma = \frac{q}{e} r_{eff} \frac{2\pi n^3}{\lambda_0 \cos \theta} \cdot \frac{E_d E_q}{E_d + E_q} \cos(2\theta \cdot p). \quad (10)$$

Donde $q = \pm e$ es la carga eléctrica de los portadores, huecos o electrones respectivamente, e es la magnitud de la carga eléctrica fundamental, n es el índice de refracción del material, λ_0 es la longitud de onda de la radiación incidente en el vacío, r_{eff} es un coeficiente electroóptico efectivo que depende de la polarización de los haces y de los ángulos de incidencia y 2θ es el ángulo entre los haces. Además:

$$E_d = \frac{2\pi}{\Lambda} \cdot \frac{k_B T}{e},$$

se llama *campo eléctrico de difusión*; con k_B la constante de Boltzmann y T la temperatura absoluta. Por su parte:

$$E_q = \frac{e\Lambda \frac{N_A}{N_D} (N_D - N_A)}{2\pi\epsilon_0\epsilon} \approx \frac{e\Lambda N^*}{2\pi\epsilon_0\epsilon},$$

se conoce como *campo eléctrico limitrofe*. Este campo eléctrico limitrofe representa el campo eléctrico máximo que se puede obtener debido a la separación de las cargas eléctricas; con ϵ como la constante dieléctrica del material, N^* se llama la *densidad efectiva de trampas*, Λ es el espaciado de red y $p = 0$ para los casos de polarización vertical y horizontal de los haces respecto al plano de incidencia respectivamente. Por lo tanto, el *campo eléctrico de carga espacial* E_{sc} esta dado por:

$$E_{sc} = \frac{E_d E_q}{E_d + E_q}. \quad (10A)$$

De esta forma, si se miden las ganancias fotorefractivas como función del espaciamento de las rejillas se puede determinar, Ec. (10), el signo de los portadores de carga mayoritarios, la densidad efectiva de trampas y los coeficientes electroópticos efectivos. A veces también se define [34] que:

$$E_{do} = E_q \Lambda, \quad E_{qo} = \frac{E_q}{\Lambda}.$$

A fin de tener una relación lineal de la Eq. (10), esto es, $(\Lambda\Gamma)^{-1}$ como función de Λ^{-2} cuando se miden ángulos pequeños ($\cos\theta \approx 1$), entonces:

$$\frac{1}{\Lambda\Gamma} \approx \frac{e}{q} \frac{\lambda_o}{2\pi n^3 r_{eff}} \frac{\frac{E_{do}}{\Lambda^2} + E_{qo}}{E_{do} E_{qo}}. \quad (11)$$

Sin embargo, como existe un error de más del 10% [34], en la región $\Lambda < 0.6\mu\text{m}$, se introduce un parámetro llamado *ganancia fotorefractiva reducida* Γ_R , definida como:

$$\frac{1}{\Lambda\Gamma_R} = \frac{\cos(2\theta \cdot p)}{\Lambda\Gamma \cos\theta} = \frac{e}{q} \frac{\lambda_o}{2\pi n^3 r_{eff}} \frac{\frac{E_{do}}{\Lambda^2} + E_{qo}}{E_{do} E_{qo}}. \quad (12)$$

Con la Ec. (11), o Ec. (12), y conociendo la ordenada al origen se puede calcular el coeficiente electroóptico efectivo, mientras que con la pendiente se determina tanto el signo de los portadores de carga eléctrica dominantes como la densidad efectiva de trampas. Es por esta razón, que en este trabajo se emplea la técnica de acoplamiento de dos ondas, porque proporciona más información que la otra técnica.

Para concluir con este modelo "standard", podemos observar que si $N_A \ll N_D$ entonces el término $N_A \approx \frac{(N_D - N_A)N_A}{N_D}$ será el único parámetro libre a ajustar en la Ec. (10).

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

FIGURAS DE MÉRITO DEL FENÓMENO FOTOREFRACTIVO

En estado estacionario, el cambio de índice de refracción debido al efecto fotorefractivo prácticamente no depende de la intensidad de la luz incidente, sino únicamente de su distribución espacial. En general, los cambios del índice de refracción en los materiales fotorefractivos son relativamente grandes, $\Delta n \sim 10^{-3}$, empleando intensidades del orden de mW/cm^2 , e incluso hasta del orden de $\mu W/cm^2$. Es muy interesante contrastar estas intensidades con aquellas que se requieren para modificar el índice de refracción en los materiales tipo Kerr, porque en los medios no lineales ordinarios se necesitan intensidades del orden de MW/cm^2 para producir cambios de índices apenas apreciables. En la siguiente tabla, se comparan algunas de las diferencias más significativas entre ambos grupos de medios ópticos no lineales:

| <i>Características</i> | Materiales no lineales (ordinarios) | Materiales fotorefractivos |
|---|--|------------------------------------|
| Campos eléctricos causantes | Campos de radiación electromagnética | Campos de carga eléctrica espacial |
| Intensidad luminosa necesaria | $\sim kW/cm^2$ | $\sim mW/cm^2$ |
| Tiempo típico de respuesta | 10^{-14} seg. | $10^{-3} - 10^3$ seg. |
| Localización del efecto con respecto a la intensidad luminosa | Local | No local |

Los tiempos de respuesta de grabado y de borrado de las redes fotorefractivas han sido estudiados teóricamente, a través de modelos tales como el de Kukhtarev [4]. Usando dicho modelo, se puede analizar la contribución de los cuatro procesos fundamentales que están involucrados en el efecto fotorefractivo: 1) Fotoexcitación de los portadores de carga, 2) transporte, 3) atrapamiento de las cargas y 4) modulación del índice de refracción a través del efecto Pockels. Debido a que se requiere la participación de un gran número de portadores de carga eléctrica, algunas veces se dice que el efecto fotorefractivo es un fenómeno macroscópico. Adicionalmente, el fenómeno fotorefractivo es un proceso relativamente lento a intensidades de luz bajas.

Aunque cada uno de los procesos mencionados impone un límite teórico a la respuesta temporal del efecto fotorefractivo, el límite más importante viene determinado por la fotogeneración de los portadores de carga, la razón de generación de cargas, y no tanto por los mecanismos de transporte. Una vez formada la red, y suponiendo que las impurezas ionizadas son térmicamente estables, la modulación de índices persistirá aún cuando el material deje de ser iluminado y la rapidez a la que decae esta red en oscuridad será proporcional al tiempo de relajación dieléctrica. El borrado de esta red de índices puede ser más rápido si se ilumina homogéneamente al cristal, borrado óptico, o por calentamiento de la muestra, borrado térmico; en ambas formas se induce un desatrapamiento más acelerado de las cargas eléctricas y, por tanto, de la destrucción en la distribución de la carga eléctrica espacial.

El registro en la evolución temporal de la intensidad difractada por la red conforme ésta se está formando en el interior del cristal, cinética de grabado, o cuando se borra mediante iluminación homogénea o por calentamiento, cinética de borrado, proporciona información muy útil sobre los parámetros microscópicos del material [9,27], tales como sección eficaz de fotoionización, razón de captura de los portadores de carga eléctrica, movilidad eléctrica, etc.

Como ya se mencionó, todos los materiales electroópticos que posean donadores y aceptores deben presentar, en principio, efecto fotorefractivo. Sin embargo, la utilidad del fenómeno fotorefractivo dependerá de las características particulares de cada material, lo que viene determinado por las siguientes figuras de mérito:

1. *Rango dinámico.* Determina el cambio máximo que se puede producir en el índice de refracción. Existen dos factores importantes que limitan el rango dinámico: el primero es la densidad de las trampas, tanto vacías como ocupadas, y el segundo es la condición de equilibrio que el campo eléctrico de carga espacial alcanza, o que debería alcanzar.
2. *Tiempo de grabado y de borrado.* Tiempo de formación de las rejillas y tiempo de destrucción de las mismas, mediante borrado óptico o térmico.
3. *Tiempo de almacenamiento.* Se refiere al tiempo necesario para que se borre una red fotorefractiva en oscuridad.

4. *Sensibilidad fotorefractiva.* Existen dos definiciones*. A) Teóricamente, es el cambio de índice de refracción por energía absorbida por unidad de volumen; describe la densidad de energía que se requiere para producir un cierto cambio en el índice de refracción. B) En un sentido práctico, es el cambio de índice de refracción por energía incidente, no absorbida, por unidad de volumen; describe la densidad de energía absorbida que se necesita para producir 1% de eficiencia de difracción a través de 1 mm de espesor.

* En la práctica se manejan otras dos: 1) es el cambio en la eficiencia de difracción por energía absorbida por unidad de volumen y 2) es el cambio en la eficiencia de difracción por densidad de energía incidente para un espesor unitario del medio

5. *Desfase entre patrones de luz y rejillas de difracción.* Aunque la situación ideal indica que el desfase entre la distribución de intensidad de la luz y las rejillas de índice de refracción debe ser $\pi/2$, en la realidad los materiales con respuesta óptica local presentan corrimientos de fase transitorios, principalmente si los tiempos de grabación son comparables con el tiempo de decaimiento de las rejillas; es decir, que en estas condiciones el desfase entre los haces cambia y esta variación puede llegar a ser dependiente de la intensidad de los haces, como consecuencia los patrones de luz se deforman, se inclinan y se curvean, a lo largo de la muestra.

6. *Dependencia en la frecuencia espacial.* Debido a que la condición de Bragg permite contar con un gran intervalo de selectividad tanto angular como en longitud de onda incidente, se puede lograr que hologramas individuales se superpongan o se graben en el mismo volumen de material. En principio, hasta 1000 hologramas pueden superponerse con una variación angular de 0.1 rad en un volumen de 1 cm^3 .

7. *Resolución.* La resolución espacial fotorefractiva está limitada por la distancia que existe entre las trampas o impurezas. Frecuencias espaciales de rejillas de difracción de hasta 10^5 cm^{-1} , es decir $\sim 0.1 \mu\text{m}$, en teoría tienen que ser resueltas durante el proceso de grabación, mientras que la sensibilidad fotorefractiva debería ser independiente de esta frecuencia espacial. Por ejemplo, si se desea obtener un cambio de índice de refracción de 2×10^{-5} con un espaciamiento de rejillas de $1 \mu\text{m}$, entonces será necesario que el material tenga una densidad de trampas de 10^{15} cm^{-3} , esto representa una distancia promedio de 100 nm entre las trampas, que es un orden de magnitud más pequeño que el espaciamiento de las rejillas. En estas condiciones, cualquier holograma puede grabarse a dicha frecuencia espacial, pero también es muy probable que el holograma presente *ruido óptico*, debido al esparcimiento de la luz a causa de las fluctuaciones de los portadores de carga eléctrica reatrapados. Ahora bien, si disminuimos el espaciamiento de las rejillas para tratar

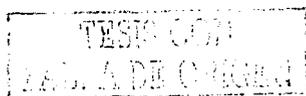
de minimizar este ruido, también lo hará el cambio en el índice de refracción; por esta razón, es muy común y deseable dopar a los materiales fotorefractivos. Concentraciones por arriba de 10^{18} cm^{-3} se consiguen relativamente muy fácil, y así poder disminuir la distancia promedio entre las trampas que puede ser hasta de 10 nm.

8. *Razón de señal-ruido.* El principal factor que afecta fuertemente a esta relación es el esparcimiento óptico ("scattering"); esto ocurre porque cualquier cristal electroóptico fotoconductor al exponerlo a un haz de luz, los defectos o impurezas del medio esparcirán parte del haz, produciendo ondas esféricas que interferirán con el haz original. Entonces, el patrón de interferencia que resulte se registrará como un cambio de índice de refracción, y los haces sufrirán refracción y difracción, simultáneamente. Como resultado, se formarán patrones de esparcimiento cada vez más complicados, cuyo efecto neto es un ruido óptico en las imágenes durante el proceso de grabación y de lectura, disminuyendo por tanto su eficiencia de difracción.

Como ilustración en la siguiente tabla mostramos sólo algunas de las figuras de mérito típicas para cuatro materiales fotorefractivos:

| <i>Material</i> | Sensibilidad fotorefractiva (mJ/cm^2) | Tiempo de respuesta (seg.) | Tiempo de almacenamiento (seg.) |
|------------------|---|----------------------------|---------------------------------|
| LiNbO_3 | 1000 | 10^2 | 10^5 |
| BaTiO_3 | 60 | 10^0 | 10^3 |
| BSO | 3 | 10^{-3} | 10^{-2} |
| GaAs | 30 | 10^{-5} | 10^{-4} |

Muchos de los materiales que presentan efecto fotorefractivo son ópticamente anisotrópicos a temperatura ambiente. Por ejemplo, los cristales ferroeléctricos más comunes, tales como KNbO_3 , BaTiO_3 , LiNbO_3 , LiTaO_3 , etc., son fuertemente birrefringentes, mientras que los cristales de la familia de los paraeléctricos, BSO, BGO, etc., que son ópticamente muy activos, no son birrefringentes pero en presencia de campos eléctricos aplicados externamente sí presentan birrefringencia. Por otro lado, si la polarización de la onda óptica incidente y difractada son diferentes, entonces la relación de Bragg será más complicada que en el caso de la difracción ordinaria; precisamente esto es lo que ocurre en los materiales ópticamente anisotrópicos.



TÉCNICAS PARA OBTENER PARÁMETROS ÓPTICOS NO LINEALES

Hay varias técnicas que permiten calcular parámetros ópticos no lineales en materiales ópticos tipo Kerr, entre las cuales están: la interferometría no lineal, la mezcla de cuatro ondas degeneradas, la mezcla de tres ondas aproximadamente degeneradas, la rotación elipsoidal, la medición de distorsiones de un haz, etc. Los primeros tres métodos son potencialmente muy sensibles, pero requieren de montajes relativamente complejos, mientras que los otros métodos además de no presentar gran sensibilidad demandan de un análisis muy detallado de la onda propagada. No obstante, existe una técnica llamada z-scan que presenta gran resolución y a la vez su montaje es comparativamente más sencillo. A continuación explicamos brevemente esta técnica, que también hemos empleado en esta Tesis.

TÉCNICA DE Z-SCAN

Cuando un haz de luz con perfil inhomogéneo en intensidad, digamos un haz gaussiano, se propaga a través de un material no lineal convencional tipo Kerr, $n = n_0 + \chi$, entonces el índice de refracción en la región de propagación dentro del material se modifica [35]. Como resultado de esta respuesta óptica no lineal, por resonancias electrónicas, y suponiendo un coeficiente no lineal χ positivo, el índice de refracción en dicha región será mayor en el centro que en la periferia; en consecuencia esta región del medio se comportará como si fuera una lente positiva con su propio punto focal. Si el espesor del medio es delgado el enfocamiento ocurrirá fuera del material, pero si el medio es suficientemente ancho, o si la intensidad de luz es muy grande, entonces el punto focal estará dentro de la muestra que por lo regular produce daños irreversibles. A este efecto se le llama *autoenfocamiento*, o *autodeseñocamiento* en el caso de que el coeficiente no lineal χ fuera negativo.

Si el esparcimiento, debido a la difracción que sufre un haz al propagarse dentro del medio óptico no lineal, cancela totalmente al autoenfocamiento entonces lo que se observará será un perfil sin variación en intensidad dentro de la muestra, proceso denominado *autoatrapamiento de luz*. En el caso de un sólo pulso de luz, cancelándose mutuamente el autoenfocamiento y la dispersión de la velocidad de grupo, se dice que se forma un *solitón espacial* [36].

Por otro lado, si un haz de luz con sección transversal inhomogénea en intensidad, supongamos nuevamente un haz gaussiano, se propaga dentro de un medio puramente fotorefractivo se inducirá un cambio inhomogéneo en el índice de refracción, pero en este caso, a diferencia de los medios no lineales convencionales tipo Kerr, el origen de esta alteración en el índice de refracción se debe completamente a una redistribución determinada de cargas eléctricas [37].

La técnica conocida como z-scan, barrido-z, propuesta originalmente por Sheik-Bahae *et al* [38] precisamente se basa en los conceptos anteriores. Es un método muy sencillo y elegante para determinar coeficientes ópticos no lineales, en particular se pueden obtener tanto el signo como la magnitud de la parte real e imaginaria de las susceptibilidades eléctricas no lineales a tercer orden, para cualquier medio óptico no lineal tipo Kerr.

Esta técnica se ha utilizado en una amplia variedad de experimentos para determinar índices de refracción no lineales en sólidos, líquidos ordinarios, cristales líquidos y otras sustancias. Básicamente, la configuración emplea un haz de láser, una lente, un diafragma como apertura y al menos un fotodetector, figura 17.

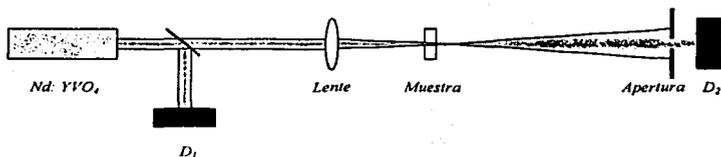


Figura 17. Arreglo experimental para la técnica de z-scan,, en donde D_1 y D_2 son fotodetectores.

El método consiste en trasladar la muestra dentro de la región focal de la lente a lo largo de la propagación del haz, registrando la intensidad de luz transmitida a campo lejano, difracción Fraunhofer, como función de la posición del material. Las propiedades ópticas no lineales se pueden deducir a partir de la relación entre las transmitancias y la posición de la muestra.

El tratamiento que emplearon Sheik-Bahae *et al* [38] para obtener esta dependencia fue una descomposición gaussiana sobre la intensidad transmitida a campo lejano, para analizar los efectos de la respuesta óptica no lineal de la muestra. Un rasgo esencial de este tratamiento, a priori, es de que asume una interacción de tipo local, respuesta instantánea, entre el campo de radiación y el material, es decir que la susceptibilidad eléctrica es función únicamente de la intensidad local.

