

Electro y Foto-Conductividad de Cristales de Silenita Impurificados y con Alta Resistividad

Electro and Photoconductivity of Non-purified and High Resistive Selenite Crystals

Alexander V. Ilinskii, Francisco Silva Andrade, Tatiana A. Prutskij y Fernando Chávez Ramírez
Instituto de Ciencias, Benemérita Universidad Autónoma de Puebla
Priv. de la 17 Norte No. 3417, Col. San Miguel Hueyotlipan CP. 72050, Puebla, México
E-mail: illinskii@siu.buap.mx

Artículo recibido en Junio 16, 2001; aceptado en February 19, 2002

Resumen

Con ayuda del efecto electro-óptico longitudinal y transversal se ha medido la electro- y la foto-conductividad en los cristales foto-refractivos de silenita con alta resistividad. La dinámica de la distribución del campo eléctrico en el cristal (detectada simultáneamente en espacio y tiempo), permite la posibilidad de determinar parámetros semiconductores muy importantes tales como: el tipo de portador de carga mayoritaria, el tiempo de relajación de Maxwell ($\tau_M = \epsilon\epsilon_0/\sigma$, donde σ es la conductividad específica), la longitud de arrastre (l) de los portadores mayoritarios, la movilidad (μ), la longitud de Schottky (L) y la densidad de carga espacial (ρ) que aparece en la muestra durante el proceso de apantallamiento del campo. Se emplearon muestras impurificadas con Al, Cr, V, Co, Fe, Nd. Los datos obtenidos de mediciones electro-ópticas se han comparado con sus respectivos espectros de absorción óptica.

Palabras clave: Efectos Electro-Ópticos, Conductividad, Silenitas Impurificadas.

Abstract

Using the longitudinal and transverse electrooptic effect we have measured the electro and photoconductivity into the high resistivity photorefractive selenite crystals. The dynamic study of the distribution of the electric field in the crystal (time and space simultaneously detected), permit us to know very important semiconductor parameters, such as majority carriers type, Maxwell's relaxation time ($\tau_M = \epsilon\epsilon_0/\sigma$, where σ is the specific conductivity), the drift length (l) of majority carriers, the mobility (μ), the Schottky length (L), and the density of spatial charge (ρ) that appears in the crystal during the process of the screening of the electrical field. We have used Al, Cr, V, Co, Fe, and Nd impurified samples. The obtained data from electrooptical measurements were compared with their respective optical absorption spectra.

Keywords: Electrooptic Effects, Conductivity, Doped Selenites.

1 Introducción

El desarrollo de la optoelectrónica ha motivado un incremento considerable por el estudio de los materiales potencialmente útiles en la fabricación de dispositivos optoelectrónicos. Un lugar importante entre los materiales con aplicaciones en la optoelectrónica lo tienen los semiconductores con alta resistividad, cuyos bordes de absorción óptica fundamental se encuentran entre la región del UV cercano al infrarrojo cercano del espectro electromagnético. Por regla general la aplicación de estos cristales está relacionado con el cambio en la distribución del campo eléctrico, como resultado del transporte de la carga bajo la influencia de parámetros externos (frecuentemente parámetros ópticos). Por esta razón, en los últimos años se han desarrollado considerablemente los estudios del apantallamiento del campo eléctrico en los semiconductores de alta resistividad, centrando la atención en los cristales foto-refractivos de silenitas ($\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$) [Petrov *et al.*, 1991; Astratov *et al.*, 1992; Ilinski & Melnikov, 1991]. Los cristales de silenita de alta resistividad a menudo son referidos como aislantes por tener resistividades entre 10^{12} - 10^{14} Ohm-cm. La descripción anterior es correcta cuando se consideran cristales impurificados, siempre y cuando la resistividad y el valor del tiempo de relajación dieléctrica (tiempo de Maxwell) se incrementen en varios órdenes de magnitud; comparados con cristales normales [Shadrin & Khanin, 1999; Ilinski *et al.*, 1999]. Al mismo tiempo, la impurificación en los cristales cambia fuertemente sus espectros de absorción óptica e influye en los procesos de transporte de carga. Como consecuencia, cambian sus propiedades foto-refractivas ampliando considerablemente con esto el campo de aplicación de las silenitas. Los métodos convencionales para el estudio experimental de los procesos del transporte de carga en estos materiales se basan en la medición de valores muy pequeños de

corrientes en la oscuridad y la foto-generada, lo cual resulta ser muy difícil y con frecuencia no es posible realizarlo.

