

# Utilización del efecto Pockels longitudinal en la medición de la electro y fotoconductividad de cristales de silenita impurificados y con alta resistividad

A. V. Ilinskii, F. Silva-Andrade,\* F. Chávez, F. Bañuelos y T. A. Prutskij  
*Instituto de Ciencias, Benemérita Universidad Autónoma de Puebla*  
 Priv. 17 Norte, No. 3417, Col. San Miguel Hueyotlipan, 72050 Puebla, Pue., Mexico  
 \* e-mail: fsilva@solarium.cs.buap.mx

Recibido el 20 de octubre de 2000; aceptado el 18 de enero de 2001

Empleando el efecto electroóptico longitudinal se ha medido la electro y la fotoconductividad en cristales fotorrefractivos de silenita con alta resistividad. Se han estudiado muestras impurificadas con Al, Cr, V, Co, Fe y Nd distribuidas en todo el volumen o en una región delgada cerca de la superficie. Los datos de la medición electroóptica se han complementado con los espectros de absorción óptica en las muestras investigadas.

*Descriptors:* Propiedades ópticas; efectos electroópticos, efecto Pockels longitudinal

Using the electro-optic longitudinal effect we have measured the electro- and photo-conductivity in photorefractive sillenite crystals with high resistivity. We have studied doped samples with aluminum, chromium, vanadium, cobalt, iron, and neodimium impurities distributed in the bulk or in a thin region near the surface. The data of the electro-optical measurements has been completed with the spectra of optical absorption in the investigated samples.

*Keywords:* Optical properties; electro-optical effects; longitudinal Pockels effect

PACS: 78.20.-c; 78.20.Jq

## 1. Introducción

El desarrollo de la optoelectrónica ha aumentado el interés en los materiales, útiles para la fabricación de los dispositivos optoelectrónicos. Un lugar importante dentro de estos materiales lo ocupa los semiconductores de alta resistividad, cuyos bordes de absorción óptica fundamental se encuentran entre la región del espectro del UV cercano al infrarrojo cercano. Por regla general el uso de estos cristales está unido al cambio en la distribución del campo eléctrico dentro de ellos, como resultado del transporte de la carga y bajo la influencia de acciones externas, frecuentemente por acciones ópticas. Por esta razón en los últimos años se han incrementado ampliamente las investigaciones y estudios del apantallamiento del campo eléctrico en los semiconductores de alta resistividad, es decir, en cristales fotorrefractivos de silenitas ( $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ ,  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ ,  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  [1–3]). Los cristales de silenita de alta resistividad a menudo son referidos como aislantes debido a su resistencia específica muy alta ( $\rho \approx 10^{12}–10^{14}$  Ohm-cm), para cristales impurificados debe cumplirse que sus resistividades y sus valores del tiempo de relajación dieléctrica (tiempo de Maxwell) se incrementen en varios órdenes de magnitud comparados con los valores en cristales normales [4, 5]. Al mismo tiempo, la impurificación de los cristales cambia fuertemente sus espectros de absorción óptica e influye en los procesos de transporte de carga y como consecuencia cambian las propiedades fotorrefractivas, lo cual amplía grandemente el campo de aplicación de las silenitas. Los métodos convencionales para el estudio experimental de los procesos del transporte de la carga en los materiales aislantes, anteriormente descritos, se basan en la

medición de valores muy pequeños de la corriente en la oscuridad y de la fotocorriente, de esta manera el estudio experimental es muy difícil y con frecuencia no es posible realizarlo.