Sin embargo, varios mecanismos pueden contribuir con la no-linealidad óptica y, en general, algunos de ellos pueden ser de tipo no local, como ocurre en los cristales líquidos nemáticos en donde la reorientación de las moléculas inducida por el campo óptico es de tipo no local, tal y como sucede en los sistemas en donde la difusión térmica juega un papel dominante, ya que el perfil espacial de temperatura puede diferir significativamente del perfil de la intensidad del haz.

Las ecuaciones de variación de intensidad I y de la fase $\Delta\varphi$ dentro de la muestra son:

$$\frac{dI}{dz'} = -\alpha(I)I, \quad \frac{d(\Delta\varphi)}{dz'} = \Delta n(I)k. \quad (13)$$

Donde α es el coeficiente de absorción de la muestra que incluye términos lineales y no-lineales, z' es la coordenada de propagación del haz en la muestra, k es el número de onda del haz incidente y Δn es la variación del índice de refracción debido a la intensidad I dentro de la muestra. Para sustancias que poseen simetría de inversión, y en donde la no-linealidad local cúbica tanto espacial como temporal es el efecto predominante, el índice de refracción no lineal n_2 y el coeficiente de absorción no lineal α_2 vienen dadas por:

$$n = n_0 + \frac{1}{2} n_2 E^2 = n_0 + I\gamma,$$

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha_2 E^2 = \alpha_0 + I\beta.$$

Aquí n es el índice de refracción de la muestra, incluyendo términos lineales y no-lineales, n_0 es el índice de refracción lineal, $E[\text{egs}]$ es la amplitud de campo eléctrico, $I[\text{MKS}]$ es la intensidad del haz incidente y α_0 es el coeficiente de absorción lineal. Además, se tiene que:

$$n_2(\text{esu}) = \frac{cn_0}{4\pi} \gamma(\text{MKS}),$$

Siendo $c[\text{MKS}]$ la velocidad de la luz en el vacío

$$\alpha_2(\text{esu}) = \frac{\lambda_0}{4\pi} \beta(\text{MKS}),$$

Siendo $\lambda_0[\text{MKS}]$ la longitud de onda del haz en el vacío

Si se emplea un haz gaussiano, con distribución de campo eléctrico TEM₀₀, entonces la solución de las ecuaciones (13) para el campo eléctrico E_z a la salida de la muestra es:

$$E_z(z, r) = E_0 \frac{\omega_0}{\omega(z)} \exp\left(-\frac{L\alpha}{2}\right) \exp\left[-\frac{r^2}{\omega^2(z)} - i\frac{kr^2}{2R(z)}\right] \exp\left\{-i\Delta\varphi_0 \exp\left[-\frac{2r^2}{\omega^2(z)}\right]\right\}.$$

Siendo z la posición de la muestra a partir del punto focal, E_0 la amplitud de campo eléctrico de radiación en el foco, ω_0 el radio mínimo de cintura del haz en $z=0$ ("*minimum beam waist radius*"), L el espesor de la muestra, r la distancia radial a partir del eje del haz, ω el radio de cintura del haz ("*beam waist radius*") dada por $\omega^2(z) = \omega_0^2 \left(1 + \frac{z^2}{z_0^2}\right)$. Además, $R(z)$ es el radio de curvatura del frente de onda expresada como $R(z) = z \left(1 + \frac{z_0^2}{z^2}\right)$, $z_0 \approx \frac{k\omega_0^2}{2}$ es la longitud de difracción del haz llamado a veces parámetro confocal del haz, longitud de Rayleigh de radio $\approx \omega_0$, $k = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ es el número de onda y $\Delta\varphi_0$ es el cambio de fase experimentado a cualquier posición z sobre el eje del haz.

En la solución anterior, el primer exponencial representa la atenuación del haz debido a la absorción, el segundo exponencial expresa tanto la distribución de amplitud del campo eléctrico a partir del eje como de las variaciones de fase intrínsecas de los frentes de onda uniformemente radiales, y el tercer exponencial es el término que contiene la fase no lineal $\Delta\varphi_0$, corrimiento de fase, a la salida de la muestra cuya distribución sigue un perfil gaussiano. Esta última amplitud de fase no lineal está modulada por el tamaño del haz ("*beam waist*") dada por:

$$\Delta\varphi_0 = \frac{kL_{ef}\lambda_0}{\left(1 + \frac{z^2}{z_0^2}\right)} = \frac{\Delta\Theta_0}{\left(1 + \frac{z^2}{z_0^2}\right)}. \quad (14)$$

En donde, $\Delta\Theta_0$ es el corrimiento de fase, o fase no lineal, en el punto focal sobre el eje de propagación, L_{ef} se denomina espesor efectivo de la muestra dada por $L_{ef} = \frac{1 - \exp(-L\alpha)}{\alpha}$, I_0 es la intensidad de radiación en el punto focal y que, despreciando las pérdidas por reflexión de Fresnel,

representa la intensidad máxima dentro de la muestra. El análisis más típico de esta técnica se basa en el llamado método de descomposición gaussiana, propuesto por Weaire *et al* [39], el cual el campo eléctrico en el plano de la apertura se calcula como una suma infinita de haces gaussianos. El tamaño de la apertura S suele definirse como el cociente de la intensidad registrada con apertura entre la intensidad sin apertura, condición de apertura cerrada.

Ahora bien, si el cambio de fase no lineal fuera suficientemente pequeño, $\Delta\Theta_0 < \pi$, entonces se pueden despreciar los términos de segundo y de mayor orden al calcular el campo eléctrico en $r = 0$, obteniendo que las transmitancia normalizadas, definidas como el cociente de la intensidad en cada posición entre la intensidad registrada fuera de la longitud de Rayleigh o longitud de difracción, vienen dadas por [38]:

$$T(z) = 1 + \Delta\Theta_0 \frac{4x}{(x^2 + 1)(x^2 + 9)} \quad (15)$$

En donde se define que $x = \frac{z}{z_0}$, y el comportamiento cualitativo descrito por esta Ec. (15) para el caso $\gamma > 0$ es como en la figura 18.

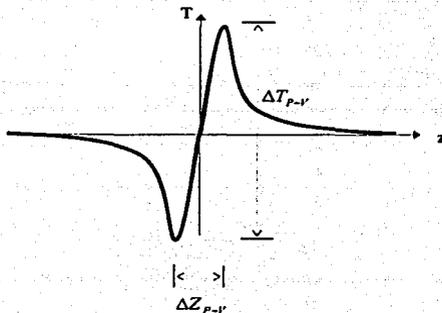


Figura 18. Comportamiento cualitativo de las transmitancias con apertura, técnica de z-scan.

Por el contrario, si $\gamma < 0$ el comportamiento es de la misma forma de la figura 18, pero con una rotación alrededor del eje vertical.

Bajo las aproximaciones anteriores, junto con la condición de que $L < z_0$, entonces la variación de la transmitancia entre pico y valle, ΔT_{p-v} , y la variación de la distancia sobre el eje- z también entre pico y valle, ΔZ_{p-v} , están dadas por:

$$\Delta T_{p-v} = 0.406(1-S)^{0.25} \Delta \Theta_0 \quad (16)$$

$$\Delta Z_{p-v} = 1.717 z_0 \quad (17)$$

Esto se cumplirá para variaciones de transmitancias de alrededor del 20%, que corresponden a corrimientos de fase menores que 180° .

Otra gran ventaja que tiene la técnica z-scan es que al no colocar ninguna apertura, $S = 1$, apertura abierta, ver figura 17, y si el material presenta absorción multifotónica o saturación de absorción se pueden obtener los coeficientes de absorción no lineal.

Las transmitancias normalizadas, después de realizar nuevamente el método de descomposición gaussiana, ahora vienen dadas por [38]:

$$T = 1 - \frac{q_0}{2} \quad (18)$$

En donde se define que $q_0 = \frac{\beta L_{eff} I_0}{1 + \frac{z^2}{z_0^2}}$, y la forma cualitativa de esta Ec. (18) para el caso $\beta > 0$

es como en la siguiente figura 19.



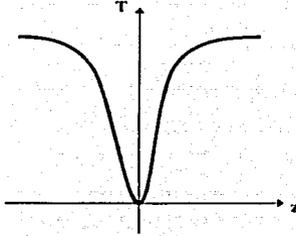


Figura 19. Comportamiento cualitativo de las transmitancias sin apertura, técnica de z-scan.

Por su parte, si $\beta < 0$ la gráfica es de la misma forma de la figura 19, pero con una rotación alrededor del eje horizontal.

Finalmente, la susceptibilidad eléctrica compleja no lineal a tercer orden la podemos obtener a través de la siguiente expresión [40]:

$$\chi^{(3)} = \chi_R^{(3)} + i\chi_I^{(3)}.$$

En donde

$$\chi_R^{(3)} = 2n_o^2 \epsilon_o c \gamma. \quad (19A)$$

$$\chi_I^{(3)} = \frac{n_o^2 \epsilon_o c \lambda}{2\pi} \beta. \quad (19B)$$

De esta manera, se puede determinar, en parte, las propiedades ópticas de cualquier medio óptico no lineal tipo Kerr, empleando la técnica de z.scan.

CAPÍTULO III

RESULTADOS Y ANÁLISIS

NIOBATO DE POTASIO—UN MATERIAL ELECTROÓPTICO NO LINEAL

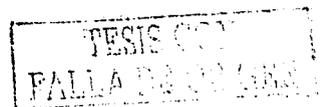
- $\text{KNbO}_3: \text{Cr}$

ESPECTROSCOPIA ÓPTICA

TÉCNICA DE Z-SCAN

ACOPLAMIENTO DE DOS ONDAS

- GANANCIA FOTOREFRACTIVA
 - TEORÍA DE ACOPLAMIENTO DE DOS ONDAS—*MODELO ANISOTRÓPICO*
 - EFICIENCIA DE DIFRACCIÓN
-



NIOBATO DE POTASIO- UN MATERIAL ELECTROÓPTICO NO LINEAL

El cristal niobato de potasio, KNbO_3 , es un material electroóptico no lineal que presenta una polarización eléctrica espontánea. Es un cristal óxido ferroeléctrico tipo perovskita, que tiene un grupo espacial $Bmm2$ y una estructura cristalina ortorrómbica a temperatura ambiente, por tanto se trata de un cristal biaxial. Si tomamos como referencia al cubo de la estructura ideal perovskita, figura 20, la orientación de los ejes cristalográficos ortorrómbicos serán así: el eje-a en la dirección $[101]$, el eje-b en la dirección $[010]$ y el eje-c en la dirección $[101]$; además el eje-c positivo por definición se considera que apunta en la misma dirección que la polarización eléctrica espontánea. Es por esta elección de los ejes que el cristal tiene un grupo espacial $Bmm2^*$, debido a que la cara-b de la celda unitaria ortorrómbica no primitiva ahora queda centrada [42].

**Existe otra convención [41] en la que los ejes a y b se intercambian, por ende el grupo espacial es $Amm2$; sin embargo es mucho más frecuente emplear la convención de la figura 20.*

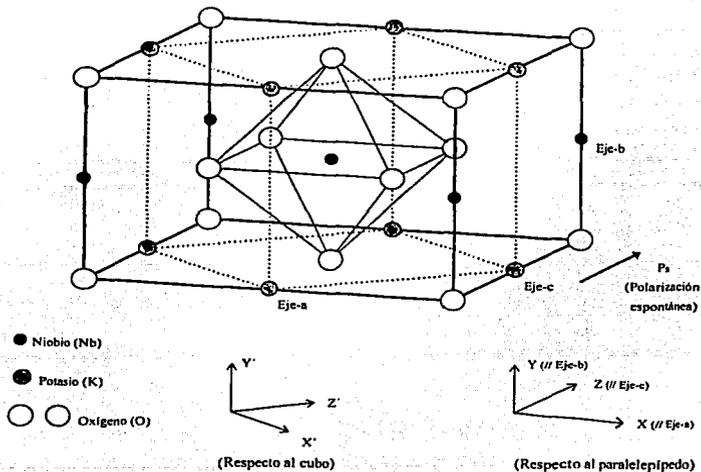


Figura 20. Estructura cristalina tipo ortorrómbica del dieléctrico KNbO_3 a temperatura ambiente.

Desde el descubrimiento de este material [43], que es una solución sólida, se han hecho grandes esfuerzos por tratar de obtener muestras con mejores calidades ópticas. Durante el proceso de crecimiento (a partir de una mezcla de $K_2O-Nb_2O_5$) y enfriamiento, el niobato de potasio sufre varias transiciones de fase estructural: fase cúbica por arriba de los $1000^\circ C$ pasando por la fase tetragonal, ortorrómbica y romboédrica alrededor de 418 , 223 y $-50^\circ C$, respectivamente. El primer diagrama de fases para este material lo reportaron Reisman *et al* [44], mientras que la composición peritética del fundido lo determinaron con mejor precisión Flückiger *et al* [45], figura 21.

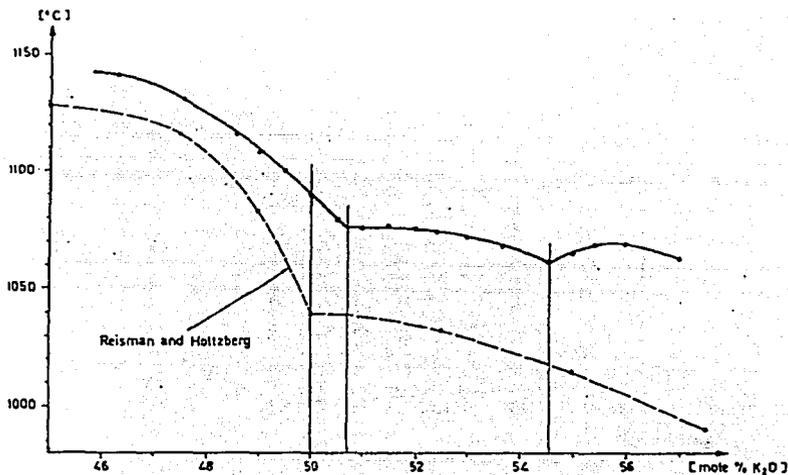


Figura 21. Diagrama de fases para el sistema $K_2O-Nb_2O_5$, entre 46 y 57 % de K_2O (mol), según Flückiger [45].

Las primeras muestras de KNbO_3 se obtenían con 60% (mol) de K_2O en el fundido inicial no estequiométrico, pero posteriormente Xing *et al* [46] encontraron que entre 51.7 y 53% de K_2O es el intervalo más adecuado para la composición de partida.

Los parámetros de red correspondientes, figura 20, para este cristal son $a_0 = 0.56896$ nm, $b_0 = 0.39692$ nm y $c_0 = 0.57256$ nm [42,47]. Además, dada la convención de la figura 20, se encuentra que los índices de refracción cumplen con que $n_b > n_a > n_c$ dentro del intervalo espectral visible.

En general, los ferroeléctricos que contienen oxígenos formando octaedros presentan no solamente respuestas ópticas no lineales elevadas, sino que sus propiedades electroópticas, acústicas y acustoópticas también son interesantes [48]. Los cristales con la estructura más simple dentro de esta familia de materiales pertenecen a la clase perovskita, tales como SrTiO_3 , BaTiO_3 , KNbO_3 , etc.

En el caso particular del niobato de potasio, ha surgido un interés especial en este cristal para utilizarlo en muchas aplicaciones ópticas no lineales, electroópticas y fotorefractivas, gracias a su notable polarización eléctrica espontánea, a sus grandes susceptibilidades eléctricas no lineales, a su alta densidad de empaquetamiento de oxígenos, a sus elevados coeficientes electroópticos y fotoconductivos y a la posibilidad de obtener muestras de dominio simple relativamente grandes [48].

Por ejemplo, aprovechando sus coeficientes de susceptibilidad eléctrica a segundo orden, junto con la posibilidad de conseguir con relativa facilidad la condición de ajuste de fase óptica ("*phase matching*"), se puede emplear como doblador de frecuencia para láseres de diodo de baja potencia cerca de 860 nm, para láseres de Zafiro:Ti en el intervalo 850-1000 nm y para láseres de Nd:YAG en 1064 nm. Además, se puede colocar dentro de osciladores paramétricos ópticos, bombeado por ejemplo con un láser de Nd:YAG en su línea fundamental o de segundo armónico, para producir radiación sintonizable en la región del infrarrojo cercano (0.7-3 μm), entre otras aplicaciones [9,27].

KNbO₃: Cr (NIOBATO DE POTASIO DOPADO CON CROMO)

La muestra que analizamos en esta Tesis (niobato de potasio dopado con cromo) fue crecida, cortada y orientada, a lo largo de sus ejes cristalográficos, en el instituto de investigación ETH (Eidgenössische Technische Hochschule) Zürich, Suiza.

Se obtuvo mediante la técnica de Czochraski, es incoloro y las características dimensionales de este monocristal, dopado en solución sólida con óxido de cromo de 4000 ppm en el fundido inicial, son las siguientes:

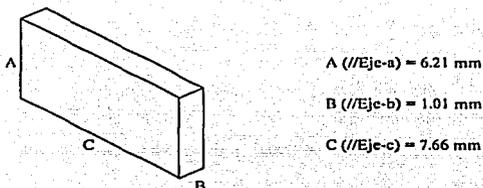


Figura 22. Dimensiones físicas de la muestra KNbO₃: Cr, para ser caracterizada ópticamente en esta Tesis.

Es conveniente reiterar que el eje-c positivo apunta, por definición, en la misma dirección que la polarización eléctrica espontánea, debido a que será importante tomar en cuenta dicho eje óptico dentro de las técnicas que se emplearon en este trabajo.

