

ДИНАМИКА ЭКРАНИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ  
В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ  $Bi_{12}SiO_{20}$ В.Н. Астратов, А.В. Ильинский,  
А.С. Фурман

1. Динамика объемного заряда определяет важные для приложений нелинейные оптические свойства фоторефрактивных кристаллов. Среди них большой интерес вызывают электрооптические кристаллы силленитов ( $Bi_{12}SiO_{20}$ ,  $Bi_{12}GeO_{20}$ ), широко используемые в динамической голографии и в устройствах оптической обработки информации [1].

В настоящей работе экспериментально и теоретически исследована динамика объемного заряда при экранировании электрического поля, приложенного к кристаллу  $Bi_{12}SiO_{20}$  после предварительного освещения. Показано, что характер процесса экранирования существенно зависит от температуры кристалла  $T$ . При  $T \sim 300$  К экранирование сопровождается эффектом стратификации [2-4] - в кристалле формируются слои объемного заряда чередующихся знаков. Со временем плотность заряда в слоях нарастает, а их толщина уменьшается. В отличие от этого при  $130 < T < 200$  К экранирование осуществляется в результате расширения единственного слоя объемного заряда постоянной плотности, формируемого у отрицательного блокирующего электрода. Все эти особенности динамики экранирования описаны в рамках простой модели, учитывающей ионизацию примесных центров, дрейф и захват электронов. Сделан вывод о том, что перенос заряда в широком интервале температур контролируется захватом электронов на ловушки с энергией ионизации 0,4 эВ.

2. В экспериментах кристалл  $Bi_{12}SiO_{20}$  толщиной  $d = 8$  мм подвергался однородному освещению с длиной волны  $\lambda = 488$  нм. После этого к кристаллу в темноте прикладывалось напряжение  $U = 9$  кВ, причем поток носителей заряда через отрицательный электрод блокировался тонкой (30 мкм) диэлектрической прослойкой (см. вставку на рис. 1). Распределения электрического поля  $E(z)$  в последовательные моменты времени регистрировались, как и в [2, 3], по поперечному электрооптическому эффекту. Измерения проводились при различных значениях температуры кристалла  $T$ . При  $T \sim 300$  К наблюдался эффект стратификации в соответствии с [2-4]. В отличие от этого при  $T = 161$  К у отрицательного электрода формируется расширяющийся слой объемного заряда с постоянной плотностью  $\rho_0 = e \cdot 3.75 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , где  $e$  - абсолютная величина заряда электрона, см. рис. 1.

3. Перейдем к теоретическому рассмотрению процессов экранирования. Согласно [1-3], в запрещенной зоне кристаллов силленитов имеется большое количество уровней глубоких центров рекомбинации и ловушек. Однако для полной интерпретации наших экспериментов достаточно рассматривать схему, включающую глубокий

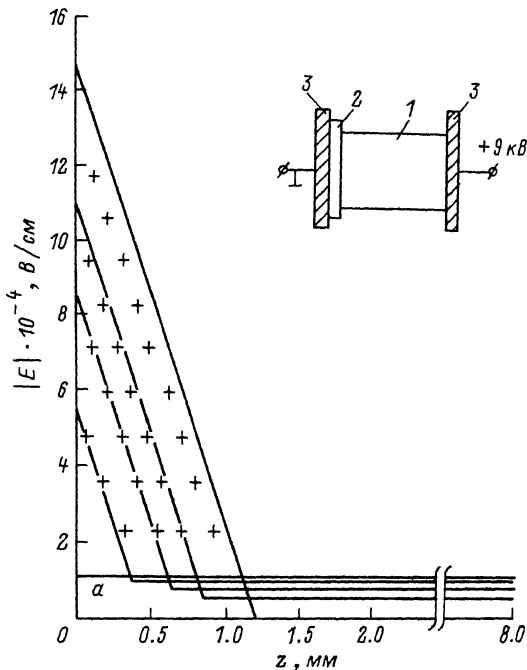


Рис. 1. Распределения напряженности электрического поля  $E(z)$ , измеренные в различные моменты времени  $t$  после приложения внешнего напряжения: а - 0, б - 5, в - 10, г - 150 с. Сплошными линиями приведен теоретический результат. 1 - кристалл  $Bi_{12}SiO_{20}$  размерами  $15 \times 10 \times 8$  мм<sup>3</sup>, 2 - слюдяная прослойка, 3 - прозрачные электроды из  $SnO_2$ .