Los métodos electroópticos de medición, ofrecen nuevas posibilidades para el estudio del transporte de carga, así con ayuda del efecto electroóptico transversal o longitudinal (el efecto Pockels) se registra el valor de la carga eléctrica, acumulada dentro del cristal, como consecuencia del proceso de transporte de la carga de portadores libres. Debido a que el tiempo de acumulación de la carga puede ser muy grande (de minutos a horas), los métodos electroópticos son muy efectivos para el estudio de la dinámica del campo eléctrico en cristales de silenita con alta resistividad. Por ejemplo con ayuda del efecto electroóptico transversal se han determinado dos tipos de portadores básicos a diferentes temperaturas y se ha determinado el papel de los centros profundos en los procesos del transporte de carga. Los métodos que se basan en el efecto electroóptico longitudinal no permiten medir la distribución del campo en el espacio y en el tiempo como en el efecto transversal, sin embargo, las mediciones son más exactas y tienen una mayor sensibilidad.

## 2. Metodología del experimento a base del efecto electroóptico longitudinal

En el presente trabajo se ha realizado el estudio de la electro y fotoconductividad con ayuda del efecto electroóptico longitudinal, determinándose también el tiempo de Maxwell

$$\tau_M = \frac{\epsilon\epsilon_0}{\sigma}, \quad (1)$$

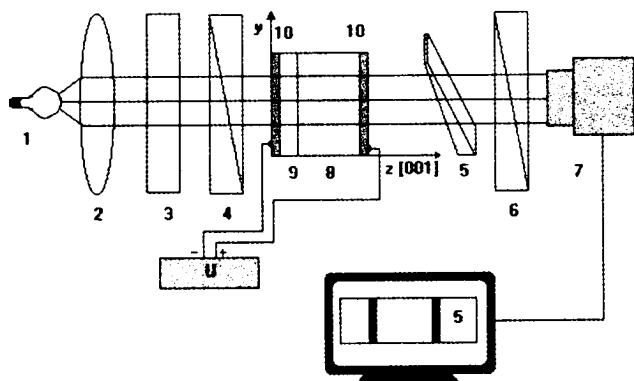


FIGURA 1. Arreglo experimental para la medición de efectos electroópticos empleando una cuña de cuarzo.

donde  $\sigma$  es la conductividad del cristal,  $\epsilon$  y  $\epsilon_0$  son las constantes dieléctricas, la relativa del cristal y del vacío, respectivamente.

Para este fin hemos dispuesto el arreglo experimental esquematizado en la Fig. 1 y formado por: una fuente de luz de sondeo (1); una lente colimadora (2); un filtro interferométrico rojo con  $\lambda = 0.65 \mu\text{m}$  (3); un polarizador (4); dos analizadores (5 y 6), donde (5) es una cuña de cuarzo y (6) un polarizador; un detector de intensidad luminosa (7), constituido de un fotodiodo con osciloscopio o bien una cámara de video con monitor; una celda de Pockels compuesta de un cristal electroóptico de silicato de bismuto (8), de una capa aislante (9) y de dos electrodos transparentes de  $\text{SnO}_2$  (9). Mediante estos electrodos se le aplica a la celda un voltaje eléctrico de  $U \approx 4 \text{ kV}$ .

El arreglo experimental de la Fig. 1, nos permite analizar el cambio del estado de polarización de la luz roja de sondeo que atraviesa el cristal. Esto es, se sondea la muestra con luz linealmente polarizada en la dirección  $z$  [001], paralela al campo aplicado (ver Fig. 1) y debido al efecto electroóptico lineal longitudinal, la luz de sondeo en el cristal se modula en fase de manera proporcional al voltaje que cae sobre el cristal ( $U_{\text{cr}}$ ). La luz que atraviesa la muestra pasa por el analizador (un polarizador o bien una cuña de cuarzo y un polarizador), con el propósito de transformar la modulación de la fase en modulación de intensidad luminosa, pudiéndose posteriormente 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 la rotación del plano de polarización dentro del silicato de bismuto es 20 grados/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).

