



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO**

FACULTAD DE CIENCIAS

**ESTUDIO DE LA EVOLUCIÓN TEMPORAL
DE LA RESPUESTA FÍSICA DE SILENITAS
BAJO PULSOS DE LUZ**

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

F Í S I C O

P R E S E N T A:

ANGEL BERNARDO SANTIAGO ANTONINO



**DIRECTOR DE TESIS:
DR. LUIS FERNANDO MAGAÑA SOLÍS
2011**



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.

Hoja de Datos del Jurado

Datos del alumno	
Apellido paterno	Santiago
Apellido materno	Antonino
Nombres	Angel Bernardo
Teléfono	24833626
Universidad Nacional Autónoma de México	
Facultad de Ciencias	
Carrera	Física
Número de cuenta	301313454
Datos del tutor	
Grado	Dr.
Nombres	Luis Fernando
Apellido paterno	Magaña
Apellido materno	Solís
Datos del sinodal 1	
Grado	Fis
Nombres	Andrés Valentín
Apellido paterno	Porta
Apellido materno	Contreras
Datos del sinodal 2	
Grado	Dra
Nombre	Martha
Apellido paterno	Rosete
Apellido materno	Aguilar
Datos del sinodal 3	
Grado	Dr
Nombre	Arturo
Apellido paterno	Zúñiga
Apellido materno	Segundo
Datos del sinodal 4	
Grado	Dr
Nombres	Gerardo Jorge
Apellido paterno	Vázquez
Apellido materno	Fonseca
Datos del trabajo escrito	
Título	Estudio de la evolución temporal de la respuesta física de silenitas bajo pulsos de luz
Número de páginas	28
Año	2011

Índice general

1. Introducción	1
2. Materiales fotorrefractivos	5
2.1. El Efecto Fotorrefractivo	6
2.2. Ecuaciones del Material	7
2.3. Parámetros y condiciones	12
3. Resultados y Discusión	14
3.1. Resultados con iluminación constante	14
3.2. Resultados con modulación de la luz	16
4. Conclusiones	22
Bibliografía	23

Resumen

Estudiamos el comportamiento de la fotocorriente máxima en un material foto-refractivo con condiciones de iluminación constante y de iluminación modulada. Para esto, primero resolvemos numéricamente las ecuaciones del material. Comprobamos que nuestros cálculos reproducen mediciones experimentales de la literatura. Los únicos resultados experimentales que encontramos se refieren a iluminación uniforme. Luego, consideramos iluminación no uniforme y encontramos una dependencia lineal de la fotocorriente máxima con la modulación de la luz que no se ha reportado experimentalmente. También, encontramos que existe un comportamiento lineal de la fotocorriente con el campo aplicado para una iluminación no uniforme del material, que tampoco se ha reportado experimentalmente.

Capítulo 1

Introducción

Así como dentro del desarrollo de la electricidad, se generaron los medios de transporte (alambres de cobre, plata, superconductores, etc.), los selectores, acumuladores, etc. Dentro del desarrollo de la fotónica surge de manera natural la necesidad de diseñar, construir y optimizar dispositivos que almacenen, que transporten y que discriminen la luz que se usa para transmitir información. Con respecto a las tecnologías ópticas, el ancho de banda elevado de fibras ópticas ha permitido el desarrollo exitoso de Internet y de la telefonía celular que están cambiando la economía mundial y la forma de comunicarse e interactuar. El papel principal de la óptica es el de facilitar el desarrollo de tecnología sobre todo de comunicaciones, y sin embargo ésta y el láser han llegado a nuestros hogares generando ganancias multimillonarias a los mercados de consumo mundiales.

El desarrollo de fuentes confiables de láser en los 60's del siglo pasado ha contribuido en gran medida al interés en el desarrollo de técnicas en óptica coherente. Actualmente ésta ofrece grandes ventajas para el procesamiento de señales permitiendo que la información se transmita con un alto grado de paralelismo a muy altas velocidades usando el espacio libre o propagación por guías de ondas. Sin embargo, los conceptos de grabación, amplitud y fase espacial y temporal de frentes modulados de ondas

han abierto nuevas aplicaciones para óptica holográfica. La implementación de estos conceptos para procesamiento de señales requiere materiales no lineales que permitan velocidades de interacción eficientes y rápidas entre los haces ópticos incidentes. Por esta razón, los materiales que presentan un cambio reversible en su índice de refracción, bajo un débil haz de luz, son de particular importancia. Tales requerimientos de propiedades ópticas no lineales, se encuentran en cristales electro-ópticos.

Desde su descubrimiento en LiNbO_3 en 1966[1], el efecto fotorrefractivo ha sido observado en gran una variedad de materiales electro-ópticos. Arthur Ashkin y sus colaboradores de los laboratorios Bell, tuvieron las primeras experiencias del efecto fotorrefractivo, considerándolo “perjudicial para los dispositivos no-lineales basados en estos cristales”[1]. Este efecto se propuso como una memoria holográfica óptica con capacidad de almacenamiento enorme, pero en ese momento no se entendía el origen del efecto y el interés en la memoria se desvaneció a mediados de la década de los 70’s, debido principalmente a que la información almacenada se deterioraba durante la lectura y (en escalas de tiempo más largas) en la oscuridad.

El desafío de eliminar el problema de la distorsión de frentes de ondas, en materiales electro-ópticos, impulsó la investigación en esta área, descubriendo nuevas interacciones[5]. Los campos de la óptica no lineal, espectroscopia óptica, electro-óptica, ferroeléctricos, el transporte electrónico, y la óptica de Fourier se unieron para desarrollar una comprensión bastante completa de los mecanismos microscópicos involucrados.

El estudio de estos materiales ha avanzado rápidamente en los últimos 20 años [4] jugando un papel clave en el desarrollo de las tecnologías ópticas presentes y futuras. Esto ha permitido la aparición de productos completamente nuevos en una variedad de áreas que van desde tecnología de la información y las telecomunicaciones[13], la medicina, a la óptica y la nanotecnología[2][12][9]. incluso resurgió el tema de las memorias ópticas en la década de los 90’s.