RESULTADOS Y ANÁLISIS

Con el fin de lograr una optimización y un mayor control sobre las propiedades fotorefractivas de estos materiales, para sus aplicaciones, se requiere de un conocimiento detallado de los procesos microscópicos involucrados [49]. En particular, es necesario contar con una amplia información de los centros proveedores de carga eléctrica, de las trampas, de los procesos de fotoexcitación y de los mecanismos de transporte presentes, entre otros, ya que tanto el efecto fotoconductor, el efecto fotovoltaico y la generación de los campos eléctricos internos, debidos a una redistribución de las cargas eléctricas fotoinducidas, están íntimamente correlacionados con los defectos y con la estructura cristalina del material.

Como ya se mencionó en el capítulo I, los experimentos que se basan en el fenómeno fotorefractivo, tales como la mezcla de dos ondas, la mezcla de cuatro ondas, la conjugación óptica de fase, etc., suministran aspectos muy importantes sobre las impurezas y defectos implicados precisamente con el efecto fotorefractivo. Por esta razón, a continuación presentamos los resultados experimentales que se obtuvieron en este trabajo basados en la espectroscopía óptica, espectros de absorción en el intervalo óptico, en la técnica de z-scan y en la técnica de acoplamiento de dos ondas, para analizar los procesos más relevantes relacionados con el efecto fotorefractivo que ocurre en nuestro cristal electroóptico: $\text{KNbO}_3:\text{Cr}$ (niobato de potasio dopado con cromo).

Hacemos mención que el modelo "standard", considerado tradicionalmente en la técnica de acoplamiento de dos ondas, ver pag. 39, no se ajustó completamente a nuestros datos experimentales, por lo que hemos hecho un desarrollo alternativo con el fin de obtener nuestra propia expresión. La ecuación que obtuvimos pudo interpretar apropiadamente el comportamiento del efecto fotorefractivo que ocurre en nuestro cristal; dicho desarrollo se muestra posterior a los resultados experimentales al emplear la técnica de acoplamiento de dos ondas.

ESPECTROSCOPIA DE ABSORCIÓN ÓPTICA

Para los espectros de absorción óptica, hemos utilizado luz polarizada en dos diferentes direcciones respecto al eje óptico del cristal, ya que se trata de un material ferroeléctrico. De esta forma, se puede obtener alguna información referente a la simetría, ordenamiento y separación de energías de los niveles electrónicos de los defectos en el material [49]. Por otro lado, se sabe que en un medio con defectos puntuales, las bandas ópticas (de luminiscencia y/o de absorción) que se observen, no sólo corresponderán a las transiciones entre los niveles discretos de una imperfección, sino que también estas bandas pudieran asociarse con las transiciones desde o hacia los niveles de la banda de conducción o de valencia.

Para ello, utilizamos un espectrofotómetro Perkin-Elmer, en el cual adaptamos polarizadores de tipo Glan-Thompson a su salida. En la figura 23 mostramos los espectros de absorción que obtuvimos dentro del intervalo de radiación 500-3000 nm, con polarización paralela al eje óptico; más adelante se muestran ambas direcciones de polarización.

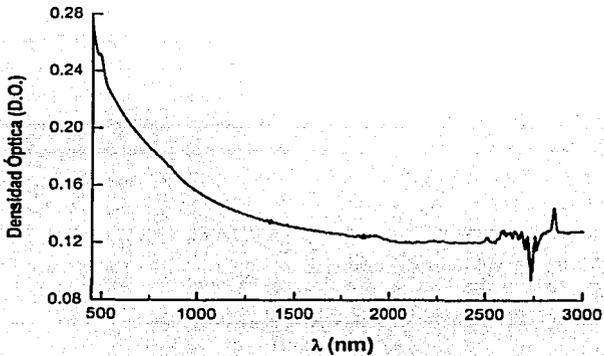


Figura 23. Espectro de absorción para $\text{KNbO}_3:\text{Cr}$, con polarización de luz paralela al eje óptico.

Podemos observar, de la figura 23, que el borde de absorción al parecer empieza alrededor de 500 nm, así como notamos una banda de absorción en 2850 nm y un "ruido" cerca de 2732 nm. Además, como hemos empleado un portamuestra de cuarzo para montar el cristal, mostramos también el espectro de absorción para el cuarzo, figura 24, en donde la relación cuarzo-cuarzo significa que en ambas entradas del espectrofotómetro se colocaron portamuestras de cuarzo; análogamente para cuarzo-aire.

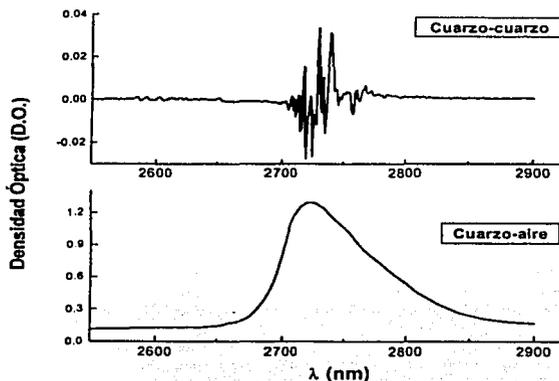


Figura 24. Espectros de absorción para cuarzo-cuarzo y cuarzo-aire.

De esta manera, con la figura 24 podemos explicar el "ruido" que hay en la figura 23. Más adelante, discutiremos la banda de absorción que se encuentra en 2850 nm, capítulo IV. En seguida, mostramos una ampliación de las regiones 2200-2900 nm y 400-850 nm de la figura 23, para dos direcciones del eje óptico del cristal respecto al campo eléctrico E de radiación: E paralelo y perpendicular al eje-c (eje óptico de la muestra).

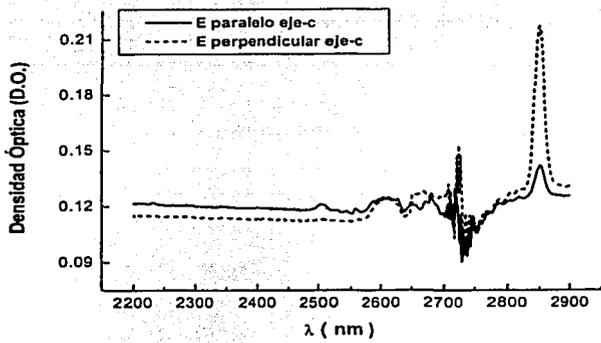


Figura 25. Espectro de absorción para $KNbO_3:Cr$, en dos direcciones cristalinas.

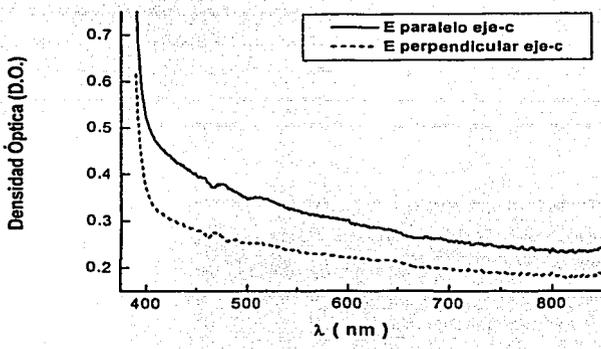


Figura 26. Espectro de absorción para $KNbO_3:Cr$, en dos direcciones cristalinas.

De la figura 26, comprobamos que el borde de absorción ocurre alrededor de 400 nm, y no en 500 nm. Ahora procedemos a calcular los índices de refracción lineal a través de una aproximación de tipo Sellmeier, el cual es un modelo de osciladores de dos términos más un término de corrección en la región infrarroja, cuya expresión a temperatura ambiente está dada por [50]:

$$n^2 - 1 = S_1 \frac{\lambda_0^2 \lambda_1^2}{\lambda_0^2 - \lambda_1^2} + S_2 \frac{\lambda_0^2 \lambda_2^2}{\lambda_0^2 - \lambda_2^2} - D \lambda_0^2.$$

De acuerdo con Zysset *et al* [50], esta ecuación, llamada ecuación de Sellmeier, describe con suficiente precisión los índices de refracción principales a lo largo de los tres ejes cristalinicos para el material niobato de potasio, dentro del intervalo 400-3400 nm. Aquí λ_0 es la longitud de onda de radiación en vacío, S_1 y S_2 indican la fuerza ("strength") de los osciladores en la región UV, λ_1 y λ_2 son las longitudes de onda de los osciladores en la misma región UV, algunas veces se dice que son las posiciones de los términos oscilantes UV, y D es el coeficiente del término de corrección en la región IR. Los parámetros anteriores, teniendo un error máximo del 0.01%, son [50]:

| Eje | S_1 [nm ⁻²] x10 ⁻⁵ | S_2 [nm ⁻²] x10 ⁻⁴ | λ_1 [nm] | λ_2 [nm] | D [nm ⁻²] x10 ⁻⁴ |
|-----|--|--|------------------|------------------|--|
| a | 2.0055 | 1.4984 | 258.19 | 129.11 | 2.5174 |
| b | 1.9373 | 1.3549 | 272.78 | 137.02 | 2.8450 |
| c | 1.6092 | 1.6544 | 255.26 | 119.73 | 1.9433 |

De esta manera, si graficamos la ecuación de Sellmeier, con ayuda de los parámetros anteriores, obtenemos los índices de refracción lineal para el niobato de potasio, el cual mostramos en la figura 27. Estos resultados los estamos calculando para la región de 400-850 nm y a lo largo del eje-b, ya que posteriormente haremos uso de ellos.

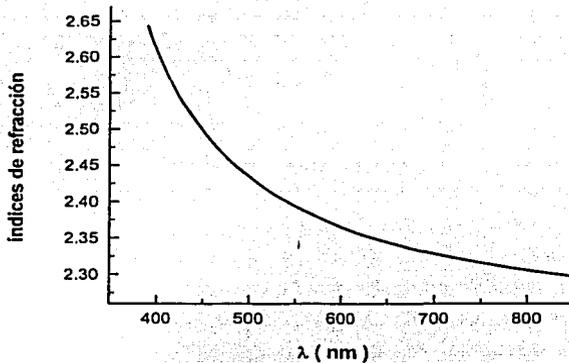


Figura 27. Índices de refracción de la matriz niobato de potasio en la dirección del eje-b, calculados con la ecuación de Sellmeier.

Ahora vamos a determinar los coeficientes de absorción lineal. Como la densidad óptica se define:

$$D.O. \equiv \log_{10} \left\{ \frac{I_0}{I_r} \right\},$$

y ya que la transmitancia y la reflectancia están dados por:

$$T \equiv \left\{ \frac{I_r}{I_0} \right\} = (1 - R)^2 \exp[-L\alpha] \quad \text{y} \quad R = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2},$$

entonces el coeficiente de absorción se expresa mediante:

$$\alpha = \frac{D.O.}{L \log_{10}[e]} + \frac{2 \log_{10}(1-R)}{L \log_{10}[e]}.$$

En la siguiente figura 28, mostramos los coeficientes de absorción que obtenemos con la ecuación anterior y con los datos de la figura 26, para la región 400-850 nm. Nuevamente tenemos dos casos: campo eléctrico de radiación paralelo y perpendicular al eje óptico de la muestra.

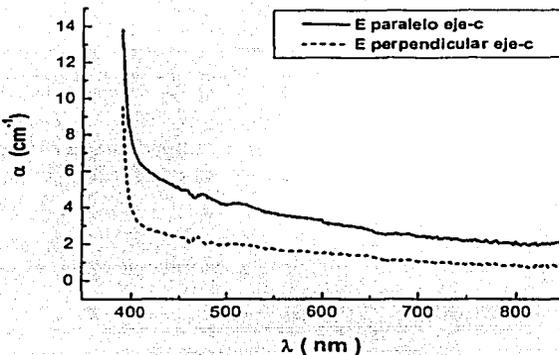


Figura 28. Coeficientes de absorción lineal para $KNO_3:Cr$, en dos direcciones cristalinias.

De esta figura 28, podemos deducir inmediatamente que nuestro cristal presenta un dicroísmo muy marcado; de hecho de las figuras 25 y 26 también se puede observar esta absorción selectiva, absorción asimétrica, de las componentes ortogonales del haz incidente linealmente polarizado. Las pequeñas protuberancias que se observan alrededor de 470 nm, en la figura 28, sólo se deben al cambio de lámpara que ocurrió en el espectrofotómetro.

TÉCNICA DE Z-SCAN

Para esta técnica, ver figura 17, empleamos un láser de Nd:YVO₄ (cw) doblado a 532 nm, una lente convergente de distancia focal 12 cm, un desplazador Oriol (0.01 ± 0.005mm), un diafragma circular y un medidor de potencia Newport 835 que incluye un fotodetector de silicio Newport 818-UV, cuyo intervalo de detección es de 250-1100 nm.

Hemos realizados los barridos con apertura y sin apertura, para registrar los cambios de fase y de intensidad, respectivamente, que experimenta el haz proveniente del láser al atravesar el cristal. Además, debido a la inestabilidad que se detectó en cada medición, a causa de efectos piroeléctricos, entre otros, en las figuras de la 29 a la 34 cada punto representa el promedio de 10 mediciones, desviación estándar.

El eje óptico de nuestro cristal (eje-c), para esta técnica de z-scan, fue perpendicular a la dirección del campo eléctrico de radiación del láser (E//a).

Procedemos, primeramente, a registrar las transmitancias normalizadas como función de la posición, en la condición de apertura abierta (S=1). Recordemos que se define, ver figura 17,

$S = \frac{I_{\text{con Apertura}}}{I_{\text{sin Apertura}}}$ como la apertura que se coloca justo antes del detector.

La potencia de incidencia que usamos fue de 21.5 (± 0.5) mW, mientras que la luz ambiental representaba tan sólo 0.2 μW. El diámetro de la sección transversal del haz del láser fue de 3 mm. Las incertidumbres representadas en las figuras están tomando en cuenta principalmente las variaciones de la potencia del láser, para cada medición promediada.

Los resultados de este barrido sin apertura, condición de apertura abierta, junto con el ajuste realizado mediante la Ec. (18), se muestran en la figura 29.

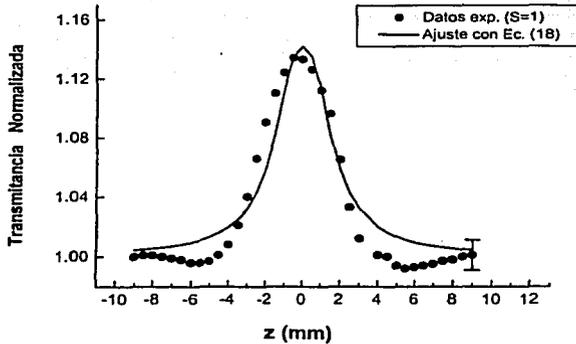


Figura 29. Transmitancias como función de la posición del cristal KNbO_3 : Cr respecto al punto focal, caso sin apertura.

Los valores del coeficiente de absorción no lineal β a segundo orden, del radio mínimo de cintura ("minimum waist") dentro del cristal ω_0 , y de la longitud de dispersión de Rayleigh z_0 que obtenemos con este ajuste, de la Ec. (18), son:

| β [m/W] | ω_0 [μm] | z_0 [mm] |
|-------------------------------|------------------------------|---------------|
| $-9.8 \times 10^{-6} \pm 0.5$ | 18 ± 1 | 1.9 ± 0.5 |

De la figura 29, inmediatamente podemos deducir que nuestro cristal, en estas condiciones, sufre una saturación fotónica a medida que aumenta la intensidad de luz incidente, a medida que se acerca al punto focal; es decir, al aumentar la intensidad disminuye su capacidad de seguir absorbiendo a causa de una saturación fotónica y, como consecuencia, la transmitancia que se registra en el detector se incrementa, de ahí el signo negativo del coeficiente de absorción no lineal β a segundo orden.

Para este mismo caso de apertura abierta hemos observado un comportamiento algo inesperado. Cuando la polarización del campo eléctrico de radiación es perpendicular al eje-c ($E//a$), la transmitancia que registramos es semejante a la figura 29, pero cuando la polarización de radiación del láser es paralela al eje-c ($E//c$), el comportamiento de la transmitancia es totalmente una inversión al de la curva de la figura 29, rotación alrededor del eje horizontal, indicando fuerte dependencia a la polarización y orientación del cristal. En la figura 30, mostramos ambos comportamientos de las transmitancias.

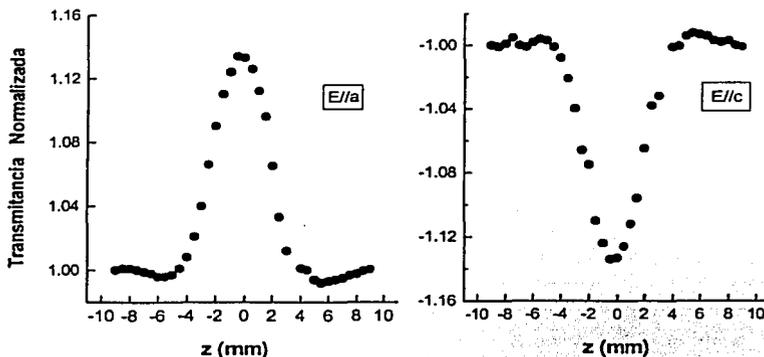


Figura 30. Transmitancias como función de la posición del cristal KNbO_3 : Cr respecto al punto focal, para dos direcciones cristalinas, caso sin apertura.