La relación entre  $I(t)$  y  $U_{\text{cr}}(t)$  será más simple si no usamos la cuña de cuarzo (5) y si los dos polaroides (4 y 6) están cruzados. En esta situación 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 pa-

sar por el cristal estos haces van a tener una diferencia de fase  $\Gamma(t)$  proporcional a  $U_{\text{cr}}(t)$ . Aquí sólo vamos a describir el caso cuando la orientación del cristal proporciona la máxima diferencia de fase, es decir, cuando el ángulo entre la dirección del plano de polarización de la luz que entra al cristal y su eje cristalino [110] es de  $45^\circ$  [6]. En este caso,

$$\begin{aligned} \Gamma(t) &= \frac{2\pi n_0^3 \gamma_{41} U_{\text{cr}}(t)}{\lambda} \\ &= \frac{\pi U_{\text{cr}}(t)}{U_{\lambda/2}}, \end{aligned} \quad (2)$$

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

$$I(t) = I_0 \sin^2 \left[ \frac{\pi U_{\text{cr}}(t)}{U_{\lambda/2}} \right], \quad (3)$$

donde  $n_0$  es el índice de refracción en ausencia del voltaje eléctrico,  $\gamma_{41}$  es un coeficiente del tensor del efecto electroóptico lineal,  $I_0$  es la intensidad de la luz de sondeo que incide al cristal,  $U_{\lambda/2}$  es el voltaje de media onda (para silicato de bismuto  $U_{\lambda/2} \approx 4 \text{ kV}$  [1]). De la Ec. (3) 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 un voltaje externo  $U$ , sin embargo la relación entre  $I(t)$  y  $U_{\text{cr}}(t)$  no es lineal, lo cual complica un poco el experimento.

Con la cuña de cuarzo (5), la relación entre  $I(x, y, t)$  y  $U_{\text{cr}}(t)$  será más difícil. Es bien conocido que cuando colocamos una cuña de cuarzo entre los polaroides cruzados, con un ángulo de  $45^\circ$ , formado por el eje de la cuña y el plano de polarización de la luz, aparece un patrón de interferencia de la luz monocromática; patrón que consiste de franjas claras y oscuras (las cuales se denominan *franjas de espesores iguales*). En nuestro caso cuando colocamos la cuña de cuarzo entre el cristal (8) y el polaroide (6) con ángulo de  $45^\circ$  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 video, siempre y cuando el área de la placa cristalina en el plano  $x$ - $y$  sea lo suficientemente grande. Cuando aplicamos a la estructura un voltaje externo, las franjas, de acuerdo con la Ec. (2), se mueven abruptamente a la derecha o a la izquierda (en la dirección de la cuña de cuarzo) dependiendo de la polarización del voltaje aplicado y después debido al apantallamiento del campo eléctrico lentamente regresan al estado inicial, lo cual causa que el voltaje en el cristal se reduzca y se incremente en el aislante. Es claro que si aplicamos al cristal un voltaje de media longitud de onda las franjas se mueven un medio de período, 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  $U_{\text{cr}}(t)$  es lineal, lo cual es muy cómodo para realizar el experimento. De esta manera, cuando se aplica el voltaje al cristal  $U_{\text{cr}}(t)$ , resulta muy cómodo medir en la pantalla del monitor de TV, la posición de las franjas

TABLA I. Resultados de las mediciones electroópticas para muestras con impurezas distribuidas uniformemente en el volumen. La iluminación (Illum.) tiene una potencia  $P = 10 \text{ W/cm}^2$ . Entre paréntesis aparece la impurificación para cada muestra, (-) sin impurificar.

Muestra	$\tau_s(s)$	$\tau_M(s)$	Illum.
No. 3 (-)	$7 \pm 1$	$4 \pm 1$	Si
	$35 \pm 5$	$20 \pm 3$	No
No. 31 (V)	$5 \pm 1$	$3 \pm 0.5$	Si
	$25 \pm 5$	$15 \pm 3$	No
No. 32 (Al)	$2 \pm 0.5$	$1 \pm 0.5$	Si
	$300 \pm 20$	$120 \pm 10$	No
No. 34 (Co)	$200 \pm 10$	$50 \pm 5$	Si
	$400 \pm 20$	$110 \pm 10$	No
No. 35 (Al)	$120 \pm 10$	$60 \pm 5$	Si
	$> 600$	$> 300$	No