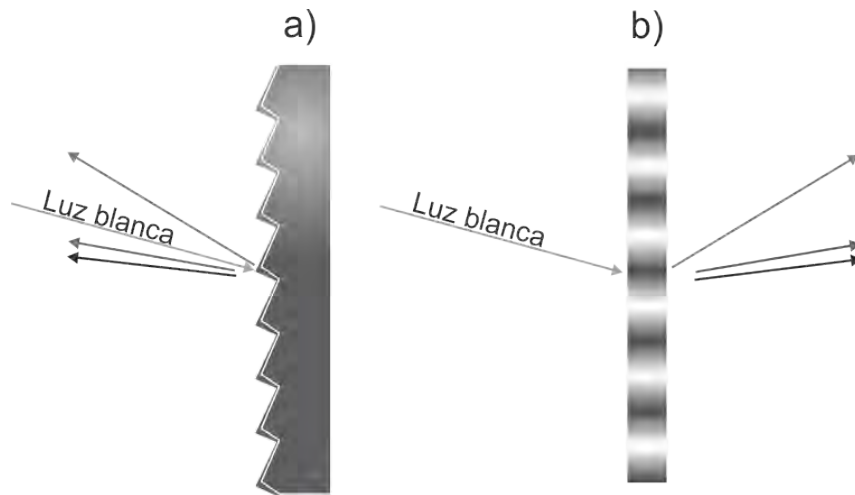


Figura 1.1: (a) Rejilla de superficie. (b) Rejilla de volumen. La rejilla de volumen funciona de manera similar a la rejilla de superficie, con la ventaja de transmitir el haz incidente. Las dos son estructuras periódicas que difractan la luz blanca en diferentes salidas y dependiendo de su color.

Además de la fibra óptica están los filtros de multiplexación y demultiplexación de canales, que utilizan rejillas de guía de ondas en forma de matriz o AWG (Arrayed Waveguide Grating), éstas permiten acoplar y desacoplar un número relativamente alto de canales ópticos con un espaciamiento en longitud de onda muy pequeño, con bajas pérdidas y con alto aislamiento. Estas rejillas se conocen como “gratings”, rejillas de difracción o más comúnmente rejillas holográficas de volumen. Sus propiedades generales se explican a través del camino óptico, definido como la distancia o camino que recorre la luz multiplicado por el índice de refracción del medio. De esta manera una rejilla de difracción consiste de una variación periódica del espesor de un medio con índice de refracción constante, o de un medio con índice de refracción periódico con espesor constante. Al primer tipo de rejilla se le conoce como rejilla de superficie y al segundo rejilla de volumen. La sección transversal de una rejilla de superficie y de volumen se observa en la Figura 1.1.

Muchas son las ventajas que presentan las rejillas de volumen; alta resistencia a la

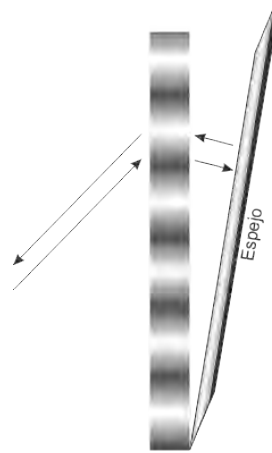


Figura 1.2: Arreglo "Double-pass", aquí los haces incidente y difractado final tienen direcciones paralelas opuestas.

humedad, cambios de temperatura, adherencia de sustancias, etc., pero para cuestiones técnicas lo más importante es el hecho de poder realizar el arreglo "Double-pass", representado en la Fig. 1.2. El haz difractado final tiene la misma dirección que el haz incidente. Este arreglo sólo es posible con rejillas de volumen, ya que con rejillas de superficie el haz incidente no tiene la posibilidad de difractarse dos veces.

En el capítulo 2 daremos una breve pero sólida descripción de los materiales fotorrefractivos y los efectos que lo constituyen, en términos de ecuaciones y haciendo énfasis en la nomenclatura que se utilizará a lo largo del desarrollo de este trabajo.

El análisis se presenta en el capítulo 3 bajo los términos establecidos en el capítulo 2 y puntualizando en las aproximaciones que surgieron al momento de realizar los cálculos. En el capítulo 4 presentamos nuestras conclusiones.

Capítulo 2

Materiales fotorrefractivos

Cuando un material se ilumina y genera cargas libres, se dice que presenta el efecto fotoconductor, esto surge sólo con luz de ciertas longitudes de onda. Un fotón que incide en el material e interacciona con los electrones de la banda de valencia, los excita llevándolos a la banda de conducción, donde por deriva o difusión transportan electricidad y calor, mientras son excitados y reatrapados nuevamente, de esta manera cualquier modelo que considere este efecto debe tomar en cuenta tanto la excitación como la recombinación. Los electrones se acumularán donde haya menos intensidad hasta alcanzar un equilibrio (eléctrico, térmico, etc.), causando un cambio semi-permanente en el índice de refracción del cristal a través del efecto electro-óptico.

La gran cantidad de cristales de $Bi_{12}SiO_{20}$ (de la familia de las silenitas, usaremos el acronimo BSO) disponibles en la naturaleza, combinada con su alta calidad óptica y su rápido tiempo de respuesta permite su uso ampliamente en el procesamiento de información, operaciones de tiempo real como filtrado espacial y correlación óptica. El tiempo de respuesta finito del material y su disponibilidad de almacenamiento por largos periodos de tiempo en la oscuridad, se usa para holografía de interferencias aplicada a vibraciones y al estudio de estructuras[11].

2.1. El Efecto Fotorrefractivo

Actualmente el efecto fotorrefractivo se define como la combinación de dos efectos; el efecto fotoconductor más el efecto electro-óptico. En general los materiales que presentan este efecto son anisotrópicos, y los que no, se vuelven anisotrópicos en el momento que se les aplica un campo eléctrico. Otros efectos que se presentan en estos materiales son el ferroeléctrico, el fotovoltáico, el fotogalvánico, el piezo eléctrico, etc.

El modelo más simple para explicar el comportamiento de los materiales fotorrefractivos, sólo considera el efecto fotoconductor y el electro-óptico, y para su solución analítica se requiere hacer aproximaciones que limitan al modelo a describir muy pocos casos en estos materiales [3].

Un haz de luz que incide en un material fotorrefractivo, afecta su propia rapidez ($v = c/n$), donde c es la velocidad de la luz en el vacío y n el índice de refracción del medio en el que viaja. En términos generales el efecto fotorrefractivo es un proceso en el cual la luz altera el índice de refracción del material. En un medio óptico lineal tal como los prismas, las lentes, filtros y polarizadores, los haces de luz pasan de un lado a otro sin cambiar las propiedades del material, en cambio las propiedades ópticas de los materiales fotorrefractivos pueden modificarse por la luz que pasa a través de ellos, de ahí que éstos sean categorizados como medios ópticos no lineales [14].