Se sabe que la función dieléctrica es, en general, una expresión tensorial y compleja [40], pero aquí observamos que la absorción no lineal depende de la polarización del haz, a pesar de que la dirección de propagación es la misma en ambos casos de la figura 30. Naturalmente, esto no es una simple manifestación del dicroísmo porque estamos tratando con una característica óptica no lineal. No obstante, este mismo comportamiento ya lo habíamos observado hace ya un tiempo [51] y, en un principio, pensábamos que había sido a causa de la colocación de nuestra muestra, o bien que el láser no alcanzaba a estabilizarse, o que el detector no estaba ajustado, o que no esperábamos suficiente tiempo entre cada medición con el fin de evitar efectos térmicos, etc. Como parte de los objetivos de este trabajo, analizaremos e interpretaremos esta propiedad englobándolo íntegramente hasta que presentemos los resultados de la técnica de acoplamiento de dos ondas.

Regresando al método de z-scan, ahora usaremos la condición de apertura cerrada, con ayuda del diafragma circular, ver figura 17. El valor de la apertura que empleamos fue de $S=0.1$ y la potencia incidente del láser era de $21.5 (\pm 0.5)$ mW. Los datos que obtuvimos se muestran en la figura 31.

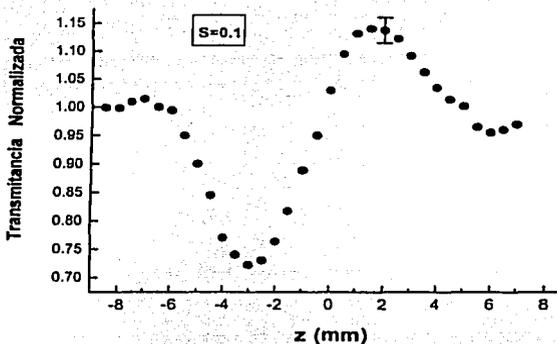


Figura 31. Transmancias como función de la posición del cristal KNbO_3 : Cr respecto al punto focal, caso con apertura.

Los valores del índice de refracción no lineal γ a segundo orden, del radio mínimo de cintura ("minimum waist") dentro del cristal ω_0 y de la longitud de dispersión de Rayleigh z_0 que obtenemos mediante las Ecs. (14), (16) y (17) son:

| γ [m^2/W] | ω_0 [μm] | z_0 [mm] |
|------------------------------------|------------------------------|---------------|
| $3.1 \times 10^{-12} \pm 0.5$ | 21 ± 1 | 2.6 ± 0.5 |

Resulta muy claro que el radio mínimo de cintura ("*minimum waist*") ω_0 y la longitud de dispersión de Rayleigh z_0 son diferentes de aquellos que hemos obtenido para el caso de apertura abierta. Al final de este capítulo analizaremos esta diferencia.

Por su parte, de la figura 31 observamos que bajo estas condiciones el índice de refracción no lineal es una cantidad positiva, porque el comportamiento de la curva presenta primero un valle y después un pico; es decir, nuestro cristal se comporta como una lente convergente, autoenfocamiento. De esta forma, y considerando que $n_o = n_b$, podemos determinar, con las Ecs. (19A) y (19B), las susceptibilidades eléctricas a tercer orden:

| $\chi_R^{(3)}$ [m ² /V ²] | $\chi_I^{(3)}$ [m ² /V ²] |
|--|--|
| $9.5 \times 10^{-14} \pm 0.5$ | $-1.3 \times 10^{-14} \pm 0.5$ |

Mientras que en unidades electrostáticas (ver Apéndice A) son:

| $\chi_R^{(3)}$ [esu] | $\chi_I^{(3)}$ [esu] |
|------------------------------|-------------------------------|
| $6.8 \times 10^{-6} \pm 0.5$ | $-0.9 \times 10^{-6} \pm 0.5$ |

Vamos a analizar, sólo de manera cualitativa, el comportamiento de la distancia pico-valle de la figura 31 como función de la potencia incidente.

En la siguiente figura 32, mostramos nuevamente las transmitancias en función de la posición del cristal, pero a diferentes potencias de luz incidente.

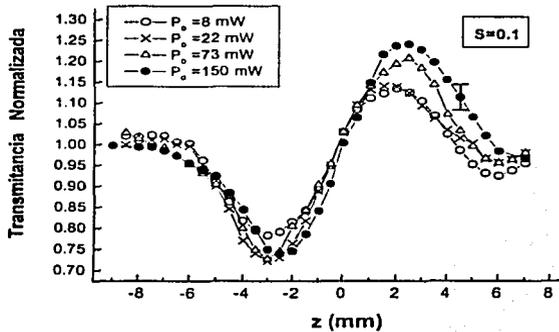


Figura 32. Transmitancias como función de la posición del cristal KNbO_3 : Cr respecto al punto focal, a diferentes potencias de haz, caso con apertura.

Además, en la figura 33, se grafican las distancias verticales pico-valle como función de la intensidad de incidencia máxima, i.e. en el punto focal.

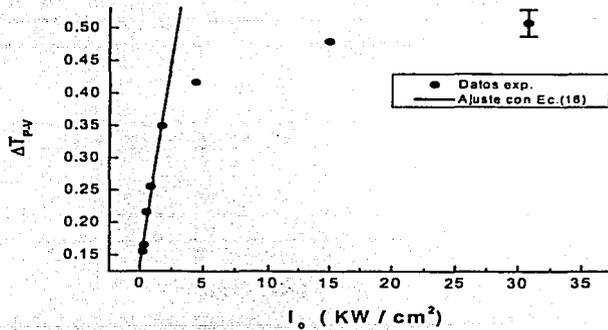


Figura 33. Distancia vertical Pico-Valle de la figura 32, como función de la intensidad máxima del haz.

Cabe señalar que en la figura 33 hay un mayor número de datos comparado con el número de curvas mostradas en la figura 32, debido a que hemos omitido deliberadamente algunas de estas curvas en la figura 32 para no solaparlas y mejorar la ilustración. Además, hemos empleado la expresión $I_o = \frac{2P_o}{\pi\omega_o^2}$ ya que es una de las más empleadas [52]; aquí ω_o es el de la pag 69, porque estamos en el caso con apertura.

De la figura 33, se puede notar claramente que a partir de cierto valor de intensidad incidente el comportamiento de la distancia pico-valle tiende de manera asintótica hacia un valor límite. Adicionalmente, hemos realizado también el ajuste de los puntos de la figura 33 mediante la Ec. (16) pero sólo para los primeros datos, ya que la Ec. (16) representa una función lineal, como se observa en la misma figura 33. Obviamente, lo que siempre se busca de un ajuste es que abarque todos los puntos experimentales.

Con relación a lo anterior, algunos autores [53] explican que dicho comportamiento es una consecuencia de la saturación fotorefractiva. Por otra parte, si graficamos el cambio de fase con respecto a la intensidad, figura 34, podemos comprobar que nuestros datos experimentales cumplen con $\Delta\Theta_o < \pi$.

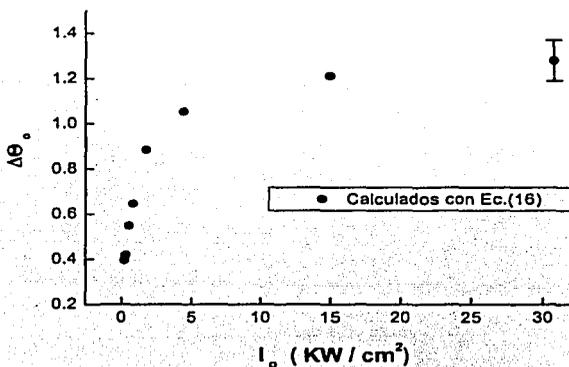


Figura 34. Cambio en la fase que sufre el haz al atravesar el cristal KNbO_3 ; Cr, como función de la intensidad máxima en el material.

De esta manera, aseguramos que los cambios de fase de nuestros datos son efectivamente pequeños, $\Delta\Theta_o \ll \frac{k\omega_o^2}{L}$, que es una de las dos condiciones que se debe cumplir [38] para poder suponer que el perfil de intensidad del haz es constante, a lo largo de la dirección de propagación dentro del medio; la otra condición es de que el camino óptico del haz en el material sea pequeño comparado con la longitud de Rayleigh, $L < z_o = \frac{\pi\omega_o^2}{\lambda}$, la cual también cumplen nuestras condiciones experimentales: $L = 1.01 \text{ mm} < z_o = 2.6 \text{ mm}$.

Para concluir esta parte, recordemos que en el análisis para el caso de apertura cerrada, los autores de esta técnica suponen un medio con absorción no lineal despreciable, deduciendo entonces la Ec. (16). Sin embargo, nosotros creemos que en el caso particular de nuestro cristal ($\text{KNbO}_3: \text{Cr}$) se presenta una absorción no lineal que es no despreciable, por lo que las figuras 32, 33 y 34 en el fondo están superpuestas por la parte imaginaria de la función dieléctrica del material, ya que los valores de ω_o y de z_o que determinamos con y sin apertura no coinciden, ver pag 67 y 69, aún dentro del error experimental. Más aún, no se pudieron ajustar los datos de la figura 31 con la Ec. (15), lo que resulta ser mucho más significativo.

Por lo tanto, podemos afirmar que los valores de los parámetros que hemos determinado, al aplicar la técnica de z-scan, para el caso de apertura abierta $S=1$ son confiables, porque precisamente toda la radiación transmitida se registra en el detector sin que influyan los cambios de fase que sufre el haz. Adicionalmente, podemos argumentar que el comportamiento de la figura 33 se debe no solamente a una saturación fotorefractiva, sino que también existe una contribución muy importante por parte de la absorción no lineal, que presenta nuestro cristal electroóptico no lineal.

ACOPLAMIENTO DE DOS ONDAS

La configuración para esta técnica es como la figura 16. Los haces de escritura provienen del láser Nd:YVO₄ (doblado a 532 nm), el haz de lectura es de un láser de He-Ne (632.8 nm) y las polarizaciones eléctricas se aprecian en la misma figura 16. Como atenuadores se utilizaron filtros neutros espaciales, y como detector se usó un medidor de potencia Newport 835.

Todo el equipo se montó sobre una mesa holográfica, apoyada sobre patas neumáticas accionadas por aire comprimido, a fin de minimizar las posibles vibraciones internas y externas a las que siempre son sensibles este tipo de experimentos.

GANANCIA FOTOREFRACTIVA

Para analizar la transferencia de energía que experimentan los haces incidentes sobre nuestro material, hemos registrado los cambios que ocurren en la intensidad del haz de señal, el haz más débil, como función de los ángulos de incidencia de los haces de escritura, figura 16. Para esta parte todavía no utilizamos el haz de lectura.

Ahora bien, hay que recordar que el espaciado de red, la red de difracción, está relacionado con el ángulo de incidencia de los haces a través de la ecuación de Bragg, Ec. (7), mientras que la ganancia fotorefractiva se obtiene experimentalmente con ayuda de la Ec. (9). De esta manera, hemos medido la ganancia fotorefractiva para dos diferentes direcciones del eje óptico, eje de polarización espontánea, de nuestro cristal, figuras 35 y 36.

Señalamos que, de aquí en adelante, las figuras tendrán a sociadas incertidumbres que oscilan entre el 5 y el 10%, dependiendo de la región de medición, es decir, dependiendo de los ángulos de incidencia de los haces de escritura; esto se debe a que los efectos piroeléctricos serán más notorios, reflejándose en una variación mayor en la lectura del detector, cuando el espaciado de red sea menor, y viceversa.

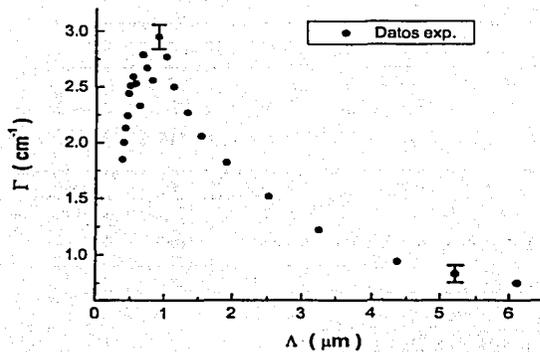


Figura 35. Ganancia fotorefractiva como función del espaciamiento de red, en $\text{KNbO}_3:\text{Cr}$. (Eje-c del cristal como en la figura 16).

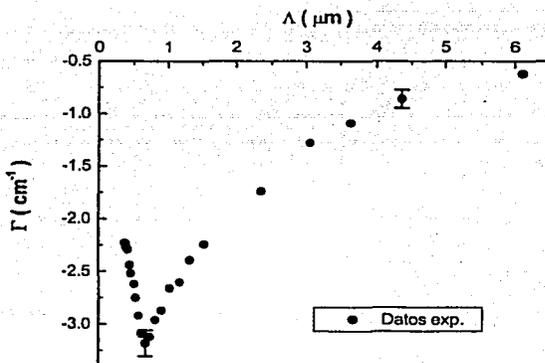


Figura 36. Ganancia fotorefractiva como función del espaciamiento de red, en $\text{KNbO}_3:\text{Cr}$. (Eje-c del cristal contrario al de la figura 16).

Hemos obtenido la ganancia fotorefractiva para dos direcciones de polarización espontánea del material, con el fin de corroborar que, efectivamente, este parámetro depende de la dirección del eje óptico del cristal [54]. Sin embargo, el análisis y la discusión que haremos serán primordialmente sobre la figura 35, debido a que en la práctica es más natural amplificar una señal débil que disminuirla. Entonces, en la figura 35 notamos que hay una contribución mayoritaria de portadores de carga eléctrica con signo positivo (huecos); por el contrario, para la figura 36 se trata de electrones.

Para averiguar qué modulación de los haces de escritura es el más conveniente y qué valor de la intensidad total de los haces debe ser empleado, previo a la figuras 35, hemos obtenido la ganancia fotorefractiva como función de la razón de intensidades de escritura:

$$\xi \equiv \frac{I_d}{I_p},$$

es decir, como función de la densidad óptica del atenuador colocado en cada haz, figura 37. También hemos medido dicha ganancia fotorefractiva como función de la intensidad total de los haces de escritura $I_0 = I_d + I_p$, figura 38.

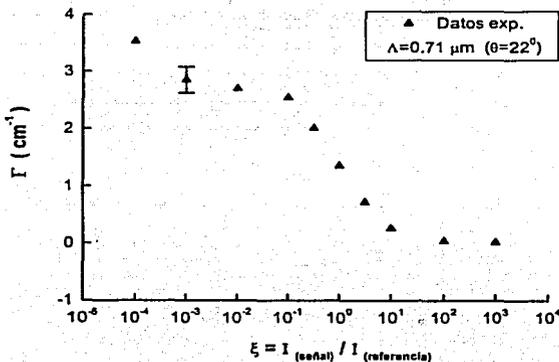


Figura 37. Ganancia fotorefractiva como función de la razón entre los haces de escritura, en $\text{KNbO}_3: \text{Cr}$.

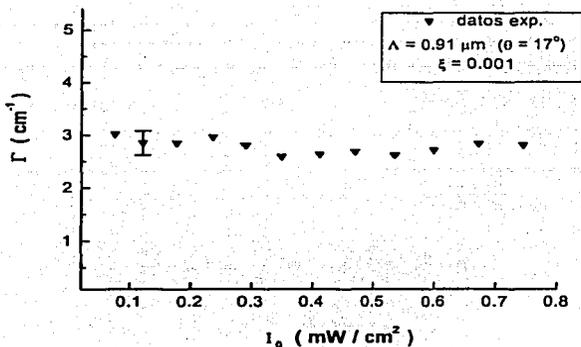


Figura 38. Ganancia fotorefractiva como función de la intensidad total de los haces de escritura, en $\text{KNbO}_3:\text{Cr}$.

De la figura 37, deducimos que el atenuador a usar para obtener la amplificación máxima y que a su vez se pueda detectar el haz de señal, ya que la luz ambiental de nuestro laboratorio era alrededor de $0.2 \mu\text{W}/\text{cm}^2$, debe tener una densidad óptica de aproximadamente 3 ($\xi=10^{-3}$). Por su parte, de la figura 38, notamos que la ganancia fotorefractiva prácticamente no depende de la intensidad total de los haces de escritura, por tanto, no es necesario el empleo de intensidades grandes de los haces, lo que minimiza simultáneamente algunos efectos de tipo térmico.

Por otro lado, con ayuda de la figura 27, los índices de refracción para una longitud de onda de 532 nm resultan ser:

| n_a | n_b | n_c |
|--------|--------|--------|
| 2.3229 | 2.3817 | 2.2034 |

Inmediatamente podemos observar que se cumple $n_b > n_a > n_c$, como debe de ser, ya que se trata de un material birrefringente positivo; la birrefringencia se mide como la diferencia entre el mayor y el menor de los índices.

A continuación, procedemos a ajustar (*con paquete Origin 5.0*) la figura 35 con las Ecs. (10), (11) y (12), debido a que estos ajustes del modelo isotrópico se usan en la literatura. Pero en total, tendremos en esta sección cuatro ajustes: tres de ellos con las Ecs. (10), (11) y (12), y el otro ajuste resultará de sustituir la ganancia fotorefractiva reducida en la Ec. (10).

Primer ajuste.

De la Ec. (10), se tiene que:

$$\Gamma = \frac{q}{e} \cdot r_{ij} \cdot \frac{2\pi n^3}{\lambda_o \cos \theta} \cdot \frac{E_d E_q}{E_d + E_q} \cos(2\theta \cdot \rho),$$

Siendo $E_d = \frac{2\pi}{\Lambda} \cdot \frac{k_B T}{e}$ y $E_q = \frac{e\Lambda \frac{N_A}{N_D} (N_D - N_A)}{2\pi\epsilon_o \epsilon} = \frac{e\Lambda N^*}{2\pi\epsilon_o \epsilon}$.