en unidades que son equivalentes al período de las franjas (es decir, en unidades de la distancia entre franjas o lo que es equivalente en unidades del voltaje de longitud de onda  $2U_{\lambda/2}$ ). El tiempo de relajación  $\tau_s$  del  $U_{cr}(t)$  se puede medir con un cronómetro, cuando las franjas pasan lentamente  $2/3$  de la distancia que se tiene entre la posición con el voltaje aplicado al cristal  $U_{cr}(0)$  y la condición del estado inicial (sin voltaje aplicado  $U_{cr}(t < 0) = 0$ ). El tiempo de Maxwell se determina entonces del  $\tau_s$  en la Ec. (11) (descrita más adelante en la sección de resultados experimentales). Hay que notar también que más allá de la comodidad, el uso de la cuña de cuarzo permite hacer mediciones con gran exactitud. Esto es, si la fuente de ruido es inestable en la intensidad de la luz de sondeo, en este caso tenemos una baja exactitud en la medición de  $I(t)$  y una exactitud en la determinación de los tiempos característicos de relajación del voltaje sobre el cristal. Al mismo tiempo la inestabilidad del ruido de la luz de sondeo prácticamente no influye en la posición de las franjas de interferencia y por esta razón nos da 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 usando la cuña de cuarzo.

### 3. Resultados experimentales y su discusión

En las Tablas I y II se presentan los resultados de la medición del tiempo de relajación ( $\tau_s$ ) y del tiempo de Maxwell ( $\tau_M$ ), los cuales se han obtenido midiendo la cinética del movimiento de las franjas de interferencia en los cristales con diferentes impurezas. La Tabla I contiene los datos de las muestras con impurezas distribuidas uniformemente en todo el volumen. La Tabla II contiene los datos para muestras con 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. En la Fig. 2 se presentan los espectros de absorción óptica de las mismas

TABLA II. Resultados de las mediciones electroópticas para muestras con impurezas distribuidas en la superficie, la relación  $n/m$  (indicada con \*\*) significa que  $n$  es el resultado de la medición con polarización positiva del voltaje externo (+ del lado de la región impurificada) y  $m$  es el resultado de la medición con polarización invertida. Iluminación e impurificación como en la Tabla I.

Muestra	$\tau_s(s)$	$\tau_M(s)$	Illum.
No. 3 (-)	$7 \pm 1$	$4 \pm 1$	Si
	$35 \pm 5$	$20 \pm 3$	No
No. 11 (Cr)	$6 \pm 1/\infty^{**}$	$3 \pm 1/\infty^{**}$	Si
	$45 \pm 10/\infty^{**}$	$25 \pm 5/\infty^{**}$	No
No. 26 (Fe)	$8 \pm 1/8 \pm 1^{**}$	$4 \pm 1/4 \pm 1^{**}$	Si
	$50 \pm 10/50 \pm 10^{**}$	$25 \pm 5/25 \pm 5^{**}$	No
No. 17 (V)	$2 \pm 0.5/2 \pm 0.5^{**}$	$1 \pm 0.5$	Si
	$20 \pm 1/\infty^{**}$	$10 \pm 1/\infty^{**}$	No
No. 8 (Ni+Cr)	$2 \pm 0.5/2 \pm 0.5^{**}$	$1 \pm 0.5/1 \pm 0.5^{**}$	Si
	$20 \pm 1/20 \pm 1^{**}$	$10 \pm 1/10 \pm 1^{**}$	No

muestras, obtenidos con métodos estándar (Fig. 2a para muestras con impurezas uniformemente distribuidas y Fig. 2b para impurezas en la superficie). En la discusión de los resultados obtenidos vamos a usar el modelo que describe los procesos del transporte de carga en las silenitas.