En este trabajo presentamos algunos cálculos de la fotocorriente producida por pulsos luminosos en un cristal, al resolver las ecuaciones del material, aplicando un campo eléctrico externo constante (corriente directa).

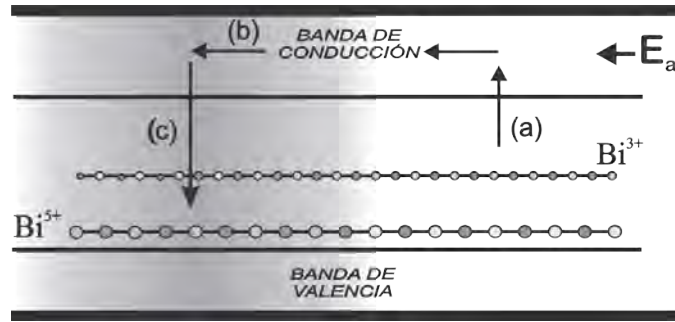


Figura 2.1: Modelo de transporte de banda para el efecto fotorrefractivo, la región oscura corresponde a las zonas de poca iluminación del patrón de interferencia; un haz de luz sobre el material excita a los electrones a la banda de conducción (a) debido al efecto fotoconductor, son libres de moverse y en general lo hacen hacia las regiones oscuras (b) después de moverse una longitud promedio decaen, regresando a la banda de valencia (c).

2.2. Ecuaciones del Material

Para explicar el efecto fotorrefractivo en cristales de BSO, el modelo de transporte de banda propuesto por N. Kukhtarev es el más utilizado, y aunque implica varias aproximaciones, nos permite conocer en buena aproximación el comportamiento de los materiales fotorrefractivos al ser iluminados por luz coherente [6]. Las aproximaciones son: la consideración de un sólo tipo de portadores (electrones) y un sólo tipo de centros activos (Bi en este caso, véase la figura 2.1) involucrados en la excitación y recombinación de los portadores de cargas. Este modelo utiliza un sistema de ecuaciones diferenciales parciales no lineales y acopladas llamadas ecuaciones del material. Éstas describen los procesos de excitación transporte y recombinación que ocurren en los materiales fotorrefractivos, descritos en la figura 2.1.

Los centros activos en BSO crean un nivel de energía en la banda de valencia (BV). Estos centros son donadores potenciales inmóviles que tienen una densidad volumétrica N_D , de los cuales una fracción N_D^+ de estas impurezas (Bi^{3+}) son centros para la fotoexcitación de electrones y los restantes ($N_D - N_D^+$) de impurezas no ionizadas (Bi^{5+})

son centros para la recombinación de los electrones.

Así la rapidez de cambio de la densidad de donadores ionizados dependerá de la rapidez de generación de donadores ionizados por la iluminación $(sI + \beta)(N_D - N_D^+)$ y de la rapidez de recombinación $\gamma n N_D^+$

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = (sI + \beta)(N_D - N_D^+) - \gamma n N_D^+ \quad (2.1)$$

donde s es la sección transversal de fotoionización, I es la intensidad de la iluminación, $\beta(N_D - N_D^+)$ es la rapidez de generación térmica de los portadores, n la densidad de electrones o portadores de carga en la banda de conducción y γ la constante de recombinación.

La densidad de electrones móviles en la banda de conducción que se mueven de las regiones luminosas a las oscuras está dada por

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial N_D^+}{\partial t} + \frac{1}{e} \nabla \cdot J \quad (2.2)$$

donde e es la carga del electrón y J es la densidad de corriente. Esta corriente se establece a lo largo de la dirección x y tiene tres contribuciones; la componente de difusión, $\mu D \nabla n$ que se establece debido al gradiente de concentración de cargas, donde μ es la movilidad electrónica, $D = K_B T$ es la constante de Boltzman y T la temperatura. También depende de la componente de deriva $e \mu n E$ que representa la densidad de corriente de conducción originada por el campo eléctrico total:

$$J = \mu D \nabla n + e \mu n E \quad (2.3)$$

donde E es el campo eléctrico total constituido por el campo eléctrico de carga espacial fotoinducido E_{sc} y el campo eléctrico externo E_a .

La densidad de la distribución de carga $\rho(x, t)$ dada por $e(N_D^+ - N_A - n)$ genera un

campo de carga espacial E_{sc} que de acuerdo con la ley de Gauss es:

$$\nabla \cdot (\epsilon_o \epsilon E_{sc}) = e(N_D^+ - N_A - n) \quad (2.4)$$

donde ϵ_o es la permitividad del vacío, ϵ es la constante dieléctrica del material y N_A es la densidad inicial de aceptores. La ecuación de la variación temporal del campo de carga espacial $E_{sc}(x, t)$ se obtiene derivando la ecuación anterior respecto del tiempo.

Las tres ecuaciones 2.1, 2.2 y 2.4 constituyen las llamadas ecuaciones del material y no tienen una solución analítica cuando involucran campos eléctricos intensos y altas modulaciones en el patrón de iluminación.

Cuando tenemos dos haces de la misma frecuencia linealmente polarizados que se intersectan dentro de un cristal:

$$\mathbf{S}(x, t) = \mathbf{S}_0 e^{i(k_S x + \phi - \omega t)}$$

$$\mathbf{R}(x, t) = \mathbf{R}_0 e^{i(k_R x + \phi - \omega t)}$$

interferirán y producirán un patrón estacionario de regiones iluminadas y oscuras,

$$I = \|\mathbf{S} + \mathbf{R}\|^2 = (\|\mathbf{S}_0\|^2 + \|\mathbf{R}_0\|^2) \left[1 + 2 \frac{\mathbf{S}_0 \cdot \mathbf{R}_0}{\|\mathbf{S}_0\|^2 + \|\mathbf{R}_0\|^2} \cos(Kx + \phi) \right] \quad (2.5)$$

si definimos

$$\begin{cases} I_S^0 \equiv \|\mathbf{S}_0\|^2 \\ I_R^0 \equiv \|\mathbf{R}_0\|^2 \\ I_0 \equiv (I_S^0 + I_R^0) \\ m \equiv 2 \frac{\sqrt{I_S^0 I_R^0}}{I_S^0 + I_R^0} \cos(\widehat{\mathbf{S}_0, \mathbf{R}_0}) \end{cases}$$