Se han investigado nuevas posibilidades para la determinación del tiempo de relajación, empleando métodos de medición electro-ópticos. Con ayuda del efecto electro-óptico transversal o longitudinal (efecto de Pockels) se registra el valor de la carga eléctrica (acumulada dentro del cristal) durante el proceso de transporte de carga de los portadores libres en tiempos grandes. Debido a que el tiempo de acumulación de carga puede ser muy grande (minutos, horas), los métodos electro-ópticos son muy efectivos para el estudio de la dinámica del campo eléctrico en cristales de silenita con alta resistividad. Por ejemplo, usando el efecto electro-óptico transversal se han determinado [Astratov et al., 1992] dos tipos diferentes de portadores básicos a diferentes temperaturas y se ha determinado el papel de los centros profundos en los procesos de transporte de carga. Los métodos que se basan en el efecto electro-óptico longitudinal no permiten medir la distribución espacial y temporal del campo, como cuando se emplea el efecto electro-óptico transversal. Sin embargo, a menudo se usa el efecto longitudinal por ser más exacto y tener una mayor sensibilidad.

2 Dinámica del Proceso de Apantallamiento del Campo Eléctrico

La evolución del campo eléctrico se describe por medio de un conjunto de tres ecuaciones: una ecuación para la cinética de la densidad de los electrones libres, n , (ec. (1)), una segunda ecuación denominada de continuidad para la densidad de corriente, $j=e\mu nE$, (ec. (2)) y por último la ecuación de Poisson ((ec. 3)),

$$g(t) - \frac{n(z,t)}{\tau} + \mu \frac{\partial [E(z,t)n(z,t)]}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho(z,t)}{\partial t} = -e\mu \frac{\partial [E(z,t)n(z,t)]}{\partial z} \quad (2)$$

$$\frac{\partial E(z,t)}{\partial z} = \frac{\rho(z,t)}{\varepsilon\varepsilon_0} \quad (3)$$

donde: g es la velocidad de generación, ρ es la densidad de carga espacial, e es la carga del electrón, ε es la constante dieléctrica del cristal, τ es el tiempo de vida del electrón y μ es la movilidad del electrón.

El campo es negativo ($E = -|\vec{E}|$), ya que la dirección es opuesta al eje z . Para las condiciones de frontera se considera un flujo de electrones igual a cero a través de la interfase del lado izquierdo y una diferencia de potencial constante a través de la muestra en la dirección del arrastre, esto es

$$n(0,t) = 0 \quad (4)$$

$$\int_0^d E(z,t) dz = -U \quad (5)$$

Para la condición inicial, se considera la ausencia de carga espacial, es decir

$$\rho(z,0) = 0 \quad (6)$$

Las ecs. (1)-(6) no permiten obtener una solución analítica exacta, debido al término no-lineal en las ecs. (1) y (2). Sin embargo en la etapa inicial de la evolución del campo, cuando el campo en el volumen del cristal difiere ligeramente del valor uniforme inicial, E_0 ; se pueden obtener soluciones aproximadas para E , n y ρ . Por ejemplo, para la solución del campo eléctrico E se considera que la ec. (5) toma la forma:

$$\int_0^d E(z,t) dz = -E_0 d \quad \text{y que } n \approx g\tau \left[1 - \exp\left(-\frac{z}{l}\right) \right] \quad \text{y}$$

$$g \approx egt \exp\left(-\frac{z}{l}\right), \quad \text{así tenemos}$$

$$\frac{E(z,t)}{E_0} = 1 + \left[\exp\left(\frac{-z}{d}\right) - \left(\frac{l}{d}\right) \left(1 - \exp\left(\frac{-d}{l}\right) \right) \right] \int_0^t \left(\frac{dt}{\tau_M} \right) \quad (7)$$

donde $l = \mu\tau E_0$ es la longitud de arrastre del electrón en un campo uniforme, $\tau_M = \varepsilon\varepsilon_0 / \sigma = (\varepsilon\varepsilon_0) / e\mu\tau g$ es el tiempo de relajación de Maxwell.

3 Metodología y Resultados de la Medición de la Distribución del Campo Eléctrico

En el presente trabajo se ha realizado el estudio de la electro- y foto-conductividad con ayuda del efecto electro-óptico longitudinal y transversal para determinar el tiempo de Maxwell, definido anteriormente como:

$$\tau_M = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{\sigma} \quad (8)$$

donde σ es la conductividad del cristal.

Para este fin se ha empleado una celda de Pockels usando placas polaroides (polarizador y analizador), que permiten analizar el cambio del estado de polarización de la luz roja de sondeo que atraviesa el cristal. Paralelamente se obtienen, a temperatura ambiente, los espectros de absorción óptica en placas cristalinas impurificadas y sin impurificar.