Consideraremos un diagrama de bandas, como el que se ilustra en la Fig. 3, con un centro profundo. Además supondremos que desde este centro se da la fotogeneración de electrones hacia la banda de conducción, con una velocidad  $g$ . La recombinación de estos electrones se da en un tiempo  $\tau$  (tiempo de vida). La concentración de estos centros es mucho mayor que la concentración de los estados ionizados  $P_A$  que podemos obtener durante el apantallamiento del campo, lo cual permite considerar que  $g$  y  $\tau$  son constantes. Los electrones libres se mueven bajo la influencia del campo eléctrico  $\vec{E}$  (la difusión de los electrones se desprecia), entonces las ecuaciones de balance, de continuidad y de Poisson tienen la forma de [3]

$$\frac{\partial P_A}{\partial t} = g - \frac{n}{\tau}, \tag{4}$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{n}{\tau} - g = -\mu \nabla \cdot (n \vec{E}), \tag{5}$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = \left( \frac{e}{\epsilon \epsilon_0} \right) (P_A - n), \tag{6}$$

donde  $n$ ,  $\mu$  y  $e$  son la concentración, movilidad y la carga de los electrones libres respectivamente.

Al sistema de Ecs. (4)–(6) hay que añadir las condiciones inicial y de frontera, las cuales escribiremos de acuerdo al esquema de la Fig. 1 como

$$E(z, 0) = -E_0 = \frac{-U}{(b+d)}, \tag{7}$$

$$n(0, t) = 0, \tag{8}$$

$$-U = bE(0, t) + \int_0^d E(z, t) dz. \tag{9}$$

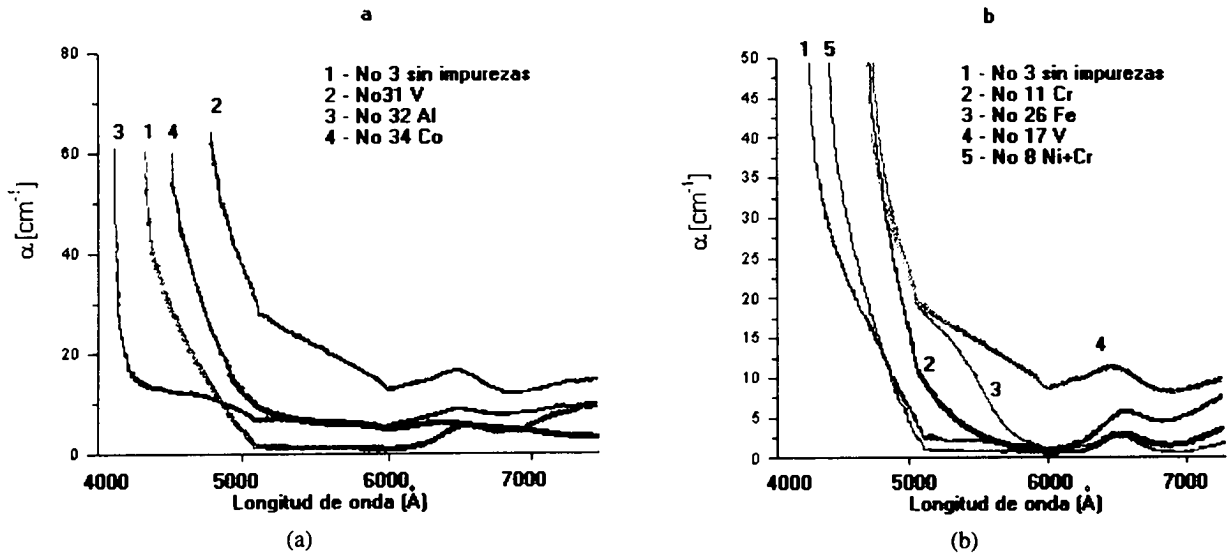


FIGURA 2. Espectros de absorción óptica de los cristales de silenita impurificados y sin impurificar; a) con impurificación distribuida uniformemente en el volumen y b) con impurificación en la superficie.