donde $(\widehat{\mathbf{S}_0, \mathbf{R}_0})$ es el ángulo que hay entre los vectores \mathbf{S}_0 y \mathbf{R}_0 . Entonces

$$I = I_0(1 + m \cos(Kx + \phi)) \quad (2.6)$$

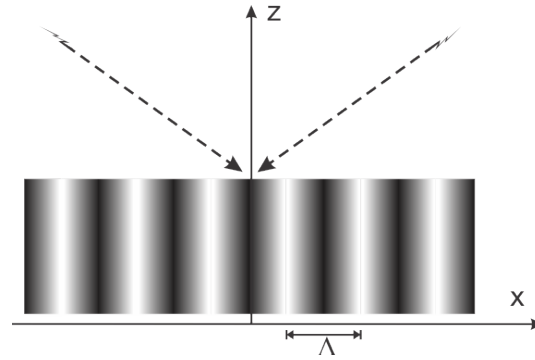


Figura 2.2: Configuración experimental, dos haces incidentes interfieren formando un patrón de franjas brillantes y oscuras. $I = I_o(1 + m \cos kx)$, donde $k = 2\pi/\Lambda$ y m es la modulación.

un patrón de interferencia con $K \equiv \frac{2\pi}{\Lambda}$ donde Λ es el periodo espacial del patrón de franjas sinusoidales a lo largo del cristal, ver Fig. 2.2.

Los haces de luz que forman el patrón sinusoidal dentro del cristal, excitan a los electrones a la banda de conducción (BC)(Figura 2.3 (a)). Estos electrones se mueven por difusión y principalmente por deriva, debido al campo externo E_a (Figura 2.3 (b)), antes de combinarse de nuevo en la banda de valencia (BV)(Figura 2.3 (c)). Se produce un campo de carga espacial, que “distorsiona” la estructura de la red cristalina, llegando a un equilibrio con los electrones, acumulándose en las regiones menos iluminadas porque allí están excitados con menos eficiencia, así se llega a una distribución espacial de cargas eléctricas, donde hay más cargas positivas en las regiones iluminadas y más cargas negativas en las regiones menos iluminadas. Por medio del efecto electro-óptico se producen cambios en el índice de refracción (Fig. 2.3).

El patrón de interferencia (el campo de carga espacial) y la rejilla de índice de refracción, tienen la misma periodicidad, pero estarán desfasados por un ángulo ϕ mostrado en la Fig. 2.3 (d). Cuando este ángulo es de $\pi/2$, se logra la configuración óptima para el intercambio de energía entre los dos haces.

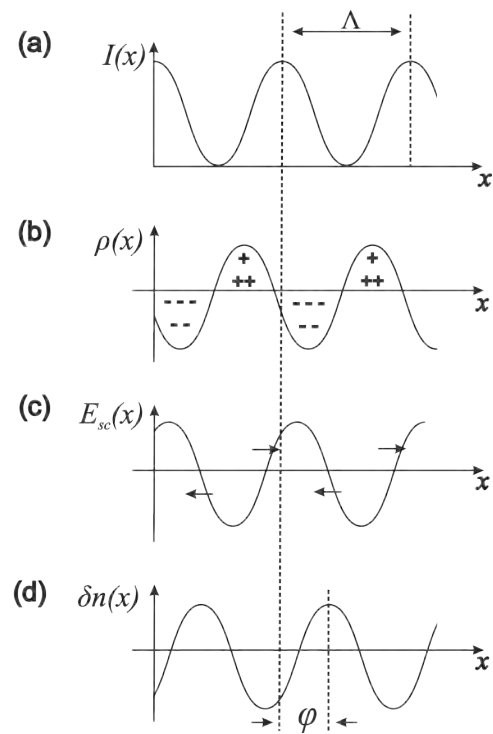


Figura 2.3: Efecto Fotorrefractivo. (a) Formación del patrón de interferencia. (b) Redistribución de la densidad de carga. (c) Formación del campo de carga espacial E_{sc} y (d) cambios en el índice de refracción del cristal debido al efecto electro-óptico.

Parametro	Descripción
$\epsilon = 56$	Constante dieléctrica
$n = 2.5$	Índice de refracción promedio
$r_{eff} = 4.7 \times 10^{-12} \text{m/V}$	Coefficiente electro-óptico
$\lambda = 8 \mu\text{m}$	Longitud de onda del patron de luz
$\mu = 1 \times 10^{-7} \text{cm}^2/\text{V}$	Movilidad
$\gamma = 1.6 \times 10^{-14} \text{m}^3/\text{s}$	Coefficiente de atrapamiento
$\beta = 0.0$	Razón de ionización térmica
$s = 2.7 \times 10^{-5} \text{m}^2/\text{J}$	Sección eficaz de ionización
$N_D = 1.0 \times 10^{25} \text{m}^{-3}$	Densidad de trampas iniciales
$N_A = 1.0 \times 10^{22} \text{m}^{-3}$	Densidad de aceptores iniciales

Tabla 2.1: Parámetros utilizados en el material fotorrefractivo de BSO

2.3. Parámetros y condiciones

Nuestros cálculos fueron realizados para un material de BSO con los parámetros definidos en la tabla 2.3[8][7]. Usando el modelo de transporte de banda de N. Kukhtarev.

Las ecuaciones que gobiernan la respuesta física del material fotorrefractivo como vimos anteriormente son 2.1, 2.2 y 2.4, donde el movimiento de los portadores es a lo largo de x , N_D^+ y n son la concentración de aceptores y electrones al instante de tiempo t respectivamente. La condición de frontera es:

$$V = \int_0^L E(x, t) dx \quad (2.7)$$

que corresponde al voltaje aplicado constante ($E_a \equiv \text{Cte.}$), donde L es el espesor del cristal, medido a lo largo x , donde se aplica el voltaje.