Pero de acuerdo con Günter *et al* [55], en el efecto fotorefractivo, y para el caso más general, no se deben emplear solamente los coeficientes electroópticos lineales libres de esfuerzos ("*unclamped*"), ni aquellos coeficientes para cuando el cristal está sometido a una tensión o libres de deformación ("*clamped*"), sino que se tiene que calcular y utilizar los denominados *coeficientes efectivos* que dependerán de la simetría y de la orientación particular de cada material. Esto se debe a que, en un material electroóptico, la deformación en forma de una onda plana estática es producida por las propias rejillas del campo eléctrico de carga espacial a través del efecto piezoeléctrico, por lo que el cambio total del índice de refracción se determina considerando tanto a las contribuciones elastoópticas como a las electroópticas libres de deformación ("*clamped*"), además, se debe de tomar en cuenta que los ejes de la indicatriz óptica sufren una rotación a causa de las deformaciones de tipo cortante.

Entonces, dada la geometría que hemos empleado, figura 16, y del cristal que estamos analizando, la constante dieléctrica efectiva que debemos considerar es [56]

$$\epsilon \rightarrow \epsilon_{eff} = 35$$

Por otro lado, es muy común considerar al índice de refracción en la dirección del espesor de la muestra; en nuestro caso: $n_b = 2.3817$. Así, al realizar el "mejor" ajuste de la Ec. (10), que llamaremos ajuste isotrópico, sobre nuestros datos experimentales de la figura 35 obtenemos que, figura 39:

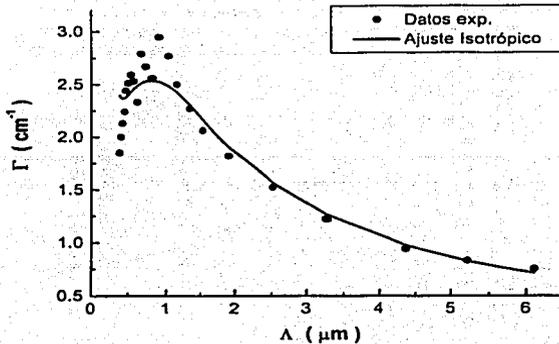


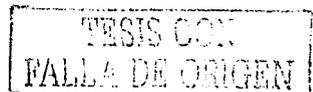
Figura 39. Ajuste isotrópico, Ec. (10), a los datos experimentales de la figura 35.

Para obtener esta figura 39, los únicos parámetros que se variaron en la Ec. (10) son el coeficiente electroóptico efectivo y la densidad efectiva de portadores de carga eléctrica. Los valores de estos parámetros se muestran en la Tabla 1, pag 82.

Segundo ajuste.

Para este segundo ajuste, consideramos la ganancia reducida, definida en la Ec. (12) como $\Gamma_{red} = \frac{\Gamma \cos \theta}{\cos(2\theta - p)}$, y sustituyendolo en la misma Ec. (10); a este ajuste lo llamaremos ajuste isotrópico reducido.

El "mejor" ajuste que obtuvimos se muestra en la figura 40, y como se trata de las mismas condiciones, los únicos parámetros a variar nuevamente son el coeficiente electroóptico efectivo y la densidad efectiva de los portadores de carga eléctrica, cuyos valores se muestran también en la Tabla 1.



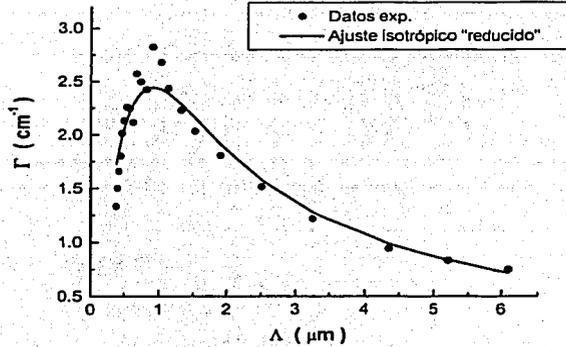


Figura 40. Ajuste isotrópico reducido, Ec. (10) con ganancia fotorefractiva reducida, a los datos experimentales de la figura 35.

Tercer y cuarto ajuste.

Finalmente, vamos a realizar el ajuste a través de las Ecs. (11) y (12) las cuales, como ya se había mencionado, provienen de la Ec. (10) pero expresadas en una forma lineal; es decir $(\Lambda\Gamma)^{-1}$ vs Λ^{-2} y $(\Lambda\Gamma_{Red})^{-1}$ vs Λ^{-2} respectivamente. Con estas ecuaciones:

$$\frac{1}{\Lambda\Gamma} \approx \left(\frac{\lambda_o \epsilon \epsilon_o}{n^3 e} \frac{1}{r_{eff} N^*} \right) \frac{1}{\Lambda^2} + \left(\frac{\lambda_o e}{4\pi^2 n^3 \kappa_B T} \frac{1}{r_{eff}} \right), \quad \text{sólo para ángulos pequeños}$$

$$\frac{1}{\Lambda\Gamma_{Red}} = \frac{\cos(2\theta \cdot p)}{\Lambda\Gamma \cos \theta} = \left(\frac{\lambda_o \epsilon \epsilon_o}{n^3 e} \frac{1}{r_{eff} N^*} \right) \frac{1}{\Lambda^2} + \left(\frac{\lambda_o e}{4\pi^2 n^3 \kappa_B T} \frac{1}{r_{eff}} \right), \quad \text{para toda la región}$$

podemos calcular el coeficiente electroóptico efectivo r_{eff} con la ordenada al origen de la recta, mientras que la densidad efectiva de portadores de carga eléctrica N^* lo determinamos con la pendiente. A diferencia de lo que se ha reportado anteriormente [34,57], nosotros vamos a considerar primero ángulos pequeños y luego toda la región de la figura 35 para el ajuste, ver figuras 41 y 42. Los parámetros encontrados se muestran también en la Tabla 1; a estos ajustes los llamaremos ajuste lineal y ajuste lineal reducido, respectivamente.

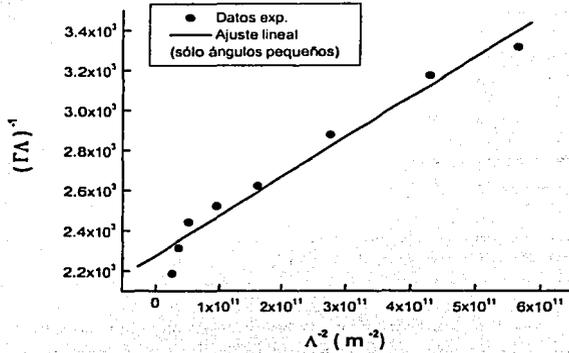


Figura 41. Ajuste lineal, Ec. (11), a los datos experimentales de la figura 35.

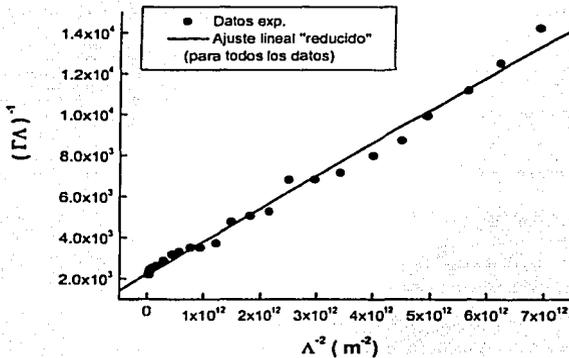
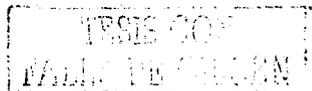


Figura 42. Ajuste lineal reducido, Ec. (12), a los datos experimentales de la figura 35.



| FIGURA | ECUACIÓN DE AJUSTE | NOMBRE DEL AJUSTE [†] | r_{eff} COEFICIENTE ELECTROÓPTICO EFECTIVO | N^* DENSIDAD EFECTIVA DE LOS PORTADORES DE CARGA ELÉCTRICA |
|--------|--------------------|--------------------------------|---|---|
| 39 | (10) | Ajuste isotrópico | 18 pm/V | $0.2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ |
| 40 | (10)** | Ajuste isotrópico reducido | 18 pm/V | $0.2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ |
| 41 | (11) | Ajuste lineal | 19 pm/V | $0.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ |
| 42 | (12) | Ajuste lineal reducido | 19 pm/V | $0.2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ |

Tabla 1.

[†] Son los nombres que arbitrariamente hemos elegido en este trabajo.

^{**} Se está considerando a la ganancia fotorefractiva reducida Γ_{red} .

De la Tabla 1, se puede apreciar que no solamente los parámetros calculados son del mismo orden de magnitud entre ellos, y del mismo orden de aquellos que se han reportado para esta misma matriz [58,59], sino que también sus coeficientes son razonablemente iguales, debido a que están dentro de nuestro error experimental. Quizás la única excepción sea el valor de la densidad efectiva de portadores de carga N^* , que se calculó con el ajuste lineal, pero recordemos que en este ajuste solamente hemos tomado en cuenta aquellos datos que corresponden a ángulos de incidencia pequeños, espaciamientos de red grande, de la figura 35, porque así lo sugiere el modelo isotrópico (pag. 42).

De esta manera, y en forma preliminar, se puede decir que cualquiera de estos métodos para ajustar ganancias fotorefractivas contra espaciamiento de red sirve, en principio, para obtener los parámetros fotorefractivos anteriores. Inclusive, con los valores determinados se pueden calcular el campo eléctrico limítrofe, el campo eléctrico de difusión, la longitud de difusión, etc., sin embargo aquí vamos a detener este análisis debido a que surge una pregunta muy obvia:

¿Por qué en las figuras 39 y 40 los "mejores" ajustes no cubren la región máxima de las curvas?

Para poder responder esta inquietud, trataremos de encontrar en la siguiente sección nuestra propia expresión, sobre la base de ideas recientemente propuestas [60], y que pueda interpretar adecuadamente el comportamiento del acoplamiento de dos ondas que ocurre en nuestro material. Por lo tanto, el análisis que haremos a continuación *representará la parte medular y más importante de este trabajo*, porque, en sí mismo, no solamente abre un camino desde un punto de vista fundamental, sino que también da pauta para poder mejorar y encontrar posibles aplicaciones tecnológicas.

TEORÍA DE ACOPLAMIENTO DE DOS ONDAS—MODELO ANISOTRÓPICO

Con el fin de interpretar nuestros resultados experimentales que hemos presentado hasta el momento, sobre la transferencia de energía entre dos haces, ahora vamos a considerar una absorción pero de tipo *anisotrópico* que ocurre en nuestro material fotorefractivo. Es decir, supongamos que la razón de fotoexcitación de los defectos, ya no depende del flujo de energía óptica total que atraviesa el material, como en el caso del modelo de absorción isotrópica, sino que aquí se propone que la excitación óptica va a depender fuertemente de la energía que *localmente se disipa* en nuestro cristal [61]. Más aún, tal energía disipada será la responsable de la formación de rejillas de campo eléctrico de carga espacial, rejillas de difracción, en lugar de la intensidad de luz local $I(r)$, como lo considera el modelo standard.

Esta energía localmente disipada, energía disipada útil, estará relacionada con la parte imaginaria del tensor dieléctrico complejo dado por:

$$\mathcal{E} = \left[\mathcal{E}_R^o + \frac{1}{2} \mathcal{E}_R^1 (e^{iK \cdot r} + e^{-iK \cdot r}) \right] + i \left\{ \mathcal{E}_I^o + \frac{1}{2} \mathcal{E}_I^1 [e^{i(K \cdot r + \varphi)} + e^{-i(K \cdot r + \varphi)}] \right\}.$$

Donde los superíndices o y 1 denotan las componentes constantes y moduladas respectivamente, de tal manera que la energía disipada útil se presupone que esta dada por:

$$U(\vec{r}, t) \propto \frac{1}{2} \varepsilon_o \mathbf{E}(\vec{r}, t) \cdot \mathcal{E}_I^o \cdot \mathbf{E}^*(\vec{r}, t),$$

además

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = [\mathbf{E}_s(\vec{r}) e^{iK_s \cdot r} + \mathbf{E}_p(\vec{r}) e^{iK_p \cdot r}] e^{-i\omega t} + c.c..$$

Siendo E_s y E_p las amplitudes de los campos eléctricos complejos, sin atenuación, para los haces de señal y de bombeo, respectivamente. De esta forma, se puede llegar, aunque el desarrollo es demasiado largo y tedioso, a que el coeficiente de ganancia fotorefractiva se expresa por [61]:

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda_o \cos \theta_s} n_s n_p^2 g_p a r^{eff} E_{sc}. \quad (20)$$

La ecuación anterior representa la ganancia fotorefractiva en presencia de rejillas de difracción, con efectos de absorción anisotrópica. Los subíndices S y P denotan a los haces de señal y de bombeo respectivamente, λ_0 es la longitud de radiación en vacío, θ_S es el ángulo que forman el vector de Poynting de la onda S y los planos de las rejillas de difracción, n es el índice de refracción no perturbado que observan los haces a lo largo de sus caminos ópticos, g_P se define como $g_P = \hat{e}_P \cdot \hat{d}_P = \cos \delta_P$ donde \hat{e}_P es el vector unitario de polarización, \hat{d}_P es el vector unitario de desplazamiento eléctrico y δ_P representa el ángulo de desviación ("walk-off angle") entre la dirección de la propagación de la energía y la dirección del vector de onda que ocurre debido a la birrefringencia que presentan las rejillas de difracción, $r^{\mathcal{A}}$ sigue siendo el coeficiente electroóptico efectivo, E_{sc} es el campo eléctrico de carga espacial, como en la Ec. (10), y a es un parámetro sin dimensiones que se define como:

$$a \equiv \frac{\hat{e}_S \cdot \mathcal{K} \cdot \hat{e}_P}{\hat{e}_P \cdot \mathcal{K} \cdot \hat{e}_P} \quad (21)$$

Aquí, el término \mathcal{K} es un tensor de segundo rango, que describe la anisotropía de los procesos de fotoexcitación y, por tanto, está relacionada con la parte imaginaria del tensor dieléctrico del medio fotorefractivo, mediante la expresión:

$$\mathcal{K}_M = \Phi_M \left(\mathcal{E}^0 \right)_M.$$

Las cantidades Φ_M denotan la eficiencia cuántica del material, que dependen de la polarización de la luz; más específicamente, indican la probabilidad de que un fotón absorbido de cierta polarización produzca un portador móvil de carga eléctrica. Se puede constatar que si la fotoexcitación fuera de tipo isotrópico, $\mathcal{K}_M=1$, entonces la Ec. (20) se reduce a la Ec. (10), tal y como debería de esperarse.

Ahora bien, debido a que los espectros de absorción que obtuvimos en el intervalo 400-850 nm, figura 26, no muestran diferencias importantes en sus formas y contornos al utilizar luz paralela y perpendicular, respecto al eje óptico (eje-c), entonces nosotros proponemos que el parámetro a definido en la Ec. (21) sea de la forma, ver Apéndice A,:

$$a = \frac{\langle \kappa \rangle \cos^2 \theta_s - \text{sen}^2 \theta_s}{\langle \kappa \rangle \cos^2 \theta_s + \text{sen}^2 \theta_s} \quad (22)$$

En donde $\langle \kappa \rangle$ es un promedio del cociente entre los elementos del tensor \mathcal{K}_{kl} , los cuales, como ya se mencionó, dependen de la polarización de los haces incidentes. Además, como en nuestro experimento: $\theta_{so} = \theta_{po} = \theta_o$ fuera del cristal, es decir que los ángulos que forman los haces con respecto a la normal de la cara de incidencia del cristal son los mismos, entonces $n_s \approx n_p$.

Ahora bien, de la Ley de Snell:

$$\text{sen} \theta = \frac{\text{sen} \theta_o}{n_s}$$

Junto con la conocida ecuación del índice de refracción que depende del ángulo \mathcal{D} , que es el ángulo que forman los haces respecto al eje óptico (eje-c) dentro de la muestra:

$$\frac{1}{n_s^2} = \frac{\cos^2 \mathcal{D}}{n_o^2} + \frac{\text{sen}^2 \mathcal{D}}{n_e^2},$$

siendo n_o y n_e son los índices de refracción ordinario y extraordinario respectivamente, llegamos a la siguiente expresión:

$$n_s^2 = \left(1 - \frac{n_e^2}{n_o^2} \right) \text{sen}^2 \theta_o + n_e^2 \quad (23)$$

Inclusive, de la misma ley de Snell también obtenemos que:

$$\cos \theta = \frac{n_e}{n_s n_o} \sqrt{n_o^2 - \text{sen}^2 \theta_o} \quad (24)$$

en donde θ es el ángulo que forma la normal de la cara de incidencia con el vector de onda de cualquiera de los haces dentro del cristal (no confundir este símbolo θ con la notación que se le dio dentro del modelo standard).

Finalmente, por simplicidad en el desarrollo, vamos a suponer que $\delta_p, \delta_s \ll 1$ (es decir $\theta \approx \theta_s$) y sustituyendo las Ecs. (22), (23), (24) y la Ley de Snell en la Ec. (20) obtenemos, ver Apéndice A, la siguiente expresión [62]:

$$\Gamma = \frac{\pi^2 k_B T \epsilon_0 N^* r^{eff} (4n_o^2 \Lambda^2 - \lambda_o^2)^{-1/2}}{8\pi^2 \lambda_o \epsilon_o \epsilon^{eff} k_B T n_e \Lambda^2 + 2e^2 \lambda_o n_e N^* \Lambda^4} \left\{ \left(1 - \frac{n_e^2}{n_o^2} \right) \lambda_o^2 + 4n_e^2 \Lambda^2 \right\}^2 \times$$

$$\times \frac{(2n_e n_o \Lambda)^2 \langle \kappa \rangle - \left[\langle \kappa \rangle n_e^2 + n_o^2 \right] \lambda_o^2}{(2n_e n_o \Lambda)^2 \langle \kappa \rangle - \left[\langle \kappa \rangle n_e^2 - n_o^2 \right] \lambda_o^2} \quad (25)$$

Esta ecuación representa la ganancia fotorefractiva en presencia de rejillas de difracción, con efectos de absorción de tipo anisotrópico para nuestro cristal, y en donde $n_o = n_b$, $n_e = n_c$ debido a la geometría que hemos empleado, figura 16. Ahora bien, el ajuste de esta ecuación (25) a los datos experimentales de la figura 35, lo llamaremos ajuste anisotrópico. Este ajuste se muestra en la figura 42. Además, como comparación, también graficamos nuevamente el ajuste isotrópico o standard.