3.1 Efecto Electro-Óptico Transversal

El método se basa esencialmente en sondear una muestra con luz linealmente polarizada en la dirección y , perpendicular a la dirección del campo eléctrico aplicado E (ver fig. 1).

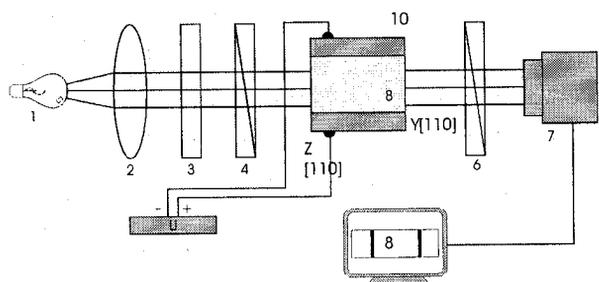


Fig. 1 Esquema experimental para la medición del efecto electro-óptico transversal

El arreglo experimental involucra el uso de una fuente de la luz de sondeo (1), un colimador (2), un filtro para luz roja (3), un polarizador (4), un analizador (6), una cámara de video con monitor (7) y un cristal de silenita (8) con electrodos (10). Debido al efecto electro-óptico lineal transversal la luz de sondeo viaja en el cristal (8) con modulación espacial y en fase de acuerdo con el patrón de distribución del campo eléctrico $E(z)$ en la muestra. La luz que emerge del cristal pasa a través de un analizador polaroide (6) transformando la modulación de fase en modulación de intensidad $I(z)$, la cual es medible. Las mediciones cuantitativas del campo requieren tomar en cuenta la simetría del cristal, la orientación de la muestra y la geometría del experimento. Para este caso se restringe la geometría a la que corresponda a una máxima birrefringencia inducida por campo $E(z)$ cuando el campo se aplica a lo largo de la dirección [110] cuando la luz de sondeo se propaga en la dirección [110]; entonces, el cambio máximo en fase es [Astratov & Ilinski, 1987]:

$$\Gamma(z) = \left(\frac{2\pi}{\lambda_p} \right) n_0^3 \gamma_{41} h E(z) \quad (9)$$

donde λ_p es la longitud de onda de la luz de sondeo, n_0 es el índice de refracción del cristal en la longitud de onda λ_p , en ausencia del campo eléctrico aplicado, h es distancia que recorre la luz al pasar por el cristal y γ_{41} es una de las componentes del tensor electro-óptico. Note que las silenitas se caracterizan por una simetría 23 la cual permite tener actividad óptica. En silenitas esta actividad óptica es muy alta (rotación del plano de polarización $\psi_0=20$ grados/mm) y se deberá tomar en cuenta en $\Gamma(z)$. En presencia de actividad óptica, la luz incidente se puede descomponer en dos ondas ortogonales polarizadas elípticamente, su grado de elipticidad se caracteriza por la razón de polarización de los semi-ejes de la elipse $\tan(\gamma)$, teniendo una dependencia con la razón de la birrefringencia y de la actividad óptica de acuerdo con la ecuación,

$$\tan(2\gamma) = \frac{2\psi}{\Gamma} \quad (10)$$

Estas ondas emergen del cristal con una diferencia de fase de:

$$\Delta^2 = \Gamma^2 + (2\psi)^2 \quad (11)$$

para polaroides cruzados se tiene:

$$\frac{I}{I_0} = \text{sen}^2 \left(\frac{\Delta}{2} \right) \quad (12)$$

El carácter de la dependencia I/I_0 en Γ y E mostrando múltiples extremos se aclaran si retomamos que todas las proyecciones de las ondas ortogonales, en la dirección de las oscilaciones permitidas en el analizador, interfieren en el plano del analizador. Así, en el caso de la distribución no uniforme del campo eléctrico en el cristal y con valores suficientemente grandes de E y h , cuando las condiciones $\Gamma \gg \psi$, una diferencia de fase puede exceder 2π (en silenitas se satisface cuando $E \sim 10^5$ V/cm). Así, un patrón de interferencia de la luz polarizada podría aparecer en el plano $x-z$ del analizador como franjas brillantes y oscuras alternadas, paralelas a los electrodos (eje x). Tales patrones se pueden observar con una vídeo cámara, grabarlos en una cinta magnética y analizarlos a fin de determinar la distribución $E(z)$. De la comparación de los datos experimentales con los cálculos basados en las ecs. (7)-(11), obtenemos los siguientes parámetros: $l \approx 1.0$ mm, $\tau_M = 1 \pm 10$ s, $L = 0.5$ mm, $\mu\tau = 4.0 \times 10^{-6}$ cm²V⁻¹. Se encontró también que en el caso de las silenitas los portadores mayoritarios son electrones.