Con ayuda de la variable temporal $J_o/\epsilon\epsilon_o$, las ecuaciones anteriores se pueden reescribir como:

$$\frac{\partial E_{sc}}{\partial t} = -\frac{\mu D}{\epsilon\epsilon_o} \frac{\partial n}{\partial x} - \frac{e\mu}{\epsilon\epsilon_o} n(E_{sc} + E_a) + \frac{J_o}{\epsilon\epsilon_o} \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial N_D^+}{\partial t} + \frac{\mu D}{e} \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \mu \frac{\partial n}{\partial x} (E_{sc} + E_a) + \frac{\mu e}{\epsilon\epsilon_o} n(N_D^+ - N_A - n) \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = (sI + \beta)(N_D - N_D^+) - \gamma n N_D^+ \quad (2.10)$$

donde I es la intensidad definida en la ecuación 2.6. La variable J_o surge al combinar las ecuaciones de Poisson $\partial(\epsilon\epsilon_o E)/\partial x = \rho$ (ecuación 2.4) y la ecuación de continuidad $\partial J/\partial x = -\partial\rho/\partial t$, además su valor se obtiene de promediar la corriente $J(x, t)$ definida en la Ec. 2.3, sobre una longitud de onda Λ :

$$\begin{aligned} J_o(t) &= \frac{1}{\Lambda} \int_0^\Lambda J(x, t) dx \\ &= \frac{1}{\Lambda} \int_0^\Lambda \left[\mu D \frac{\partial n(x, t)}{\partial x} + e\mu n(x, t)(E_{sc}(x, t) + E_a) \right] dx \end{aligned} \quad (2.11)$$

Capítulo 3

Resultados y Discusión

Resolvimos las ecuaciones del material, (2.8), (2.9) y (2.10), usando el método de líneas, éste usa un procedimiento de colocación de elemento finito[10], con polinomios de segundo grado independientes del tiempo para la discretización de la coordenada espacial (x por ejemplo). Cabe mencionar que en todo momento se satisfizo la restricción (2.11). Las soluciones para E_{sc} , N_D^+ y n las calculamos en el intervalo de tiempo $t \in [10^{-12}, 10^{-6}]$ segundos, con incrementos de 10^{-12} segundos para la coordenada temporal y $.157 \mu\text{m}$ para la coordenada espacial. La solución a las ecuaciones del material nos permitió encontrar $E_{sc}(x, t)$, $n(x, t)$ y $N_D^+(x, t)$, con $x \in [0, \Lambda]$.

En la figura 3 de la referencia [7] se muestran dos gráficas experimentales que reproducimos con nuestros cálculos. Cabe destacar que nuestro trabajo se enfocó en reproducir primeramente los datos de *sumitomo* presentes en la figura 3 (a) de la citada referencia.

3.1. Resultados con iluminación constante

Las figuras 3.1 y 3.2 muestra la equivalencia de los parámetros utilizados experimentalmente con nuestros parámetros. En la figura 3.3 mostramos un fragmento de la

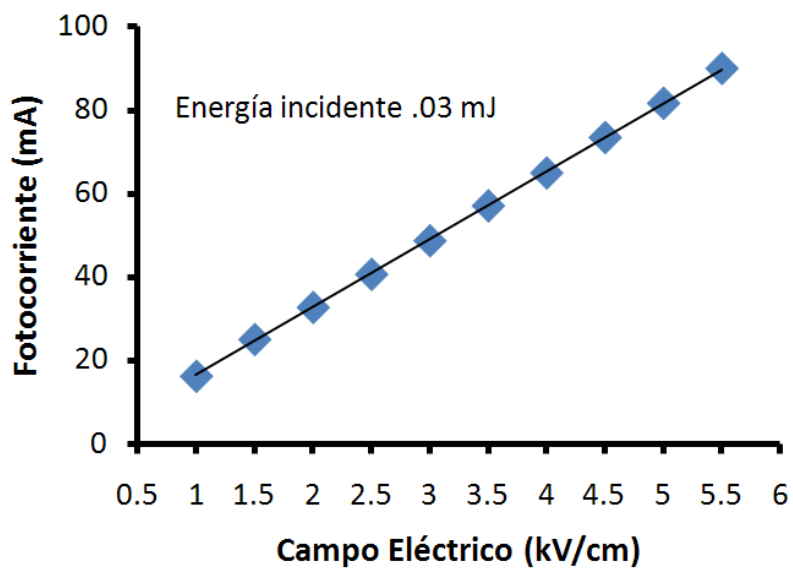


Figura 3.1: Fotocorriente dependiente del campo externo aplicado, con energía constante. Resultados generados con los parámetros de la tabla 2.3

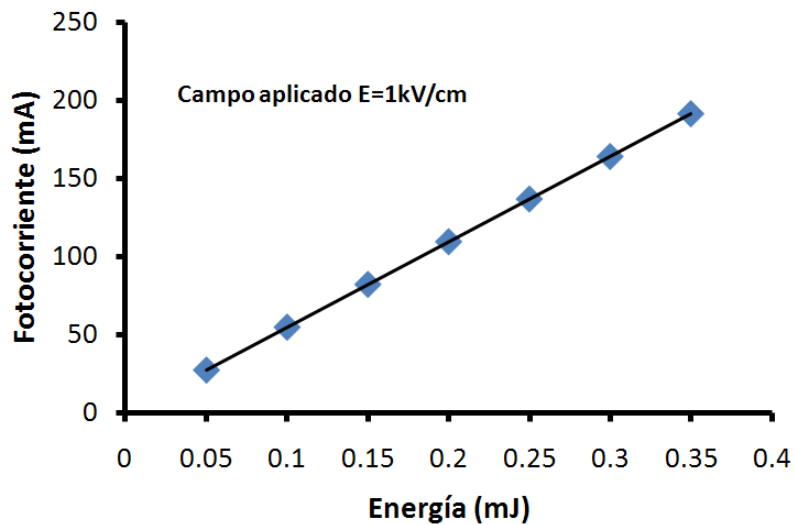


Figura 3.2: Fotocorriente dependiente de la energía y con campo externo constante. Resultados generados con los parámetros de la tabla 2.3

referencia [7] podemos ver el comportamiento lineal de la fotocorriente con respecto al campo aplicado y la energía incidente, lo cual coincide perfectamente con nuestros resultados (figuras 3.1 y 3.2), usando los valores de la tabla 2.3. El valor de la modulación es 0, que significa una iluminación uniforme sobre la muestra. El comportamiento lineal, no es de sorprender, ya que por definición (eq. 2.3) la fotocorriente es:

$$J = \mu D \nabla n + e \mu n E$$

Donde μ es la movilidad electrónica, n es la densidad de electrones en la banda de conducción, E es el campo total y $\nabla n = 0$ por ser n máximo temporal y espacial.

Los pulsos con que se iluminó el material tienen una duración de $3ns$ (a menos que se indique lo contrario), de esta manera, para variar la energía que incide en el material en realidad lo que se modificó fue la intensidad de la luz incidente, ya que la superficie de iluminación también la supusimos constante.