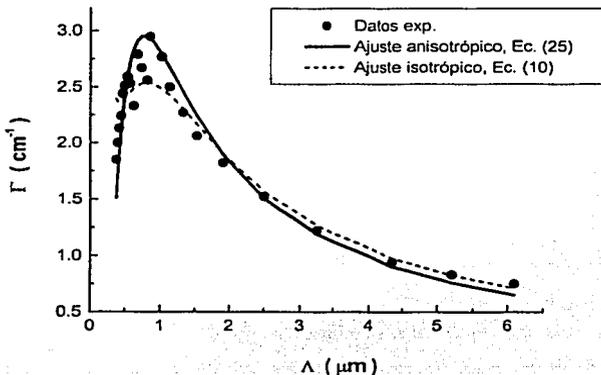


Figura 43. Ajuste anisotrópico, Ec. (25), y ajuste isotrópico, Ec. (10), a los datos experimentales de la figura 35.

Resulta evidente de la figura 43 que hemos mejorado en mucho el ajuste a nuestros datos experimentales, sobre la base del modelo anisotrópico que acabamos de analizar. Este modelo anisotrópico presupone que la absorción fotónica que ocurre por parte de los posibles centros donadores, o aceptores, de nuestro material para generar portadores de carga eléctrica y crear el campo eléctrico de carga espacial, red de difracción u holograma de fase, es de tipo anisotrópico, en el sentido de que, la absorción fotónica no sólo es función de la dirección de propagación de los haces de escritura, sino que también depende fuertemente de la polarización de los haces de escritura.

De esta forma, los valores de los parámetros que obtenemos directamente de este ajuste anisotrópico, para una $\langle \kappa \rangle = 0.25$, se muestran en la Tabla 2, mientras que en la Tabla 3 se encuentran algunos otros parámetros que determinamos con ayuda de los valores de la Tabla 2.

| Figura | Ecuación de ajuste | Nombre del ajuste † | r^{eff} [pm/V] coeficiente electroóptico efectivo | N^+ [cm ⁻³] densidad efectiva de portadores de carga eléctrica |
|--------|--------------------|---------------------|--|---|
| 43 | (25) | Ajuste anisotrópico | 20.0 ± 0.5 | $0.70 \times 10^{16} \pm 0.5$ |

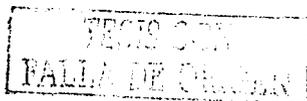
Tabla 2.

† Se refiere, nuevamente, al nombre que arbitrariamente hemos elegido en este trabajo.

| E'_y [KV/cm] | E'_q [KV/cm] | l_D [μm] | $ \Delta n_3 $ |
|----------------|----------------|----------------|------------------------------|
| 1.7 ± 0.5 | 5.2 ± 0.5 | 0.5 ± 0.05 | $4.8 \times 10^{-5} \pm 0.5$ |

Tabla 3.

En donde hemos empleado:



$$E_d = \frac{k_B T}{e} \frac{2\pi}{\Lambda}$$

Que es el campo eléctrico de difusión al espaciamento de rejilla justo cuando ocurre máxima ganancia fotorefractiva $\Lambda = \Lambda(\Gamma_{\max}) = 0.91 \mu m$

$$E_q = \frac{eN^*}{2\pi\epsilon_0\epsilon} \Lambda'$$

Que es el campo eléctrico limitrofe al espaciamento de rejilla justo cuando ocurre máxima ganancia fotorefractiva $\Lambda' = \Lambda(\Gamma_{\max}) = 0.91 \mu m$

$$l_D = \sqrt{\frac{4\pi^2 \epsilon \epsilon_0 k_B T}{e^2 N^*}}$$

Que se conoce como longitud de Debye para una *recombinación lineal de los portadores de carga eléctrica* y representa la longitud de apantallamiento del campo de carga espacial E_{sc} cuando $E_d = E_q$

$$\Delta n_3 = -\frac{1}{2} n_3^3 r_{33}^{eff} E_{sc}$$

Que es el cambio máximo del índice de refracción, Ec. (1), a lo largo del eje-c, porque es en esta dirección que yace el campo eléctrico de carga espacial; es decir que $n_3 = n_c$, mientras que r_{33}^{eff} es el coeficiente electroóptico efectivo [63] también a lo largo de esta dirección. Además $E_{sc} = E_{sc}^{max} = 1.51 \frac{KV}{cm}$ como se puede apreciar en la siguiente figura 44.

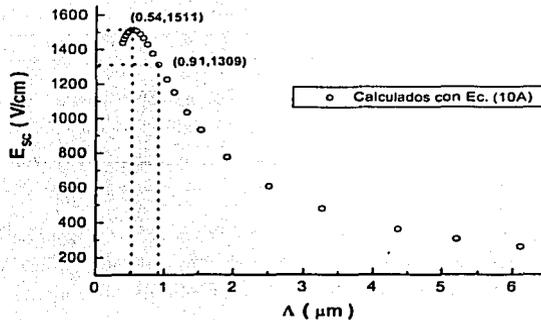


Figura 44. Campo eléctrico de carga eléctrica espacial como función del espaciamento de red, en $\text{KNbO}_3: \text{Cr}$.

En esta figura 44, vemos que el valor máximo del campo eléctrico de carga espacial ocurre a un espaciamento de red ($\Lambda=0.54\mu\text{m}$), el cual es diferente al espaciamento cuando ocurre la máxima ganancia fotorefractiva ($\Lambda=0.91\mu\text{m}$), debido a que hay términos que dependen del ángulo de incidencia en la Ec. (10) y, con mucha más razón, en nuestra Ec. (20). Finalmente, vamos a hacer una estimación de cuál podría ser el valor del campo eléctrico a causa del efecto fotovoltaico, frecuentemente llamado *pseudocampo eléctrico fotovoltaico*.

De acuerdo con Günter [54], el corrimiento de fase entre la red de difracción y el patrón de intensidad de la luz en un medio fotorefractivo viene dado por: $\tan\Phi = \frac{E_d}{E_{ph} - E_D}$, en donde E_{ph} es el campo eléctrico fotovoltaico y $E_D = V_{ext}/L$ es el campo eléctrico de deriva, causado por un campo eléctrico externo, para nuestro caso: $V_{ext} = 0$. Ahora bien, ya demostramos que hay un desfase entre las rejillas de difracción y el patrón de luz en nuestro material, porque simplemente hemos detectado acoplamiento entre los haces, transferencia de energía. Entonces, suponiendo un desfase muy cercano a $\pi/2$, tenemos que $E_{ph} \approx 0.03\text{KV/cm}$ para $\Lambda=0.91\mu\text{m}$, lo que significa que nuestro cristal fotorefractivo $\text{KNbO}_3: \text{Cr}$ es un cristal prácticamente no fotovoltaico.

EFICIENCIA DE DIFRACCIÓN

Otro de los aspectos que interesa mucho del fenómeno fotorefractivo, sobre todo en las aplicaciones como el almacenamiento holográfico, conmutación óptica etc., es el conocer qué fracción de intensidad de un haz incidente se difracta debido al cambio del índice de refracción fotoinducido. Como ya se había mencionado, Ec. (6), el parámetro que se emplea para cuantificar esta difracción es la llamada *eficiencia de difracción fotorefractiva* η definida como el cociente de la intensidad de la onda difractada entre la intensidad de la misma onda incidente.

Por tanto, en esta sección presentamos los resultados de las eficiencias de difracción que obtuvimos para nuestro cristal, con diferentes condiciones externas. El arreglo sigue siendo el mismo de la figura 16, pag. 39; con la presencia de rejillas de fase volumétricas, a través de los haces de escritura, empleamos un tercer haz, haz de lectura, para monitorear el valor de la eficiencia de difracción.

En analogía con la sección anterior, primero mostramos la eficiencia de difracción como función de los ángulos de incidencia de los haces de escritura, el ángulo de incidencia del haz de lectura se determina con la condición de Bragg, según su longitud de onda.

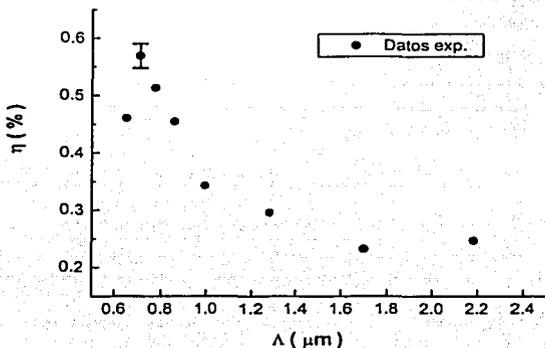


Figura 45. Eficiencia de difracción como función del espaciamiento de red, para $\text{KNbO}_3:\text{Cr}$.

Observamos de la figura 45, que la eficiencia de difracción máxima ocurre a un espaciamiento de red alrededor de $0.71 \mu\text{m}$. Antes de continuar con este análisis, veamos el comportamiento de la eficiencia de difracción como función de la modulación de los haces de escritura, figura 46, como función de la intensidad total de incidencia, figura 47, y de la intensidad del haz de lectura, figura 48.

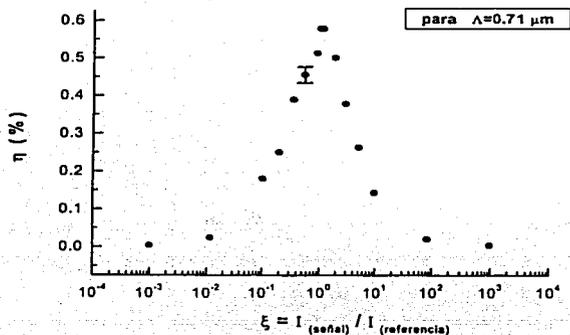


Figura 46. Eficiencia de difracción como función del cociente entre los haces de escritura, para $\text{KNbO}_3: \text{Cr}$.

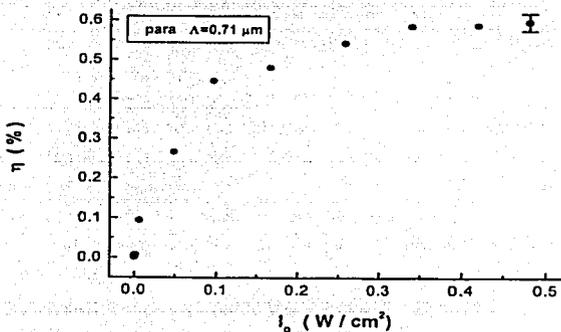


Figura 47. Eficiencia de difracción como función de la intensidad total de escritura, para $\text{KNbO}_3: \text{Cr}$.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

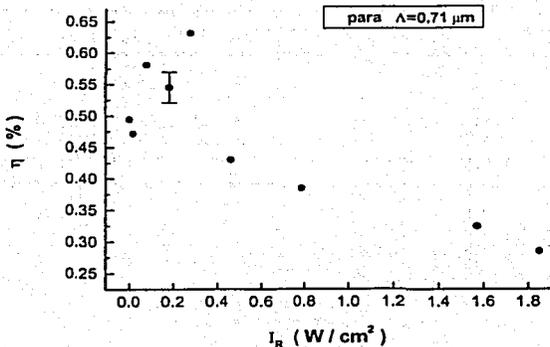


Figura 48. Eficiencia de difracción como función de la intensidad del haz de lectura, para $\text{KNbO}_3:\text{Cr}$.

Entonces, con las figuras 46, 47 y 48 ahora conocemos cuáles fueron las condiciones óptimas para obtener la figura 45; es decir, usamos una modulación para los haces de escritura de $m=1$, una intensidad de incidencia total de 0.45 W/cm^2 y una intensidad del haz de lectura de 0.08 W/cm^2 . Sin embargo, en la práctica no es tan sencillo como aquí se menciona; estrictamente nosotros no hemos seguido este orden sino que, como cualquier trabajo experimental, también nos enfrentamos al inevitable método de prueba y error, pero al final encontramos las condiciones anteriores.

En la figura 46 observamos un comportamiento aproximadamente simétrico, en donde el máximo corresponde al mejor contraste del patrón de iluminación ($m=1$). Por otro lado, en la figura 47 notamos que la eficiencia de difracción se incrementa monótonamente para pequeñas intensidades de escritura, probablemente esto se debe a que la conductividad "oscura" domina sobre la fotoconductividad, mientras que arriba de $\sim 0.4 \text{ W/cm}^2$ la eficiencia de difracción se satura, debido a que ahora las corrientes eléctricas "oscuras" son despreciables comparadas con las fotocorrientes para esta región. Por su parte, en la figura 48 deducimos que para valores del haz de lectura superiores a $\sim 0.3 \text{ W/cm}^2$ las rejillas de difracción comienzan a destruirse, como consecuencia disminuye la eficiencia de difracción.

Regresando a la figura 45, vamos a comparar este comportamiento en forma cualitativa con respecto a varias expresiones que se han propuesto. Primeramente, graficamos la Ec. (8), que se muestra en la figura 49; aquí hemos tomado en cuenta que el cambio del índice de refracción, que aparece en la Ec. (8), está relacionada con el campo eléctrico de carga espacial a través de la Ec. (1).

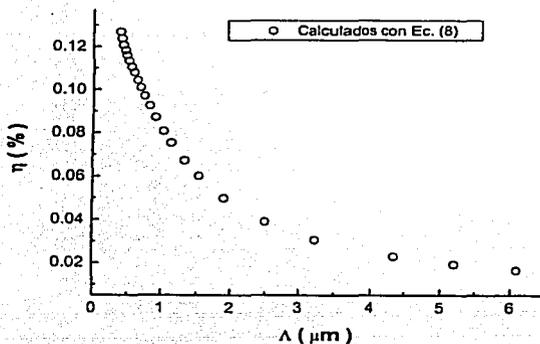


Figura 49. Eficiencia de difracción según la Ec. (8).

Por otro lado, Kukhtarev *et al* [4] han encontrado que la eficiencia de difracción debe obedecer a la siguiente expresión:

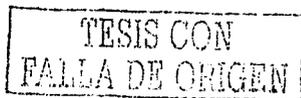
$$\eta = \frac{2\xi}{(1+\xi)^2} \cdot \frac{(\delta L E_d)^2}{\left(1 + \frac{E_d}{E_q}\right)^2} \quad (26)$$

En donde $\delta = \frac{m_1 \Gamma_{33}}{\lambda_o \cos\left(\frac{\theta_o}{2}\right)}$,

por lo que

$$\eta \sim \frac{E_d^2}{\left(1 + \frac{E_d}{E_q}\right)^2} \equiv \Sigma^{sc} \quad (27)$$

Ahora, graficamos las ecuaciones (26) y (27), que se muestran en las figuras 50 y 51. Recordemos que E_d y E_q dependen del espaciamento de red, pag. 41.



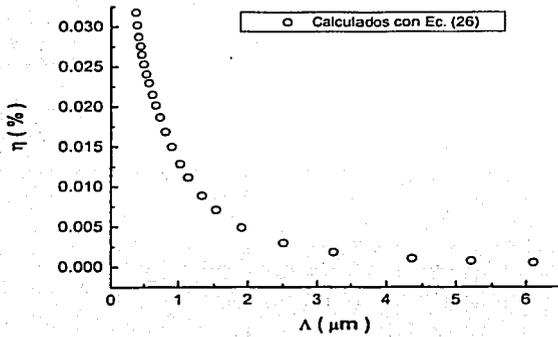


Figura 50. Eficiencia de difracción según la Ec. (26).

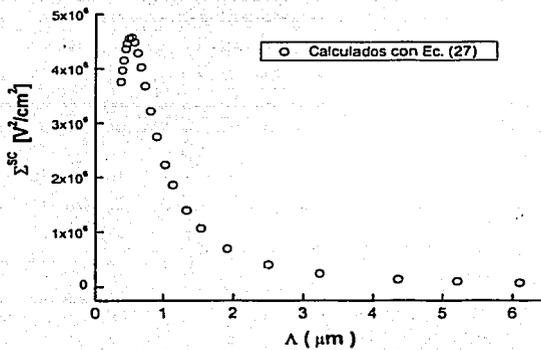


Figura 51. Eficiencia de difracción según la Ec. (27).

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

La curva de la figura 49 tiene un comportamiento semejante a una región de nuestros datos experimentales, la parte decreciente de la figura 45. Por otra parte, observamos que el denominador de la Ec. (26) es más grande que la unidad sólo si $E_d \approx E_v$, que es la región del espaciamiento de red pequeños y, por tanto, comparables con la longitud de Debye $l_D \approx 0.5 \mu m$, mientras que para espaciamientos de red más grandes el comportamiento de la Ec. (26) es de la forma $\eta \sim E_d^2 \sim \frac{1}{\lambda^2}$, por esto, la curva de la figura 50 concuerda cualitativamente con nuestros datos experimentales, pero sólo en la "caída" de la figura 45. Por su parte, el máximo de la figura 51 no corresponde al máximo de nuestros datos experimentales, figura 45. Esto es así, porque la figura 51 es, en esencia, la misma figura 44, la cual ya se comentó su comportamiento, pag 89.