3.2 Efecto Electro-Óptico Longitudinal

Para el desarrollo del experimento, se usa el método que involucra el sondeo de la muestra con luz linealmente polarizada en la dirección z [001], paralela al campo aplicado (fig. 2).

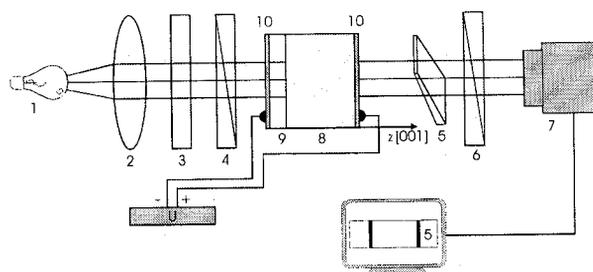


Fig. 2 Esquema experimental para la medición del efecto electro-óptico longitudinal

Debido al efecto electro-óptico lineal longitudinal la luz de sondeo en el cristal se modula en fase proporcional al voltaje que cae sobre el cristal (U_{cr}). La luz que atraviesa a la muestra pasa por el analizador (un polarizador o una cuña de cuarzo más un polarizador), después de lo cual la modulación en fase se convierte en modulación en intensidad, pudiéndose medir la intensidad de la luz I . Esta última va a depender del voltaje aplicado al cristal, de su orientación, del estado del analizador y también de la posible presencia de otros efectos ópticos, tal como la actividad óptica del cristal (el valor específico de rotación del plano de polarización dentro del silicato de bismuto es

20 grad/mm para la luz roja $\lambda = 0.65 \mu\text{m}$ y por eso para los espesores de nuestras muestras, $d \approx 1\text{mm}$, no se considera, a diferencia del efecto electro-óptico transversal). En la fig. 2 el elemento (1) representa la fuente de la luz de sondeo, (2) es un lente colimador, (3) es un filtro interferométrico rojo ($\lambda = 0.65 \mu\text{m}$), (4) es un polarizador, (5) y (6) son los analizadores: (5) es una cuña de cuarzo, (6) es un polarizador, (7) es un detector de intensidad de luz (un fotodiodo con osciloscopio o bien una cámara de vídeo con monitor). La celda de Pockels consiste de un cristal electro-óptico de silicato de bismuto (8) y de una capa aislante (9). Mediante unos electrodos transparentes de SnO_2 , (10), se le aplica a la celda un voltaje eléctrico $U \approx 4 \text{ kV}$.

La relación entre $I(t)$ y $U_{cr}(t)$ será más simple si no usamos la cuña de cuarzo (5). En este caso podemos representar la luz que atraviesa al cristal, como la suma de dos haces linealmente polarizados en direcciones ortogonales, que tienen distintas velocidades dentro del cristal. Gracias a esto, después de pasar por el cristal estos haces viajan con una diferencia de fase $\Gamma(t)$ proporcional a $U_{cr}(t)$. Aquí solo vamos a describir el caso en el que la orientación del cristal da la diferencia de fase máxima, es decir, cuando el ángulo entre la dirección del plano de polarización de la luz que entra al cristal y eje cristalinio [110] es 45° [Sonin & Vasilevskaya, 1971]. En este caso,

$$\Gamma(t) = 2\pi n_0^3 \gamma_{41} U_{cr}(t) / \lambda = \pi U_{cr}(t) / U_{\lambda/2} \quad (13)$$

y la intensidad de la luz después de pasar el analizador (6) será

$$I(t) = I_0 \cos^2 \left(\frac{\pi U_{cr}(t)}{U_{\lambda/2}} \right) \quad (14)$$

donde n_0 es el índice de refracción en ausencia del voltaje eléctrico, γ_{41} es un coeficiente del tensor del efecto electro-óptico lineal, I_0 es la intensidad de la luz de sondeo que incide en el cristal, $U_{\lambda/2}$ es el voltaje de medio onda (para silicato de bismuto $U_{\lambda/2} \approx 4 \text{ kV}$ [Petrov *et al*, 1991]). De la ec. (14) es posible ver que con ayuda de la dependencia de la intensidad de la luz de sondeo con el tiempo se puede estudiar la cinética del desplazamiento del voltaje eléctrico entre el cristal y el aislante después de aplicar a la estructura cristal-aislante el voltaje externo U . Sin embargo la relación entre $I(t)$ y $U_{cr}(t)$ no es lineal, lo cual complica un poco el experimento.