3.2. Resultados con modulación de la luz

Una vez obtenidas las características de este material presente en la referencia [7], el siguiente paso fue estudiar su comportamiento bajo el efecto de modulación de la luz, debido a que su uso industrial es con modulación.

En la figura 3.4 podemos ver los máximos de fotocorriente sobre el mismo material, con respecto al campo externo aplicado. Observamos que sigue siendo lineal la dependencia de la fotocorriente para diferentes modulaciones. Aun para $m = 0.9$, se puede considerar lineal, ya que al hacer una aproximación con el método de mínimos cuadrados obtenemos un coeficiente de correlación de 0.996 (figura 3.4 (d)). El comportamiento lineal nos permite ver que i es proporcional al campo total E ($i = e \mu n E s$), donde el campo total E es la suma del campo de carga espacial y el campo externo aplicado,

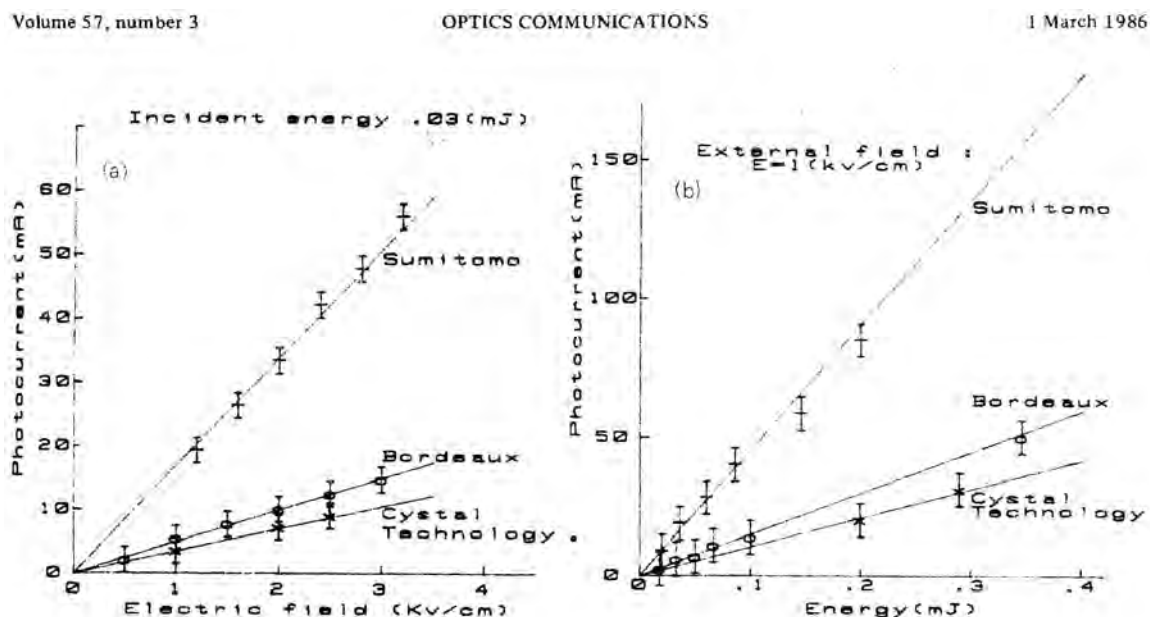


Fig. 3. Variations of the maximum of the photocurrent for three different crystals. (a) photocurrent as a function of the applied electric field for a given light energy of 30 μ J. (b) photocurrent as a function of the incident light energy for a given external field of 1 kV/cm.

Figura 3.3: Correspondiente a la figura 3 de la referencia [7], cuyas imágenes comparamos con las figuras 3.1 y 3.2 del presente trabajo.

y como $e = cte$, $\mu = cte$ y $s = cte$ implica que n (número máximo de electrones que llega a la banda de conducción) permanece constante independientemente del campo externo aplicado, por lo tanto podemos concluir que el campo externo no contribuye a la generación de portadores de carga en la banda de conducción. Su tendencia a deformarse implica que debería dejar de ser lineal, sin embargo esto se debe a otros factores que influyen más que sólo la modulación y que en nuestro caso no son relevantes con los datos utilizados.

En la figura 3.5 mostramos la fotocorriente dependiente de la energía incidente sobre el material, para diferentes modulaciones de la luz. Aquí encontramos que la dependencia de la fotocorriente con respecto de energía (específicamente de la intensidad del pulso con que se ilumina nuestro material) presenta un comportamiento lineal más marcado que con el campo aplicado. Dada la diferencia de pendientes para distintas