уровень (А) и два уровня ловушек  $L_1$  и  $L_2$  (см. вставку а на рис. 2). В ходе предварительного освещения электроны переходят с А центров через зону проводимости на ловушки. После прекращения освещения происходит термическая генерация электронов с ловушек в зону и их обратный захват. При температурах, близких к комнатным, генерация с уровня  $L_2$  играет существенную роль в переносе заряда. В этих условиях экранирование сопровождается эффектом стратификации в соответствии с теорией [2-4].

При пониженных температурах генерация с более глубокого уровня  $L_2$  оказывается подавленной, а динамика объемного заряда определяется лишь генерацией электронов с уровня  $L_1$ , их дрейфом в электрическом поле и обратным захватом (см. вставку б на рис. 2). Захват на более глубокие уровни не существен. Поэтому в отсутствие напряжения концентрация электронов в зоне проводимости  $n$  и степень заполнения  $f$  уровня  $L_1$  определяются квазистационарными значениями  $n_0$  и  $f_0$ , связанными соотношением

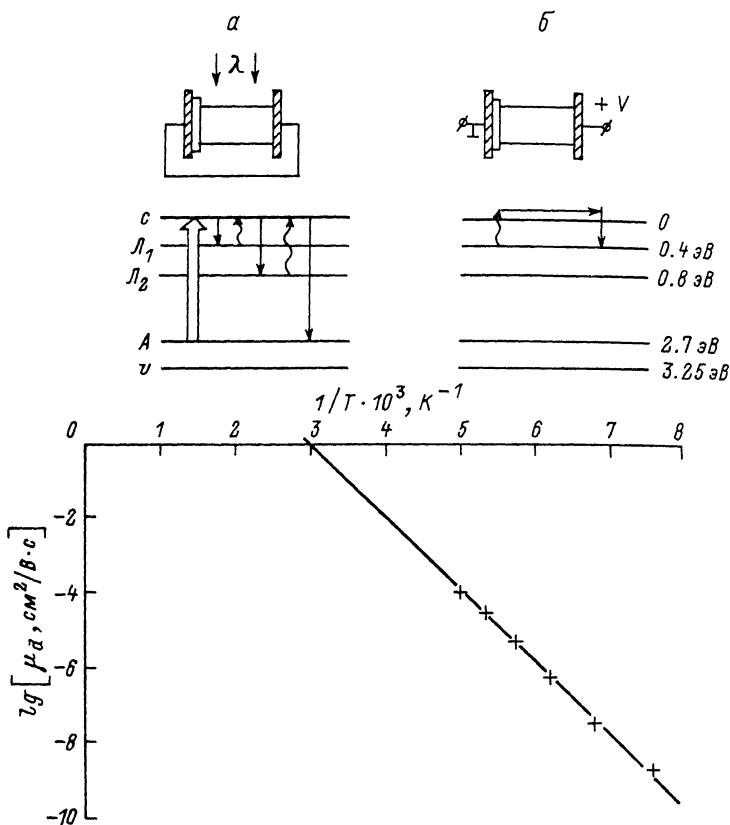


Рис. 2. Температурная зависимость дрейфовой подвижности электронов  $\mu_d$ . На вставке: основные типы электронных переходов при освещении ( $\lambda = 488 \text{ нм}$ ) - а, после прекращения освещения при пониженных температурах - б.

$$n_0 = N f_0 \frac{\tau}{\tau_1} = \frac{N_c f_0}{1 - f_0} \exp\left(-\frac{\epsilon_0}{kT}\right). \quad (1)$$

Здесь  $N$  - концентрация ловушек  $\epsilon_1$ ,  $\epsilon_0$  - энергия их ионизации,  $k$  - постоянная Больцмана,  $N_c$  - эффективная плотность состояний в зоне проводимости,  $\tau_1$  и  $\tau$  - характерные времена ионизации ловушек и жизни электронов в зоне,  $\tau \ll \tau_1$ . Величина  $f_0 < 1$  определяется условиями предварительного освещения.