Con la cuña de cuarzo (5), la relación entre $I(x,y,t)$ y $U_{cr}(t)$ es más complicada. Es bien conocido, que cuando se coloca una cuña de cuarzo entre los polaroides cruzados con un ángulo de 45° entre el eje de la cuña y el plano de polarización de la luz, aparece el patrón de interferencia de la luz monocromática, patrón que consiste en franjas claras y oscuras (las cuales se denominan franjas de un espesores iguales). En nuestro caso cuando colocamos la cuña de cuarzo entre el cristal (8) y el polaroide (6) con ángulo de 45° con respecto al plano de polarización de la luz de sondeo, también aparece la interferencia de los haces polarizados, la cual se observa bien con ayuda de una

cámara de vídeo siempre y cuando el área de la placa cristalina en el plano x - y sea lo suficientemente grande: es decir lo suficientemente grande para poder observar en la dirección (x) de la cuña de cuarzo por lo menos dos franjas oscuras (o claras); en la dirección normal (y) el tamaño de la placa debe ser del orden de la altura de la cuña. Cuando aplicamos a la estructura el voltaje externo, las franjas de acuerdo a la ec. (2), se mueven abruptamente a la derecha o a la izquierda (en dirección de la cuña de cuarzo) dependiendo de la polarización del voltaje aplicado y después lentamente regresan al estado inicial por el apantallamiento del campo eléctrico dentro del cristal, lo cual causa que el voltaje se reduzca en el cristal y se incremente en el aislante. Es claro que si aplicamos al cristal un voltaje de media longitud de onda las franjas se mueven a un medio de periodo, en el caso general el movimiento de las franjas es proporcional al voltaje que cae sobre el cristal, es decir la relación entre el movimiento de las franjas y $U_{cr}(t)$ es lineal, lo cual es muy cómodo para realizar el experimento. Hay que notar también que mas allá de la comodidad el uso de la cuña de cuarzo permite hacer mediciones con gran exactitud. En realidad, si la fuente de la luz de sondeo es inestable en la intensidad, en este caso tenemos una baja exactitud en la medición de $I(t)$ y por lo tanto una baja exactitud en la determinación de los tiempos característicos de relajación del voltaje sobre el cristal. Al mismo tiempo la inestabilidad del ruido en la luz de sondeo prácticamente no influye en la posición de las franjas de interferencia y por esta razón se tiene una alta exactitud en las mediciones; por eso todos los resultados de las mediciones de la relación del campo en el cristal que se dan en este trabajo se han obtenido con el uso de la cuña de cuarzo.

En la tabla 1 se presentan los datos de la medición del tiempo τ_s de relajación del voltaje sobre el cristal $U_{cr}(t)$, el cual se han obtenido con ayuda de la medición de la cinética del movimiento de las franjas de interferencia en los cristales con diferentes impurezas. La tabla 1a contiene los datos de las muestras con impurezas uniformes en todo el volumen. La tabla 1b contiene los datos para las muestras con impurezas en la superficie del cristal. Se forma una capa cerca de la superficie gracias al proceso de difusión de impurezas a alta temperatura.

Esta operación tecnológica es sencilla y permite crear en el cristal una capa bastante gruesa (0.1 mm) cerca de la superficie con propiedades ópticas y eléctricas diferentes a las del volumen.

Al sistema de ecuaciones (4)-(6) hay que añadir las condiciones inicial y de frontera, las cuales escribiremos de acuerdo a la geometría del esquema de la figura 2

$$E(z,0) = -E_0 = \frac{-U}{(b+d)} \quad (15)$$

$$n(0,t) = 0 \quad (16)$$

$$bE(0,t) + \int_0^d E(z,t) dz = -U \quad (17)$$

Muestra	τ_s (s)	τ_M (s)	Iluminación*
No. 3	7±1	4±1	Si
Sin impurificar	35±5	20±3	No
No. 31	5±1	3±0.5	Si
Impurificada (V)	25±5	15±3	No
No. 32	2±0.5	1±0.5	Si
Impurificada (Al)	300±20	120±10	No
No. 34	200±10	50±5	Si
Impurificada (Co)	400±20	110±10	No
No. 35	120±10	60±5	Si
Impurificada (Al)	>600	>300	No

a)

Muestra	τ_s (s)	τ_M (s)	Iluminación*
No. 3	7±1	4±1	Si
Sin impurificar	35±5	20±3	No
No. 11	6±1/∞**	3±1/∞**	Si
Impurificada (Cr)	45±10/∞**	25±5/∞**	No
No. 26	8±1/8±1**	4±1/4±1**	Si
Impurificada (Fe)	50±10/50±10**	25±5/25±5**	No
No. 17	2±0.5/2±0.5**	1±0.5	Si
Impurificada (V)	20±1/∞**	10±1/∞**	No
No. 8	2±0.5/2±0.5**	1±0.5/1±0.5**	Si
Impurificada (Ni+Cr)	20±1/20±1**	10±1/10±1**	No

b)

* Intensidad de luz P=10 mW/cm².