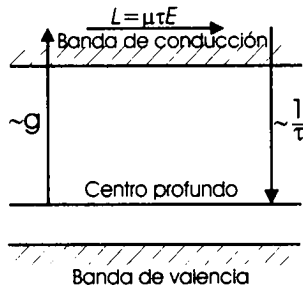


FIGURA 3. Esquema del diagrama de bandas de energía, con un centro profundo de recombinación en la banda prohibida;  $g$  es la velocidad de generación de electrones libres,  $\tau$  es el tiempo de vida del electrón,  $L$  es la longitud de arrastre.

La condición inicial [Ec. (7)] 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  $b = d_i \epsilon / \epsilon_i$ , donde  $b$ ,  $d_i$ ,  $\epsilon$ ,  $\epsilon_i$  son los espesores y las constantes dieléctricas del cristal y el aislante respectivamente. Las condiciones de frontera, [Ecs. (8) y (9)], 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)–(9) para diferentes relaciones espaciales entre el espesor del cristal  $d$ , la longitud de arrastre de electrones,  $L_0 = \mu\tau E_0$ , en el campo uniforme inicial  $E_0$  y el espesor del aislante  $b$  que considera —la relación de  $\epsilon$ — se han reportado en la Ref. 3, aquí solo vamos a considerar los casos que tienen relación con nuestro trabajo.

Para los cristales de silenitas a temperatura ambiente tenemos:  $\mu\tau \approx 4 \times 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{V}$  [2] y para nuestras 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  $b \approx 0.1(56/4) = 1.4 \text{ mm}$ ), longitud de arrastre de los electrones  $L_0 \ll d, b$ . En este caso la solución aproximada del sistema de Ecs. (4)–(9) se puede obtener si suponemos que

el arrastre de los electrones tienen lugar en cada momento  $t$ , en el campo promedio  $E_{\text{prom}} = d^{-1} \int_0^d E(z, t) dz$  y la influencia del campo no uniforme que se sitúa en la región pequeña ( $z \leq L_0 \ll d$ ) es despreciable. En esta aproximación tenemos una capa de la carga volumétrica positiva con incremento en la densidad y con una reducción del espesor de la región de carga positiva en dirección al aislante, de acuerdo a la siguiente ecuación:

$$E(z, t) = -(E_C - E_A) \exp\left(\frac{-z}{L}\right) - E_A, \quad (10)$$

donde

$$\begin{aligned} E_A &= E_0 \exp\left(\frac{-t}{\tau_s}\right), \\ E_C - E_A &= E_0 \left(1 + \frac{d}{b}\right) \left[1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau_s}\right)\right], \\ L(t) &= \left(\frac{\tau_s}{t}\right) L_0 \left[1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau_s}\right)\right], \\ \tau_s &= \tau_M \left(1 + \frac{d}{b}\right). \end{aligned} \quad (11)$$

El voltaje que cae sobre el cristal puede ser medido con ayuda del efecto electroóptico longitudinal y es

$$U_{\text{cr}} = E_0 d \exp\left(\frac{-t}{\tau_s}\right). \quad (12)$$

De esta manera el voltaje sobre el cristal disminuye exponencialmente con el tiempo característico  $\tau_s$  con el desplazamiento del campo al aislante, el cual depende sólo del tiempo de Maxwell  $\tau_M$  y de la relación  $d/b$ . La cinética del movimiento de las franjas de interferencia se puede aproximar con la Ec. (12) y por eso es posible determinar  $\tau_s$ . Si sabemos los parámetros de la estructura con ayuda de la Ec. (11) podemos

obtener, de  $\tau_s$  el valor del tiempo de Maxwell, de tal manera que se pueden obtener los resultados de la segunda columna de las Tablas I y II.