En base a lo anterior, podemos inferir que: como las Ecs. (8), (26) y (27) no satisfacen plenamente el comportamiento de la eficiencia de difracción de nuestro material, monitoreado por el haz de lectura en presencia de rejillas de difracción, y como estas expresiones provienen del modelo standard, entonces los procesos de absorción anisotrópica también están influenciando la eficiencia de difracción. Por tanto, creemos que estos mecanismos de difracción están necesariamente relacionados con la dirección de polarización del haz de lectura, debido a que, al igual que ocurría con las ganancias fotorefractivas, justamente el máximo de la eficiencia de difracción no corresponde con ninguna expresión del modelo isotrópico.

Finalmente, de las figuras 47 y 38, podemos todavía extraer información. El comportamiento de la eficiencia de difracción, y de la ganancia fotorefractiva, como función de la intensidad total de los haces de escritura, se puede explicar más apropiadamente con los siguientes argumentos:

- 1) Las contribuciones relativas de la conductividad "oscura" y de la fotoconductividad dependen de I_o , aunque uno esperaría que esta dependencia fuera muy débil [64].
- 2) El campo eléctrico limítrofe E_q también depende de I_o .

En otras palabras, antes de llegar a la saturación en ambas figuras, 47 y 38, como una primera aproximación podemos visualizar que $\eta \sim \Gamma_o^{1/2}$ y que $\Gamma \sim \Gamma_o^{1/2}$, es decir $E_q \sim N^* - I_o^{1/2}$, pero esta última relación precisamente es el comportamiento de una *recombinación de tipo cuadrático de portadores de carga eléctrica* [27]. Por el contrario, a partir de la saturación, tanto η como Γ ya no dependerán sustancialmente de esta intensidad total I_o y el comportamiento corresponderá entonces a una *recombinación de tipo lineal de portadores de carga eléctrica*.

CAPÍTULO IV

DISCUSIÓN Y CONCLUSIONES

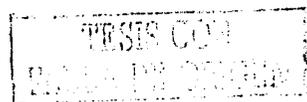
DISCUSIÓN

CONCLUSIONES

APÉNDICA A

APÉNDICE B (SISTEMAS DE UNIDADES EN ÓPTICA NO LINEAL)

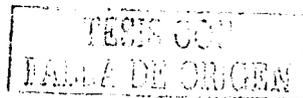
REFERENCIAS



DISCUSIÓN

De los espectros de absorción que obtuvimos para la región infrarroja, figura 25, observamos una banda de absorción alrededor de 2860 nm. Esta banda se puede atribuir a que el hidrógeno se encuentra en todos los materiales óxidos formando iones OH^- , en concentraciones típicas del orden de 10^{18} - 10^{19} cm^{-3} (~100 ppm), siempre que se crece este tipo de cristales por el método de Czochralski [65]. Además, como la técnica de crecimiento se realiza en contacto con el aire, se supone que dichos iones se incorporan a partir de la humedad del ambiente, manifestándose por la absorción óptica en el infrarrojo que produce la vibración del grupo OH^- [66]. Con respecto a la dependencia en la polarización de la luz de estos espectros de absorción, podemos ver que nuestro material presenta un dicroísmo muy notable, no sólo en la región visible sino que también en el intervalo infrarrojo. En base a esto, nuestro cristal podría emplearse como un obturador, el cual que dejara pasar únicamente aquella radiación con cierta polarización previamente seleccionada.

Se ha reportado que otra gran diferencia entre el fenómeno fotorefractivo y los demás efectos ópticos no lineales ordinarios, es que en el efecto fotorefractivo el haz de salida muestra una fluctuación temporal muy fuerte [67]. Muchas veces se cree que esta fluctuación se debe a la presencia de ruido externo, tales como vibraciones de la mesa óptica y corrientes de aire circundantes. Sin embargo, aún y cuando realizamos los experimentos en oscuridad completa, y minimizando en lo posible vibraciones y flujos de aire externos, hemos observado que aún así persistían dichas fluctuaciones del haz de salida, es decir que las intensidades registradas en nuestro detector variaban enormemente. Nosotros pensamos que el origen de dicha fluctuación, en el fenómeno fotorefractivo, se debe primordialmente a propiedades intrínsecas del efecto más que de factores externos, y que muy probablemente sea el resultado de las excitaciones microscópicas del material de tipo térmico, efectos piroeléctricos. En otras palabras, a pesar de que las excitaciones térmicas son, por lo regular, pequeñas comparadas con las fotoexcitaciones, son suficientemente grandes para promover portadores de carga eléctrica desde la brecha de energía hacia la banda de conducción, o de valencia; como consecuencia, se generan fluctuaciones en el campo eléctrico de carga espacial fotoinducido. Siendo así, entonces, una pequeña variación del haz de entrada sobre el material se traducirá en una gran fluctuación del haz de salida, que es lo que nosotros hemos detectado. Por lo tanto, ahora podemos explicar porqué obtuvimos incertidumbres que variaban desde 5 hasta el 10%, figura 35, debido a que el intervalo de variación observada en el detector se modificaba al cambiar el espaciado de red; precisamente alrededor de $0.9\mu\text{m}$, que fue el valor máximo de la curva en figura 35, se presentaron las máximas incertidumbres en la ganancia fotorefractiva y, análogamente, para la eficiencia de difracción.



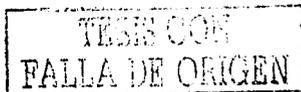
Respecto a la técnica de z-scan, también notamos presencia de fluctuaciones en las mediciones de las intensidades del haz, debido a que, además de que nuestro cristal es un material tipo Kerr, respuesta instantánea, también se trata, como ya se comprobó, de un material fotorefractivo (respuesta óptica no lineal debido a una redistribución espacial de cargas eléctricas). Por tanto, no es inesperado que estas fluctuaciones se presentaran también en las mediciones de barrido-z. Aunque en este caso, la principal rejilla de difracción que se forma yace en la propia periferia del haz de entrada, es decir entre la región brillante y oscura.

Aún así, podemos estimar, en primera aproximación, los cambios del índice de refracción que obtuvimos por ambos métodos. Con la técnica de acoplamiento de dos ondas, Tabla 3, tenemos que $\Delta n = 4.8 \times 10^{-5}$, mientras que con la técnica de z-scan, $\Delta n = \gamma I_0$, encontramos que $\Delta n = 9.6 \times 10^{-5}$. Como se puede apreciar, ambos valores están en el orden de magnitud, pero no coinciden. Sin embargo, si consideramos que $I_0 = \frac{P}{\pi \omega_0^2}$, en lugar de la expresión $I_0 = \frac{2P_0}{\pi \omega_0^2}$ que como se dijo en capítulo III es una de las más usadas, entonces obtenemos para la misma técnica de z-scan que $\Delta n = 4.81 \times 10^{-5}$, el cual concuerda excelentemente con el que determinamos con la técnica de acoplamiento de dos ondas. De esto se sugiere que se necesita una revisión cuidadosa de las unidades que se emplean en la literatura.

Por otro lado, la ecuación 25 que nosotros hemos obtenido [62] para ajustar e interpretar los datos experimentales de la figura 35, comprueba fehacientemente que la formación de rejillas de difracción en este cristal no se debe a una simple fotoexcitación isotrópica, sino que existen, y en gran medida, procesos de fotoexcitación de tipo anisotrópico, en el cual es muy probable que los iones de cromo (en caso de que estuvieran presentes), o los agregados de óxido de cromo dentro de la matriz, participen considerablemente en estos mecanismos de fotoexcitación anisotrópica. De hecho, la ganancia fotorefractiva como función del espaciamiento de red que se obtiene para el caso de KNbO_3 puro [57], tiene un comportamiento muy diferente, que el de nuestro material. Para finalizar, la figura 30 claramente reafirma que la absorción óptica no lineal depende de la polarización del haz incidente, por tanto, es necesario considerar siempre los efectos de absorción de tipo anisotrópico, tal y como se analizó en lo que denominamos el "modelo anisotrópico" en estado estacionario, del capítulo III. Simultánea y recientemente se ha reportado este mismo comportamiento anisotrópico pero en materiales poliméricos dispersos en cristales líquidos [68].

CONCLUSIONES

1. El cristal ferroeléctrico electroóptico $\text{KNbO}_3:\text{Cr}$ es un material que presenta dicroísmo, en una zona amplia del espectro en torno al visible. Se sabe que los materiales dicroicos pueden ser usados como obturadores ópticos, entonces nuestro cristal es candidato para este tipo de aplicaciones.
2. Se obtuvo la susceptibilidad eléctrica compleja, i. e. la parte real e imaginaria, a tercer orden a una longitud de onda de 532 nm para dicho cristal, empleando la técnica de z-scan. Por el orden de magnitud de estas susceptibilidades, nuestro material posee buenas propiedades ópticas no lineales, de aquí que se pudiera emplearlo como un generador de tercer armónico (triplicador de frecuencias), como dispositivo para suma o resta de frecuencias, etc.
3. Se determinó la densidad efectiva de portadores de carga eléctrica y el coeficiente electroóptico efectivo de dicho cristal, empleando la técnica de acoplamiento de dos ondas, una técnica que en su implementación e interpretación ha resultado ser relativamente sencilla.
4. Para este cristal, hemos encontrado el mismo valor del cambio en el índice de refracción por ambas técnicas (acoplamiento de dos ondas y z-scan), dentro del error experimental; lo que sugiere que el efecto fotorefractivo para $\text{KNbO}_3:\text{Cr}$ se podría representar aproximadamente por una susceptibilidad eléctrica de tercer orden.
5. El efecto fotorefractivo que presenta este material debe estudiarse necesariamente con un modelo que tome en cuenta la absorción de tipo anisotrópico. En particular, la ganancia fotorefractiva se debe analizar a través de la expresión que hemos obtenido en esta Tesis. Es muy posible que los iones de cromo, o bien los agregados de óxido de cromo si fuera el caso, estén participando sustancialmente en estos procesos de absorción de tipo anisotrópico, que son procesos de absorción que dependen tanto de la dirección de propagación como de la polarización de la luz incidente, para la formación de rejillas de difracción o rejillas de fase volumétricas. De esta forma, es deseable conocer la valencia de los iones de cromo, en el caso de que estuvieran incorporados como tal, en esta matriz, debido a que nuestros espectros de absorción óptica no indicaron valencia alguna, por lo que se plantea analizarlo con técnicas tales como: resonancia paramagnética electrónica, fluorescencia por rayos X, entre otras.



6. El niobato de potasio dopado con cromo, que es una solución sólida, presenta fluctuaciones temporales en su respuesta fotorefractiva; por ello, cualquier modelo que se proponga, o que planteemos a futuro, debe considerar necesariamente estas fluctuaciones que ocurren durante, y/o después, de la formación de los campos eléctricos de carga espacial.

7. Los procesos de absorción anisotrópica cumplen un papel primordial en la creación de hologramas de fase volumétricos, para el material niobato de potasio dopado con cromo. Por ende, si ocurriera que estos procesos también están presentes en cualquier otro medio fotorefractivo, se debe entonces considerar este tipo de comportamientos para el diseño y aplicaciones en la Optoelectrónica.

8. Se abre la posibilidad de aplicar el modelo de absorción anisotrópica en otros materiales fotorefractivos disponibles: BGO y BSO, así como en polímeros fotorefractivos.

APÉNDICE A [Obtención de la Ec. (25)]

Tenemos que \hat{e}_p y \hat{e}_s son los vectores unitarios del campo eléctrico de los haces de bombeo y de señal, respectivamente. El campo eléctrico de dichos haces de escritura es paralelo al plano de incidencia, ver figura 16. Los ángulos de incidencia sobre el cristal son los mismos. La siguiente figura A1 muestra la dirección de los vectores unitarios mencionados dentro del cristal, vista desde arriba.

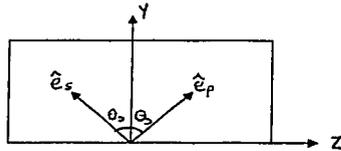


Figura A1. Dirección de los vectores unitarios de campo eléctricos de los haces de escritura, dentro de la muestra y vista desde arriba.

Así:

$$\hat{e}_s = \left[\cos\left(\frac{\pi}{2} - \theta_s\right), \sin\left(\frac{\pi}{2} - \theta_s\right) \right] = [\sin\theta_s, \cos\theta_s],$$

$$\hat{e}_p = \left[-\cos\left(\frac{\pi}{2} - \theta_s\right), \sin\left(\frac{\pi}{2} - \theta_s\right) \right] = [-\sin\theta_s, \cos\theta_s].$$

Además, como:

$$\kappa = \begin{pmatrix} \kappa_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \kappa_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \kappa_{33} \end{pmatrix},$$

y ya que para polarización en el plano YZ (plano bc de los ejes cristalinos de la muestra, figura 22), entonces:

$$\kappa = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \kappa_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \kappa_{33} \end{pmatrix},$$

o bien:

$$\kappa = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{\kappa_{33}}{\kappa_{22}} \end{pmatrix}.$$

Luego, sustituyendo en la Ec. (21), $\alpha \equiv \frac{\epsilon_s \cdot \kappa \cdot \epsilon_p}{\epsilon_p \cdot \kappa \cdot \epsilon_s}$, se tiene que:

$$a = \frac{\langle \text{sen } \theta_s, \text{cos } \theta_s \rangle \cdot \langle -\text{sen } \theta_s, \frac{\kappa_{33}}{\kappa_{22}} \text{cos } \theta_s \rangle}{\langle -\text{sen } \theta_s, \text{cos } \theta_s \rangle \cdot \langle -\text{sen } \theta_s, \frac{\kappa_{33}}{\kappa_{22}} \text{cos } \theta_s \rangle} = \frac{-\text{sen}^2 \theta_s + \frac{\kappa_{33}}{\kappa_{22}} \text{cos}^2 \theta_s}{\text{sen}^2 \theta_s + \frac{\kappa_{33}}{\kappa_{22}} \text{cos}^2 \theta_s}, \quad (22)$$

que es la Ec. (22) Por otro lado, arreglando la Ec. (23):

$$n_s^2 = \left(1 - \frac{n_e^2}{n_o^2}\right) \text{sen}^2 \theta_o + n_e^2 = \text{sen}^2 \theta_o + \left(\frac{n_e}{n_o}\right)^2 (n_o^2 - \text{sen}^2 \theta_o) = \frac{\left(1 - \frac{n_e^2}{n_o^2}\right) \lambda_o^2 + 4n_e^2 \Lambda^2}{4\Lambda^2}, \quad (23)$$

así como la Ec. (10A) queda:

$$E_{sc} = \frac{E_d E_q}{E_d + E_q} = \frac{\left(\frac{\kappa_{\beta} T}{\epsilon^{\text{eff}} \epsilon_o}\right) N^*}{\left(\frac{2\pi \kappa_{\beta} T}{e}\right) \frac{1}{\Lambda} + \left(\frac{e}{2\pi \epsilon^{\text{eff}} \epsilon_o}\right) N^* \Lambda}, \quad (10A)$$

mientras que la Ec. (24) la consideramos como tal:

$$\text{cos } \theta = \frac{n_e}{n_s n_o} \sqrt{n_o^2 - \text{sen}^2 \theta_o}. \quad (24)$$

Por lo tanto, al sustituir las Ecs. (22), (23), (10A) y (24) en la Ec. (20):

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda_o \text{cos } \theta_s} n_s n_p^2 g_p a r^{\text{eff}} E_{sc}, \quad (20)$$

tenemos que:

$$\Gamma = \frac{2\pi r^{eff}}{\lambda_o} \left(\frac{\kappa_B T}{\epsilon^{eff} \epsilon_o} \right) \left(\frac{2\pi \kappa_B T}{e} \right) \frac{1}{\Lambda} + \left(\frac{e}{2\pi \epsilon^{eff} \epsilon_o} \right) N^* \Lambda \left(\frac{n_o 2\Lambda}{n_e \sqrt{4n_o^2 \Lambda^2 - \lambda_o^2}} \right) \left[\left(1 - \frac{n_e^2}{n_o^2} \right) \lambda_o^2 + 4n_e^2 \Lambda^2 \right]^2 \times$$

$$\times \frac{4\Lambda^2 \kappa n_e^2 n_o^2 - (\kappa n_e^2 + n_o^2) \lambda_o^2}{4\Lambda^2 \kappa n_e^2 n_o^2 - (\kappa n_e^2 - n_o^2) \lambda_o^2},$$

donde hemos definido que $\frac{\kappa_{33}}{\kappa_{22}} = \langle \kappa \rangle = \kappa$, así:

$$\Gamma = \left(\frac{\pi^2 \kappa_B T n_{e_o}}{2\lambda_o n_e} \right) \left(\frac{1}{\sqrt{4n_o^2 \Lambda^2 - \lambda_o^2}} \right) \left(\frac{N^* r^{eff}}{4\pi^2 \epsilon^{eff} \epsilon_o \kappa_B T \Lambda^2 + e^2 N^* \Lambda^4} \right) \left[\left(1 - \frac{n_e^2}{n_o^2} \right) \lambda_o^2 + 4n_e^2 \Lambda^2 \right]^2 \times$$

$$\times \frac{(2n_e n_o)^2 \kappa \Lambda^2 - (\kappa n_e^2 + n_o^2) \lambda_o^2}{(2n_e n_o)^2 \kappa \Lambda^2 - (\kappa n_e^2 - n_o^2) \lambda_o^2},$$

∴

$$\Gamma = \frac{\pi^2 \kappa_B T n_{e_o} N^* r^{eff} (4n_o^2 \Lambda^2 - \lambda_o^2)^{-1/2}}{8\pi^2 \lambda_o \epsilon_o \epsilon^{eff} \kappa_B T n_e \Lambda^2 + 2e^2 \lambda_o n_e N^* \Lambda^4} \left\{ \left(1 - \frac{n_e^2}{n_o^2} \right) \lambda_o^2 + 4n_e^2 \Lambda^2 \right\}^2 \times$$

$$\times \frac{(2n_e n_o \Lambda)^2 \langle \kappa \rangle - [\langle \kappa \rangle n_e^2 + n_o^2] \lambda_o^2}{(2n_e n_o \Lambda)^2 \langle \kappa \rangle - [\langle \kappa \rangle n_e^2 - n_o^2] \lambda_o^2}, \quad (25)$$

que es nuestra Ec. (25): ganancia fotorefractiva para el caso de absorción de tipo anisotrópico.