** La relación n/m significa que n es el resultado de la medición en polarización positiva del voltaje externo (+ del lado de la región impurificada), m es el resultado de la medición bajo polarización negativa.

Tabla 1. Resultado de las mediciones a) Muestras con impurificación distribuida en todo el volumen del cristal, b) Muestras con impurificación en la superficie

La condición inicial (15) indica la neutralidad de carga en la muestra, al momento inicial ($t=0$) cuando se aplica el voltaje externo U a la estructura cristal-aislante. Aquí $b = d_i \epsilon_i / \epsilon_c$, donde d , d_i , ϵ_c , ϵ_i son los espesores y la constante dieléctrica del cristal y el aislante respectivamente. Las condiciones de frontera ecs. (16) y (17) corresponden al contacto bloqueado (para electrones) de la muestra con el aislante y al voltaje constante U sobre la estructura. El análisis de las soluciones de las ecs. (4-6, 15-17) para distintas relaciones espaciales entre el espesor del cristal d , la longitud de arrastre de electrones $l = \mu \tau E_0$ en el campo uniforme E_0 inicial y el espesor del aislante b que considera -la relación de épsilon- se han presentado en trabajos anteriores de Ilinski [Ilinski & Melnikov, 1991], aquí solo vamos a considerar los casos que tienen relación a nuestro trabajo.

Para los cristales de silenitas para temperatura ambiente $\mu \tau \approx 4 \cdot 10^{-6} \text{cm}^2 \text{V}^{-1}$ [Astratov *et al.*, 1992] y para muestras condiciones del experimento (el campo $E_0 \approx 10^4 \text{V/cm}$, el espesor del cristal $d \approx 1 \text{mm}$, el espesor efectivo del aislante $b \approx 0.156/4 = 1.4 \text{mm}$), longitud de arrastre de los electrones $l \ll d, b$. En este caso la solución aproximada del sistema de ecs. (4-6)-(15-17) se puede obtener si suponemos que el arrastre de los electrones tienen lugar en cada momento t en el

campo promedio $E_{prom} = d^{-1} \int_0^d E(z, t) dz$, y la influencia

del campo no uniforme que se sitúa en la pequeña región ($z \leq l \ll d$) es despreciable. En esta aproximación tenemos una capa de carga volumétrica positiva con incremento en la densidad y con una reducción del espesor en la región de

carga positiva en la dirección del aislante, de acuerdo a la siguiente ec.:

$$E(z,t) = -(E_c - E_a) \exp\left(\frac{-z}{L}\right) - E_a \quad (18)$$

donde:

$$E_a = E_0 \exp\left(\frac{-t}{\tau_s}\right);$$

$$E_c - E_a = E_0 \left(1 + \frac{d}{b}\right) \left[1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau_s}\right)\right];$$

$$L(t) = \left(\frac{\tau_s}{t}\right) L_0 \left[1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau_s}\right)\right];$$

$$\tau_s = \tau_M \left(1 + \frac{d}{b}\right) \quad (19)$$

El voltaje que cae sobre el cristal puede ser medido con ayuda del efecto electro-óptico longitudinal y está dado por:

$$U_{cr} = E_0 d \exp\left(\frac{-t}{\tau_s}\right) \quad (20)$$

De esta manera el voltaje sobre el cristal disminuye exponencialmente con el tiempo característico τ_s con el desplazamiento del campo al aislante, el cual depende solo del tiempo de Maxwell τ_M y de la relación d/b . La cinética del movimiento de las franjas de interferencia se puede aproximar con la ec. (20) y de ahí es posible determinar τ_s . Si sabemos los parámetros de la estructura con ayuda de la ec. (19) podemos obtener de τ_s el valor del tiempo de Maxwell.

El análisis de los resultados obtenidos muestra que la impurificación en el volumen del cristal con las impurezas de Vanadio, Cobalto y Hierro cambian fuertemente la posición del borde de absorción hacia las longitudes de onda más grandes; pero con las impurezas de aluminio cambia la posición del borde de absorción hacia las longitudes de onda más cortas.

Si comparamos con el espectro de absorción del cristal no impurificado intencionalmente (ver curva 1 en la figura 3a).