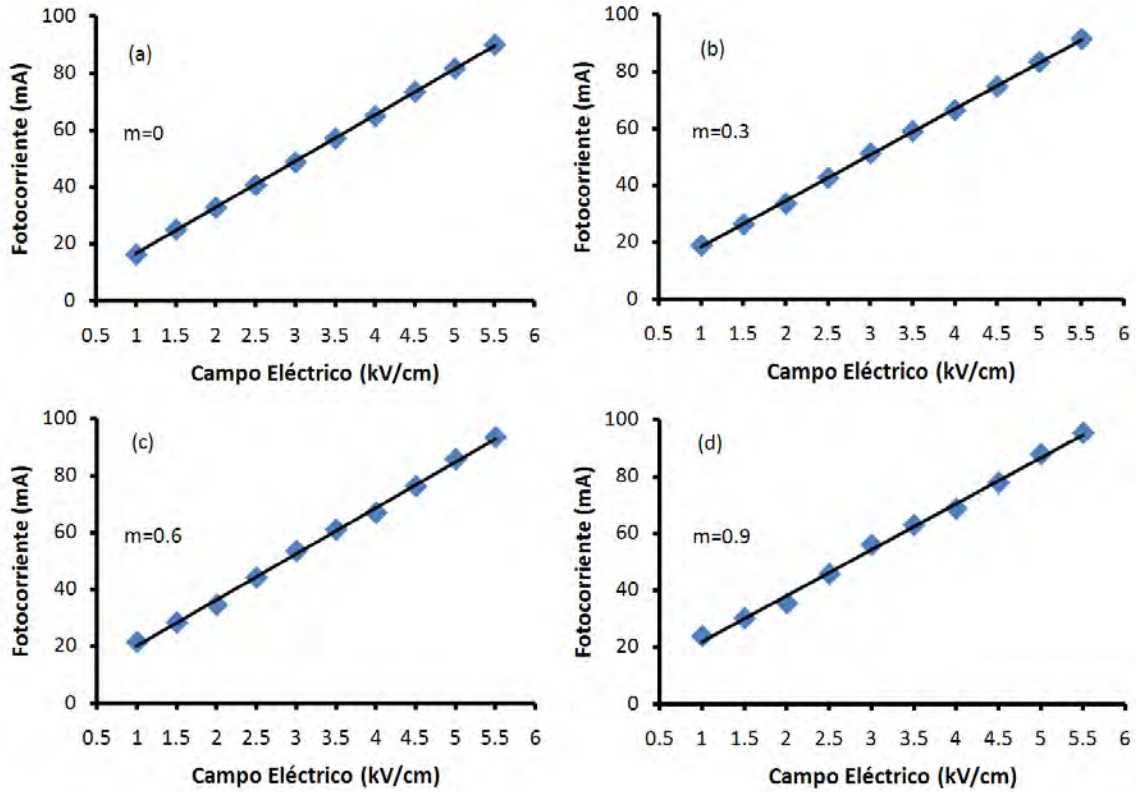


Figura 3.4: Fotocorriente dependiente del campo externo aplicado, con energía incidente constante ($.03mJ$). Resultados generados para diferentes modulaciones de la luz. (a) $m = 0$ con pendiente de $16.28\mu Acm/V$ y coeficiente de correlación de .999, (b) $m = 0.3$ con pendiente de $16.20\mu Acm/V$ y coeficiente de correlación de .999, (c) $m = 0.6$ con pendiente de $16.19\mu Acm/V$ y coeficiente de correlación de .998, (d) $m = 0.9$ con pendiente de $16.201\mu Acm/V$ y coeficiente de correlación de .996.

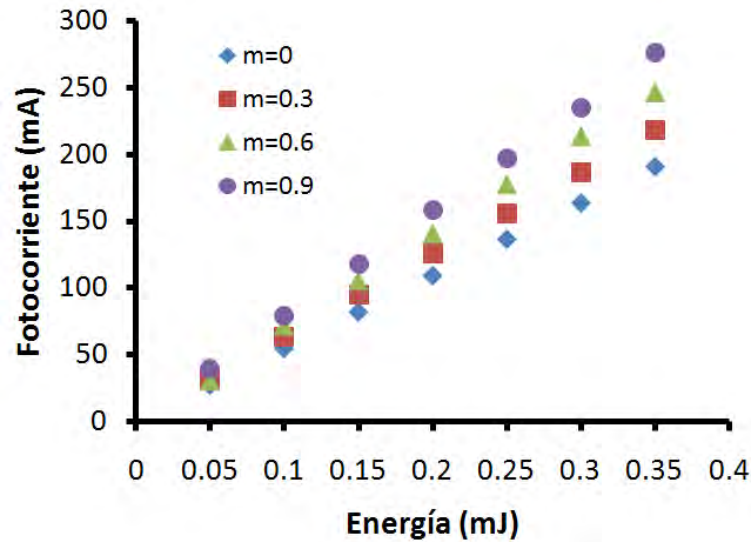


Figura 3.5: Fotocorriente dependiente de la energía incidente y campo externo constante. Resultados para diferentes modulaciones de la luz.

modulaciones podemos decir que depende ampliamente de la modulación de la luz m , pero sin perder la dependencia lineal con respecto a la intensidad del haz que ilumina al material.

En la figura 3.6 observamos la dependencia de la fotocorriente con respecto a la modulación de la luz, nuevamente vemos un comportamiento lineal de la fotocorriente, ahora con la modulación de la luz.

La figura 3.7 muestra la forma que adopta la intensidad del pulso con que se ilumina nuestro material, siempre manteniendo la energía incidente constante, en la figura 3.8 mostramos los resultados obtenidos para distintos campos externos aplicados al material. Haciendo un ajuste lineal podemos ver que cada familia de puntos pertenecientes al mismo campo externo aplicado se ajusta a una recta decreciente, lo cual es congruente con el hecho de que: si iluminamos cada vez menos el material, aunque la duración de la iluminación aumente, la fotocorriente producida tiende a cero de manera lineal, pues la recombinación de los electrones con las trampas, hace que el número de portadores y

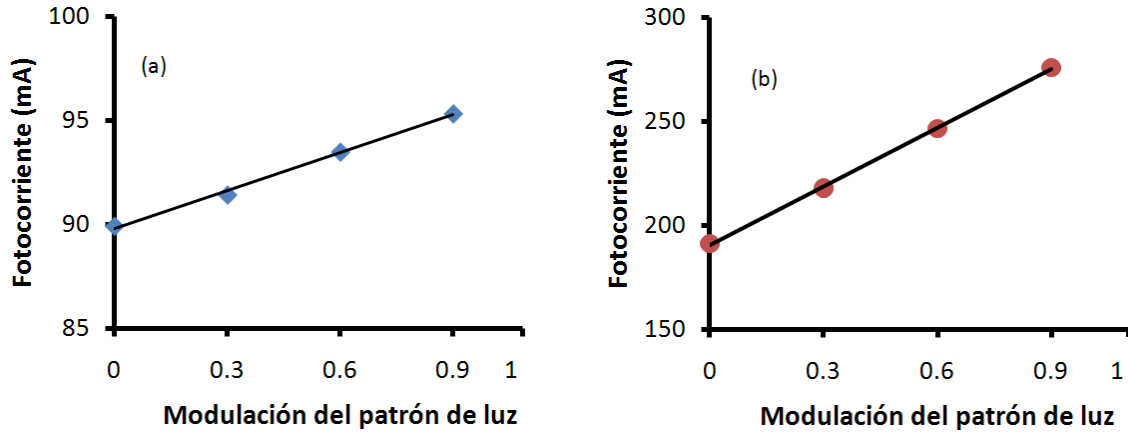


Figura 3.6: Fotocorriente dependiente de la modulación de la luz con energía incidente y campo externo constantes. (a) Energía incidente $\epsilon = 0.03mJ$ y campo aplicado $E = 5.5kV/cm$, tiene una pendiente de $6.105mA$. (b) Energía incidente $\epsilon = 0.35mJ$ y campo aplicado $E = 1kV/cm$, tiene una pendiente de $94.362mA$.