El análisis de los resultados obtenidos en cristales impurificados uniformemente con vanadio, aluminio y cobalto cambia fuertemente la posición del borde de absorción hacia las longitudes de onda grandes; pero con las impurezas de aluminio se tiene un corrimiento hacia las longitudes de onda cortas (curva 3, Fig. 2a); comparando con el espectro de absorción del cristal no impurificado intencionalmente (ver curva 1 en la Fig. 2a). Es claro que la impurificación del cristal en una región cercana a la superficie, en principio no puede hacer transparente su volumen, por eso todas las curvas 2-5 en la Fig. 2b están situadas en la región del espectro con longitud de onda mayor que en la curva 1 para cristales sin impurezas. Al mismo tiempo la impurificación de los cristales cambia fuertemente sus propiedades eléctricas (ver Tabla I), en particular, en casos interesantes para aplicaciones, cuando la impurificación de los cristales es con aluminio nos da una buena transparencia óptica de la muestra y como regla disminuye mucho su conductividad  $\sigma$ , así como su fotosensibilidad. Sin embargo se ha encontrado una excepción útil (muestra No. 32), para la cual existe una alta transparencia óptica junto con una fotosensibilidad bastante alta ( $\tau_M = 1$  s para una  $P = 10$  mW/cm<sup>2</sup> de la luz) y una conductividad en oscuridad muy baja ( $\tau_M > 100$  s). También se cambian las propiedades eléctricas de las muestras con impurezas cercanas a la superficie: en muestras impurificadas con Al y Cr, dan una región en el cristal con alta resistividad. En primer lugar la impurificación de este tipo influye a la cinética de la relación del voltaje  $U_{cr}$  en esta estructura triple: cristal-capa cristalina de alta resistencia con Cr-aislante, como función de la polarización del voltaje externo (ver Tabla II). Si tenemos polarización positiva (+ al lado de la capa con impurezas), el apantallamiento del campo en el cristal se comporta como si

no existieran capas: de acuerdo con la Ec. (10) y el desplazamiento exponencial del voltaje al aislante con un tiempo característico  $\tau_s$ . 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 hacia el dieléctrico ( $\tau_s$  es muy grande).

#### 4. Conclusiones

En el presente trabajo se ha propuesto un método sencillo y con alta sensibilidad para las mediciones de la electro y la fotoconductividad en cristales electroópticos con alta resistividad. El método se basa en el uso del efecto electroóptico longitudinal en conjunción con una cuña de cuarzo. Empleando este método se han medido los tiempos de Maxwell en un gran número de muestras Bi<sub>12</sub>SiO<sub>20</sub> con diferentes impurezas (Al, Cr, V, Co, Fe y Nd) distribuidas en todo el volumen o en una región delgada cerca de la superficie. Se ha realizado el análisis de los datos de las mediciones electroópticas y de los espectros de absorción óptica en las muestras investigadas. Se ha demostrado que la impurificación de los cristales con diferentes impurezas cambia fuertemente sus propiedades ópticas, eléctricas y electroópticas. La impurificación de una región cercana a la superficie del cristal, mediante procesos de difusión térmica, permite crear una estructura específica que consiste de sustrato cristalino y una capa cristalina de muy alta resistividad, esta estructura presenta propiedades nuevas e interesantes.

#### Agradecimientos

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

- 
1. M.P. Petrov, S.I. Stepanov, and A.V. Khomenko, *Photorefractive Crystals in Coherent Optical Systems*, (Springer-Verlag, Berlin, 1991).
  2. V.N. Astratov, A.S. Furman, and A.V. Ilinskii, *Semiconductors and Insulators: Optics and Spectroscopy Research*, edited by Y.I. Koptev, (Nova Science, Nueva York, 1992), p. 271.
  3. A.V. Ilinskii and M.B. Melnikov, *Avtometriya* **4** (1991) 79.
  4. E. Shadrin and S. Khanin, *Proc. 10-th Int. Symp. on Electrets*, Delphi, Grecia, (1999), p. 22.
  5. A.V. Ilinskii et al., *II Int. Workshop on Optoelectronic Materials and their Application (including Solar Cells)*, La Habana, Cuba, (1999), p. 314.
  6. A.S. Sonin and A.S. Vasilevskaya, *Electro-Optic Crystals*, Moscow, Atomizdat, (1971).