Es claro que la impurificación del cristal en la región cercana a la superficie, en principio no permite la transparencia en el volumen, por eso todas las curvas 2-5 en la fig. 3b están situadas en la región del espectro con longitud de onda mayor que en la curva 1 que corresponde a cristales sin impurezas. Al mismo tiempo la impurificación de los cristales cambian fuertemente sus propiedades eléctricas, ver tabla 1.

Un comportamiento interesante por sus potenciales aplicaciones se tiene cuando la impurificación de los cristales es con aluminio, en este caso se tiene una

muestra con buena transparencia óptica y como regla general se reduce mucho su conductividad σ y la foto-sensibilidad es baja. Sin embargo se ha encontrado una excepción -muestra No. 32- para la cual existe una alta transparencia óptica junto con una foto-sensibilidad bastante alta ($\tau_M = 1$ s con la luz 10 mW) y una conductividad en la oscuridad muy baja ($\tau_M > 100$ s).

Las propiedades eléctricas en muestras con impurezas de Al y Cr, cerca de la superficie, cambian dando una región en el cristal con alta resistividad. En primer lugar la impurificación de este tipo influye en la cinética de la distribución del voltaje U_{cr} en esta estructura triple: cristal - capa cristalina de alta resistencia con Cr - aislante, como una función de la polarización del voltaje externo (ver tabla 1b). Si se tiene polarización positiva (+ del lado de la capa con impurezas), el apantallamiento del campo en el cristal se comporta como si no existiera ninguna capa; de acuerdo con la ec. (18) y el desplazamiento exponencial del voltaje al aislante con el tiempo característico τ_s . Si tenemos polarización negativa aparece la carga volumétrica positiva en el volumen del cristal cerca de su frontera con la capa impurificada, por eso prácticamente todo el voltaje cae sobre esta capa del cristal sin desplazamiento al dieléctrico (τ_s es muy grande).

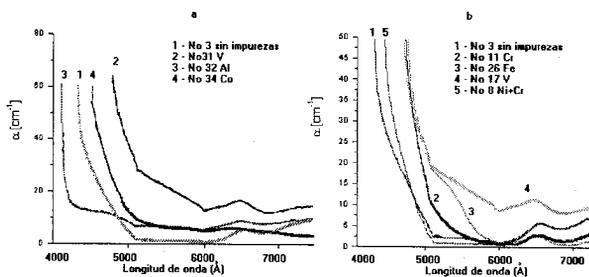


Fig. 3 Espectros de absorción de los cristales de silenita impurificados y sin impurificar a) con impurificación distribuida en la superficie; b) con impurificación distribuida en el volumen

3.3 La Celda de Pockels Modificada

En este método, secuencialmente se colocan dos placas cristalinas con orientación idéntica entre tres electrodos transparentes, para lo cual a partir de una misma fuente se aplica el mismo voltaje pero con polaridad opuesta (ver fig. 4).

En esta versión el efecto longitudinal de la primera placa pura (3) se compensa por el efecto de la segunda placa (4). Sin embargo el grado de compensación aquí no depende del espesor de las placas, no se puede determinar ninguna conductividad eléctrica por la pequeña diferencia de sus propiedades electro-ópticas condicionada por la diferencia en el nivel de impurificación.

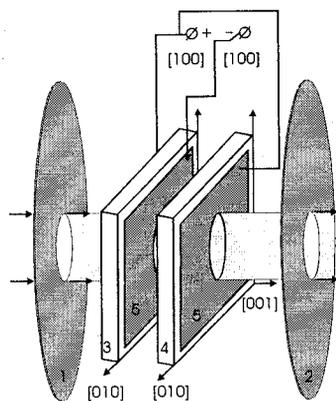


Fig. 4 Esquema experimental de la celda de Pockels modificada

De esta manera se obtiene un puente óptico. El valor del efecto electro-óptico longitudinal de la primera lámina cristalina se compensa con una alta exactitud, para el mismo valor del efecto electro-óptico de la segunda lámina, pero con signo opuesto. A este arreglo propuesto aquí lo podemos denominar *método-zero*; como cualquier método de compensación, exhibe la máxima sensibilidad para la magnitud medida y permite probar diferencias grandes o muy pequeñas en las características del material electro-óptico, originadas por la redistribución retardada en el tiempo del voltaje en las muestras. Por ejemplo, si una de las muestras se impurifica completa o parcialmente, es posible encontrar diferencias muy pequeñas del tiempo de relajación de Maxwell debido a la impurificación.

4 Conclusiones

Se han obtenido los espectros de absorción de muestras cristalinas impurificadas y sin impurificar a temperatura ambiente; en la figura 3 se muestran los espectros obtenidos de las muestras bajo estudio.