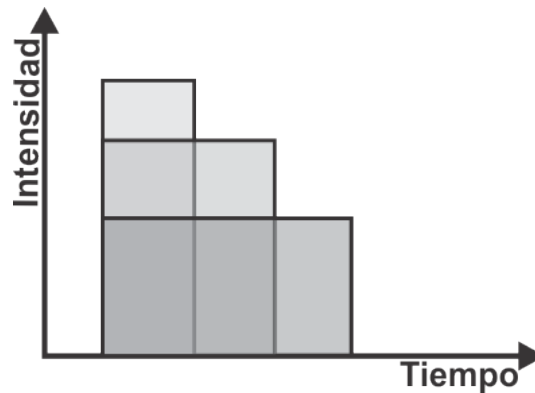


Figura 3.7: Diagrama de intensidad contra tiempo permaneciendo constante la energía incidente en el material.

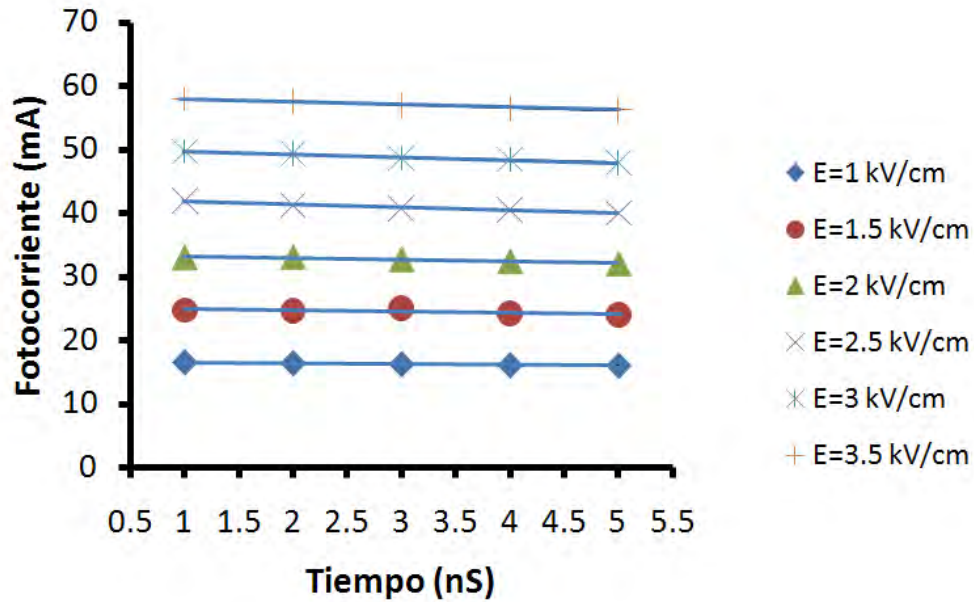


Figura 3.8: Fotocorriente dependiente del tiempo de exposición del material a la iluminación con energía incidente constante $\epsilon = 0.03mJ$ y modulación de la luz $m = 0$. Resultados de para diferentes campos externos aplicados.

la corriente por tanto, tiendan a cero, esto sucede cuando el tiempo del pulso es mucho mayor que el tiempo de recombinación de los electrones en el material[7].

Otra observación importante es que la energía incidente en el material no es un parámetro que defina el comportamiento del material, esto se ve en la figura 3.8, ya que al aumentar el tiempo de iluminación, la intensidad de la luz disminuye pero la energía la forzamos a permanecer constante y aun así las familias de rectas siempre son decrecientes.

Capítulo 4

Conclusiones

La solución numérica de las ecuaciones del material reproducen muy bien los resultados experimentales. Con base en esto, hacemos la predicción de la variación de la fotocorriente máxima con la modulación de la luz y encontramos un comportamiento lineal con esta modulación, para los parámetros físicos del material que estudiamos, que no se ha reportado experimentalmente.

También, encontramos que existe un comportamiento lineal de la fotocorriente con el campo aplicado para una iluminación no uniforme del material, que tampoco se ha reportado experimentalmente.

Nuestro trabajo futuro se enfocará en el estudio de la dependencia de la fotocorriente con respecto del periodo espacial de la rejilla.

Bibliografía

- [1] A. Askin, 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 . *Appl. Phys. Lett.*, 9(1):72–74, 1966.
- [2] Jack Feinberg. Photorefractive nonlinear optics. *Physics Today*, 46, Oct. 1988.
- [3] Jaime Frejlich. *Photorefractive Materials: Fundamental Concepts, Holographic Recording and Materials Characterization*. John Wiley & Sons, Inc., 2007.
- [4] P. Günter and J. P. Huignard. *Photorefractive Materials and Their Applications II, Survey of Applications*. Springer-Verlag, Berlin Alemania, 1989.
- [5] P. Günter and J. P. Huignard. *Photorefractive Materials and Their Applications 2, Materials*. Springer-Verlag, Berlin Alemania, 2007.
- [6] N. V. Kukhtarev, V. B. Markov, S. G. Odulov, M. S. Soskin, and V. L. Vinetskii. *Ferroelectrics*, 22:949, 1979.
- [7] G. Lesaux, J.C. Launay, and A. Brun. Transient photocurrent induced by nanosecond light pulses in bso and bgo. *Optics. Comm.*, 57(3), March 1986.
- [8] L. F. Magaña, I. Casar, and J. G. Murillo. Beam energy exchange in sillenite crystal ($\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ and $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$), considering the variation of light modulation along

- samples thickness in a strong non-linear regime. *Optical Materials*, 30:979–986, 2008.
- [9] R. W. Munn and C. N. Ironside. *Principles and Applications of Nonlinear Optical Materials*. Blackie Academic & Profesional, Glasgow, 1993.
- [10] J. G. Murillo, L. F. Magaña, M. Carrascosa, and F. Agulló-López. *J. Appl. Phys*, 78:5686–5690, 1988.
- [11] N.A.Vainos, S.L. Clapham, and R.W. Eason. Multiplexed permanent and real time holographic recording in photorefractive bso. *Applied Optics*, 28(20), October 1989.
- [12] D. M. Pepper, J. Feinberg, and N. V. Kukhtarev. The photorefractive effect. *PScientific American*, 34, Oct. 1993.
- [13] Efrén Iglesias Pereiro. Despliegue mundial de fibra óptica.
- [14] P. Yeh. *Introduction to Photorefractive Nonlinear Optis*. Jhon Wiley, New York, 1993.