APÉNDICE B (SISTEMA DE UNIDADES EN ÓPTICA NO LINEAL)

Debido a que en la óptica no lineal se manejan tres sistemas diferentes de unidades, vamos a describir brevemente cuáles son estos sistemas y cómo están relacionados. Además, por simplicidad, supondremos que el medio en cuestión sólo tiene respuesta óptica de tipo instantánea.

En el sistema gaussiano (cgs) se define que

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

En este sistema todos los campos E P D B H y M tienen las mismas unidades, en particular

$$[P] = [E] = \frac{\text{statvolt}}{\text{cm}} = \frac{\text{statcoulomb}}{\text{cm}^2} = \left(\frac{\text{erg}}{\text{cm}^3}\right)^{1/2}$$

Por tanto las unidades de las susceptibilidades eléctricas son

$$[\chi^{(1)}] = \text{Sin dimensiones}$$

$$[\chi^{(2)}] = \left[\frac{1}{E}\right] = \frac{\text{cm}}{\text{statvolt}} = \left(\frac{\text{cm}^3}{\text{erg}}\right)^{1/2}$$

$$[\chi^{(3)}] = \left[\frac{1}{E^2}\right] = \frac{\text{cm}^2}{\text{statvolt}^2} = \left(\frac{\text{cm}^2}{\text{erg}}\right)$$

Sin embargo, en el sistema gaussiano las unidades de estas susceptibilidades eléctricas no lineales, regularmente no se expresan así, más bien es una costumbre indicarlas en unidades electrostáticas (abreviadamente esu).

Por su parte, en el sistema internacional (MKS) existen dos convenciones para estas unidades.

En la primera convención del sistema internacional se define que

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

En donde $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \frac{F}{m}$ y las unidades de la polarización y del campo eléctrico vienen siendo

$$[P] = \frac{C}{m^2}$$

$$[E] = \frac{V}{m}$$

Pero $F=C/V$, entonces las unidades de las susceptibilidades eléctricas son

$$[\chi^{(1)}] = \text{Sin dimensiones}$$

$$[\chi^{(2)}] = \left[\frac{1}{E} \right] = \frac{m}{V}$$

$$[\chi^{(3)}] = \left[\frac{1}{E^2} \right] = \frac{m^2}{V^2}$$

En la segunda convención del sistema internacional se define que

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

Nuevamente $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \frac{F}{m}$ y además

$$[P] = \frac{C}{m^2}$$

$$[E] = \frac{V}{m}$$

Por tanto, las unidades de las susceptibilidades eléctricas son

$$[\chi^{(1)}] = \text{Sin dimensiones}$$

$$[\chi^{(2)}] = \frac{C}{V^2}$$

$$[\chi^{(3)}] = \frac{Cm}{V^3}$$

Ahora nos conviene escribir las polarizaciones eléctricas anteriores de los tres sistemas como

$$P(t) = \chi^{(1)} E(t) \left\{ 1 + \frac{\chi^{(2)} E(t)}{\chi^{(1)}} + \frac{\chi^{(3)} E(t)}{\chi^{(1)}} + \dots \right\}$$

$$P(t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} E(t) \left\{ 1 + \frac{\chi^{(2)} E(t)}{\chi^{(1)}} + \frac{\chi^{(3)} E(t)}{\chi^{(1)}} + \dots \right\}$$

$$P(t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} E(t) \left\{ 1 + \frac{\chi^{(2)} E(t)}{\epsilon_0 \chi^{(1)}} + \frac{\chi^{(3)} E(t)}{\epsilon_0 \chi^{(1)}} + \dots \right\}$$

En donde $E_{MKS} = (3 \times 10^4) E_{cgs}$ porque 1statvolt=300V (1J=10⁷erg, 1C=2.99x10⁹statcoulomb)

Además en cgs $D = E + 4\pi P = E(1 + 4\pi\chi^{(1)})$

Mientras que en MKS $D = E + 4\pi P = E(1 + 4\pi\chi^{(1)})$
 $D = \epsilon_0 E + P = \epsilon_0 E(1 + \chi^{(1)})$

Entonces $\chi_{MKS}^{(1)} = 4\pi\chi_{cgs}^{(1)}$

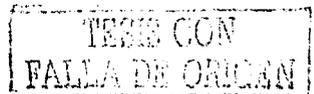
Finalmente, la serie de potencias dentro de los corchetes deben ser iguales por lo tanto

Para la ecuación ② $\chi_{MKS}^{(2)} = \frac{4\pi}{3 \times 10^4} \chi_{cgs}^{(2)}$

$$\chi_{MKS}^{(3)} = \frac{4\pi}{(3 \times 10^4)^2} \chi_{cgs}^{(3)}$$

Para la ecuación ③ $\chi_{MKS}^{(2)} = \frac{4\pi\epsilon_0}{3 \times 10^4} \chi_{cgs}^{(2)}$

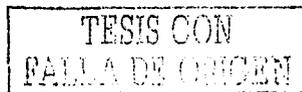
$$\chi_{MKS}^{(3)} = \frac{4\pi\epsilon_0}{(3 \times 10^4)^2} \chi_{cgs}^{(3)}$$



REFERENCIAS

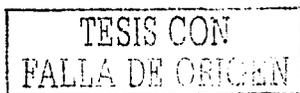
1. A. Ashkin, G. D. Boyd, J. M. Dziedzic, R. G. Smith, A. A. Ballman, J. J. Levinstein and K. Nassau, "Optically-induced refractive index inhomogeneities in LiNbO_3 and LiTaO_3 ," *Appl. Phys. Lett.* **9**, 72 (1966).
2. J. Feinberg, D. Heiman, A. R. Jr. Tanguay and R. W. Hellwart, "Photorefractive effects and light-induced charge migration in barium titanate," *J. Appl. Phys.* **51**, 1279 (1980).
3. J. Feinberg, "Real-time edge enhancement using the photorefractive effect," *Opt. Lett.* **5**, 330 (1980).
4. N. V. Kukhtarev, V. B. Markov, S. G. Odulov, M. S. Soskin, and V. L. Vinetskii, "Holographic storage in electro-optic crystals. I. Steady state," *Ferroelectrics* **22**, 949 (1979); "Holographic storage in electro-optic crystals. II. Beam coupling-light amplification," *Ferroelectrics* **22**, 961 (1979).
5. F. S. Chen, "Optically induced change of refractive indices in LiNbO_3 and LiTaO_3 ," *J. Appl. Phys.* **40**, 3389 (1969).
6. W. D. Johnston, "Optical index damage in LiNbO_3 and other pyroelectric insulators," *J. Appl. Phys.* **41**, 3279 (1970).
7. J. J. Amodi, "Electron diffusion effects during hologram recording in crystals," *Appl. Phys. Lett.* **18**, 22 (1971).
8. A. M. Glass, D. Von der Linde, T. J. Negran, "High-voltage bulk photovoltaic effect and the photorefractive process in LiNbO_3 ," *Appl. Phys. Lett.* **25**, 233 (1974).
9. K. Buse, E. Krätzig and K. H. Ringhofer (Eds.), "Photorefractive materials: properties and applications," *Appl. Phys. B* **72**, 633 (2001).
10. S. Tao, D. Selviah and J. Midwinter, "Spatioangular multiplexed storage of 750 holograms in an Fe:LiNbO_3 crystal," *Optics Lett.* **16**, 912 (1993).
11. J. P. Huignard and F. Micheron, "High-sensitivity read-write volume holographic storage in $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ and $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ crystals," **29**, 591 (1976).
12. G. S. Trofimov and S. I. Stepanov, "Sov. Tech. Phys. Lett." **11**, 256 (1985).
13. G. Pauliat, J. P. Herriaux, A. Delboulb , G. Roosen and J. P. Huignard, "Dynamic beam deflection using photorefractive gratings in $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ crystals," *J. Opt. Soc. Am. B* **3**, 306 (1986).

14. E. Voit, C. Zaldo and P. Günter, "Optically induced variable light deflection by anisotropic Bragg diffraction in photorefractive KNbO_3 ," *Optics Lett.* **11**, 309 (1986).
15. J. P. Huignard and A. Marrakchi, "Two-wave mixing and energy transfer in $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ crystals: application to image amplification and vibration analysis," *Optics Lett.* **6**, 622 (1981).
16. A. E. T. Chiou and P. Yeh, "Beam cleanup using photorefractive two-wave mixing," *Optics Lett.* **10**, 621 (1985).
17. J. P. Huignard, J. P. Herriau, L. Pichon and A. Marrakchi, "Speckle-free imaging in four-wave mixing experiments with $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ crystals," *Optics Lett.* **5**, 436 (1980).
18. G. J. Dunning and R. C. Lind, "Demonstration of image transmission through fibers by optical phase conjugation," **7**, 558 (1982).
19. J. Feinberg, "Self-pumped, continuous-wave phase conjugator using internal reflection," *Optics Lett.* **7**, 486 (1982).
20. M. Cronin-Golomb, B. Fisher, J. Nilsen, J. O. White and A. Yariv, "Laser with dynamic holographic intracavity distortion correction capability," *Appl. Phys. Lett.* **41**, 219 (1982).
21. K. Wagner and D. Psaltis, "Multilayer optical learning networks," *Appl. Optics* **26**, 5061 (1987).
22. B. H. Soffer, G. J. Dunning, Y. Owechko and E. Marom, "Associative holographic memory with feedback using phase-conjugate mirrors," **11**, 118 (1986).
23. D. A. Anderson, D. M. Lininger and J. Feinberg, "Optical tracking novelty filter," **12**, 123 (1987).
24. R. A. McFarlane and D. G. Steel, "Laser oscillator resonator with self-pumped phase-conjugate mirror," **8**, 208 (1983).
25. J. Feinberg and G. D. Bacher, "Self-scanning of a continuous-wave dye laser having a phase-conjugating resonator cavity," **9**, 420 (1984).
26. J. Feinberg and G. D. Bacher, "Phase-locking laser with phase conjugation," **48**, 570 (1986).
27. P. Günter and J. P. Huignard (Eds.), *Photorefractive Materials and their applications*, Springer-Verlag, Berlin, Vol I (1988) and Vol II (1989).
28. J. Feinberg, "Interferometer with a self-pumped phase-conjugating mirror," **8**, 569 (1983).



29. F. Agulló-Lopez, *Insulating Materials for Optoelectronics*, New developments, editor World Scientific, 1995.
30. A. M. Glass, *Opt. Eng.*, "Analysis of compensator technique," 17, 5 (1978).
31. H. Kogelnig, "Coupled wave theory for thick hologram gratings," *Bell Syst. Tech. J.* 48, 2909 (1969).
32. F. P. Strohkendl and R. W. Hellwarth, "Contribution of holes to the photorefractive effect in n-type $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$," *J. Appl. Phys.* 62, 2450 (1987).
33. J. P. Huignard and A. Marrakchi, "Coherent signal beam amplification in two-wave mixing experiments with photorefractive $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ crystals," *Opt. Commun.* 38, 249 (1981).
34. M. B. Klein and G. C. Valley, "Beam coupling in BaTiO_3 at 442 nm," *J. Appl. Phys.* 57, 4901 (1985).
35. S. A. Akhmanov, A. P. Sukhorukov and R. V. Khokhlov, "Self-focusing and diffraction of light in a nonlinear medium", *Sov. Phys. Uspekhi* 93, 609 (1968).
36. R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, Academic Press London, 1992.
37. Q. W. Song, Ch. Zhang and P. J. Talbot, "Self-defocusing, self-focusing, and speckle in LiNbO_3 and $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ crystals", *Appl. Opt.* 32, 7266 (1993).
38. M. Sheik-Bahae, A. A. Said, T. Wei, D. J. Hagan and E. W. Van Stryland, "Sensitive measurements of optical nonlinearities using a single beam", *IEEE J. Quant. Electron.* 26, 760 (1990).
39. D. Weaire, B. S. Wherrett, D. A. B. Miller and S. D. Smith, "Effect of low-power of nonlinear refraction on laser beam propagation in InSb ," *Opt. Lett.* 4, 331 (1974).
40. M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, Pergamon Press Oxford, 1980.
41. D. A. Roberts, "Simplified characterization of uniaxial and biaxial nonlinear optical crystals: A plea for standardization of nomenclature and conventions", *IEEE J. Quantum Electron.* 28, 2057 (1992).
42. L. Katz and H. D. Megaw, "The structure of potassium niobate at room temperature: the solution of pseudosymmetric structure by Fourier Methods", *Acta Cryst.* 22, 639 (1967).

43. B. T. Matthias and J. P. Remeika, "Dielectric properties of sodium and potassium niobates," *Phys. Rev.* **82**, 727 (1951).
44. A. Reisman and F. Holtzberg, "Phase equilibria in the system $K_2CO_3-Nb_2O_5$ by the method of differential thermal analysis," *J. Am. Chem. Soc.* **77**, 2115 (1955).
45. U. Flückiger and H. Arend, "On preparation of pure, doped and reduced $KNbO_3$ single crystals", *J. Crystal Growth* **43**, 406 (1978).
46. W. Xing, H. Looser, H. Wüest, and H. Arend, "Progress in $KNbO_3$ crystal growth," *J. Cryst. Growth* **78**, 431 (1986).
47. U. Flückiger, "Darstellung und Eigenschaften von reinen und dotierten, eindomänigen $KNbO_3$ Kristallen," Ph. D. Dissertation (University of Zurich, Zurich, 1976).
48. P. Günter and F. Micheron, "Photorefractive effects and photocurrents in $KNbO_3: Fe$," *Ferroelectrics* **18**, 27 (1978).
49. F. Agulló-López, C. R. Catlow and P. D. Townsend, *Point Defects in Materials*, Academic Press London, 1988.
50. B. Zysset, I. Biaggio, and P. Günter, "Refractive indices of orthorhombic $KNbO_3$. I: Dispersion and temperature dependence," *J. Opt. Soc. Am. B* **9**, 380 (1992).
51. J. Castillo T., *Determinación de parámetros ópticos en $KNbO_3: Cr$* , Tesis Licenciatura, UNAM, 1997.
52. A. Yariv and P. Yeh, *Optical Waves in Crystals*, J. Wiley NY, 1984.
53. R. Ryf, A. Lötscher, C. Bosshard, M. Zgonik and P. Günter, "Z-scan-based investigations of photorefractive self-focusing in $KNbO_3$ crystals", *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 989 (1998).
54. P. Günter, "Holography, coherent light amplification and optical phase conjugation with photorefractive materials", *Phys. Rep.* **93**, 199 (1982).
55. P. Günter and M. Zgonik, "Clamped-unclamped electro-optic coefficient dilemma in photorefractive phenomena," *Opt. Lett.* **16**, 1826 (1991).
56. M. Zgonik, K. Nakagawa, and P. Günter, "Electro-optic and dielectric properties of photorefractive $BaTiO_3$ and $KNbO_3$," *J. Opt. Soc. Am. B* **12**, 1416 (1995).



57. C. Medrano, E. Voit, P. Amrhein, and P. Günter, "Optimization of the photorefractive properties of KNbO_3 crystals", *J. Appl. Phys.* **64**, 4668 (1988).
58. C. Medrano, M. Zgonik, N. Sonderer, Ch. Beyeler, S. Krucker, J. Seglins, H. Wüest, and P. Günter, "Photorefractive effect in Cu- and Ni-doped KNbO_3 in the visible and near infrared," *J. Appl. Phys.* **76**, 5640 (1994).
59. C. Medrano, M. Zgonik, I. Liakatas, and P. Günter, "Infrared photorefractive effect in doped KNbO_3 crystals," *J. Opt. Soc. Am. B* **13**, 2657 (1996).
60. G. Montemezzani, C. Medrano and P. Günter, "Charge carrier photoexcitation and two-wave mixing in dichroic materials", *Phys. Rev. Lett.* **79**, 3403 (1997).
61. G. Montemezzani and M. Zgonik, "Light diffraction at mixed phase and absorption gratings in anisotropic media for arbitrary geometries," *Phys. Rev. E* **55**, 1035 (1997).
62. J. Castillo-Torres, J. Hernández A., C. Medrano P., E. Camarillo G. and H. Murrieta S., " Two-beam coupling measurements of anisotropic volume gratings in chromium-doped potassium niobate crystal," *Optical Materials* **22**, 249 (2003).
63. M. Zgonik, R. Schlessler, I. Biaggio, E. Voit, J. Tscherry and P. Günter, "Materials constants of KNbO_3 relevant for electro-and acoustic-optics", *J. Appl. Phys.* **74**, 1287 (1993).
64. L. Holtmann, K. Buse, G. Kuper, A. Groll, H. Hesse, and E. Krätzig, "Photoconductivity and light-induced absorption in $\text{KNbO}_3:\text{Fe}$," *Appl. Phys. A* **53**, 81 (1991).
65. W. Bollmann and M. Gernand, *Phys. State Sol.* **9**, 301 (1972).
66. L. Kovács and I. Földvári, *IR Spectra of Hydroxyl ions in Lithium Niobate*, EMIS Datareview Series **5**, 189, INSPEC London (1989).
67. P. Xie, I. Taj and T. Mishima, "Origin of temporal fluctuation in the photorefractive effect," *J. Opt. Soc. Am. B* **18**, 479 (2001).
68. J. Butler, M. Malcuit and M. Rodríguez, "Diffraction properties of highly birefringent volume gratings: investigation," *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 183 (2002).183 (2002).