En la figura 3 se representan también los espectros de absorción óptica de las mismas muestras, los cuales se han obtenido con métodos estándar (Fig. 3a para muestras con impurezas uniformemente distribuidas y Fig. 3b para impurezas en la superficie). Para discutir los resultados obtenidos se utiliza el modelo que describe a los procesos de transporte de carga para silenitas.

De esta manera, en el presente trabajo se ha propuesto un método bastante fácil y con alta sensibilidad en la medición de la electro- y la foto-conductividad en cristales electro-ópticos con alta resistencia. El método se basa en el uso del efecto electro-óptico longitudinal en conjunción con una cuña de cuarzo. Con ayuda de este método se han medido los tiempos de Maxwell en un gran número de muestras de silenita ($\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$) con diferentes impurezas (Al, Cr, V, Co, Fe y Nd) distribuidas tanto en el volumen como en una región delgada cerca de la superficie. Se ha realizado el análisis comparativo de los datos de mediciones electro-ópticas con los espectros de

absorción óptica de las muestras investigadas. Se ha demostrado que la impurificación de los cristales con diferentes impurezas cambia fuertemente sus propiedades ópticas, eléctricas y electro-ópticas. La impurificación de la región cerca de la superficie del cristal mediante procesos de difusión térmica permite crear una estructura específica que consiste del sustrato cristalino y una capa cristalina de muy alta resistencia; en su conjunto, este tipo de estructura presenta propiedades nuevas.

El principal resultado de este trabajo es la caracterización con alta exactitud de las muestras estudiadas. Se cuenta con la capacidad para realizar mediciones electro-ópticas y determinar el tiempo de relajación de Maxwell para cristales de silenita impurificadas (Al, Cr, Mn, Ti y Nd) y sin impurificar. Los valores obtenidos son tan grandes como 10^3 s. Finalmente, también se estableció la correlación entre las propiedades espectroscópicas, eléctricas y electro-ópticas de los cristales de silenita impurificados.

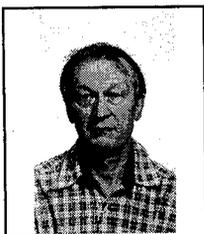
En conclusión cabe destacar que la técnica de medición de electro y fotoconductividad basada en los efectos electroópticos que hemos descrito en presente artículo puede ser aplicada a un amplio rango de semiconductores sin centro de inversión y con alta resistividad, tales como ZnS, CdSe, CdTe, GaAs, GaP y otros.

Agradecimientos

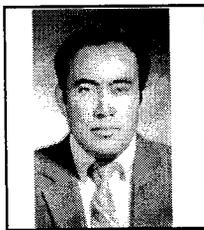
* Trabajo realizado con financiamiento del CONACyT, Proyecto No. 25445-A.

Referencias

- Astratov V. N., A. S. Furman, and A.V.Ilinski. *Semiconductors and Insulators: Optica and Spectroscopie Research*. Yu.I.Koptev, New York, pág. 271, 1992.
- Astratov V. N., A. V. Ilinskii *Ferroelectrics*, Vol. 75, pág. 251, 1987.
- Ilinski A. V., I. Velázquez-Cruz, T. Prutskij, F. Chávez, and F. Silva-Andrade *II Int. Workshop on optoelectronic materials and their application*, La Habana-Cuba, Nov., pág. 314, 1999.
- Ilinski A. V., M. B. Melnikov *Avtometria*, 4, pág. 79, 1991.
- Petrov M. P., S. I. Stepanov, and A. V. Khomenko. *Photorefractive crystals in coherent optical systems*, Springer-Verlag, 1991.
- Shadrin E., S. Khanin *Proc.10-th Int.Symp.On Electrets*, Delphi, Grecia, pág. 22, 1999.
- Sonin A. S. and A. S. Vasilevskaya *Electro-optic Crystals*, Moscow, Atomizdat, 1971.



Alexander Ilinski, es Doctor en Ciencias en la especialidad de Física del Estado Sólido, en el Instituto Ioffe de San Petersburgo, Rusia; actualmente es Profesor-Investigador de tiempo completo en la BUAP.



Francisco Silva-Andrade, es Doctor en Ciencias en la especialidad de Ingeniería Eléctrica en el CINVESTAV-IPN; actualmente es Profesor-Investigador tiempo completo en la BUAP.



Tatiana Prutskij, es Doctora en Ciencias en la especialidad de Física, en la Universidad de la Habana, Cuba; actualmente es Profesor-Investigador de tiempo completo en la BUAP.



Fernando Chávez Ramírez, es Maestro en Ciencias en la especialidad de Ingeniería Eléctrica en el CINVESTAV-IPN; actualmente es Profesor-Investigador tiempo completo en la BUAP.