Характер обсуждаемого экранирования должен существенно зависеть<sup>1</sup> от соотношения величин  $\tau_1$  и максвелловского времени

<sup>1</sup> Ранее было показано [5], что в подобных условиях соотношение  $\tau_1$  и  $\tau_M$  определяет также поведение электрических флуктуаций в кристалле.

$\tau_M = \epsilon(4\pi e \mu n_0)^{-1}$ , где  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость,  $\mu$  — подвижность электронов в зоне. Для объяснения экспериментальных результатов необходимо предположить, что  $\tau_1 \ll \tau_M$  (в противном случае обсуждаемая ситуация сводится к рассмотренной в [4] и, так же как и при комнатной температуре, должен был бы возникать эффект стратификации, что не наблюдается). Тогда, поскольку характерное время процесса экранирования  $\tau_0 \sim \tau_M \gg \tau_1 \gg \tau_2$ , в кристалле должно поддерживаться локальное равновесие между генерацией и захватом электронов  $n = Nf \frac{\tau}{\tau_1}$ . Используя это соотношение, а также уравнение сохранения полного тока  $i$  и уравнение Пуассона

$$\frac{\epsilon}{4\pi} \frac{\partial E}{\partial t} + e \mu n E = i; \quad \frac{\partial E}{\partial t} = -\frac{4\pi e}{\epsilon} \left[ N(f - f_0) + n - n_0 \right]. \quad (2)$$

находим, что плотность объемного заряда  $\rho$  изменяется в процессе экранирования по закону  $\rho = \rho_0 = e N f$  при  $z < z_0$ ,  $\rho = 0$  при  $z > z_0$ ,

$$z_0 = \omega t h \frac{t}{\tau}; \quad \omega = \left( \frac{\epsilon \sigma}{4\pi \rho_0} \right)^{1/2}; \quad \tau_0 = \frac{dz_1}{\mu \tau} \left( \frac{\epsilon}{2\pi \rho_0 \sigma} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

При выводе (3) учитывается отсутствие потока электронов через контакт при  $z = 0$  и постоянство приложенного напряжения  $U = \int_0^d E dz$ .

Более полная теория экранирования предложена в [6].

Полученный результат означает, что толщина слоя ионизированных ловушек  $z_0$  увеличивается от нуля до стационарного значения  $z_0 = \omega$  с характерной скоростью  $v = \mu E_0 \frac{\tau}{\tau_1}$ , где  $E_0 = U/d$ . Таким образом, перераспределение заряда, связанного на примесных центрах, эффективным образом описывается как движение газа свободных электронов с дрейфовой подвижностью  $\mu_d = \mu \frac{\tau}{\tau_1} \ll \mu$ , покидающих приконтактную область под действием приложенного поля.

Распределения поля, следующие из формулы (3) при  $Nf_0 = 3.75 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $\mu_d = 6.4 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2/\text{Вс}$ , представлены на рис. 1. Из рисунка видно, что теория описывает все особенности переходного процесса, наблюдавшиеся на опыте. Небольшое расхождение теоретических и экспериментальных зависимостей  $E(z)$  на позднем этапе процесса по-видимому связано с падением напряжения на диэлектрике, которое не учитывалось в (3).

Дрейфовую подвижность  $\mu_d$  можно, используя (1), представить [7] в виде

$$\mu_d = \mu \frac{\tau}{\tau_1} = \mu \frac{N_c}{N(1-f_0)} \exp\left(-\frac{\epsilon_0}{kT}\right). \quad (4)$$

Таким образом, из теоретической модели следует, что скорость расширения обедненного слоя должна экспоненциально зависеть от температуры.

4. Выводы изложенной теории подтверждаются дополнительными экспериментами, выполненными при различных значениях температуры кристалла. В интервале  $130 < T < 200$  К наблюдаемая динамика экранирования соответствовала формулам (3). Температурная зависимость характерной скорости движения обедненного слоя оказалась экспоненциальной в соответствии с изложенными представлениями. Экспериментальная зависимость  $\mu_d(T)$  показана на рис. 2. Таким образом, перенос заряда контролируется захватом на единственный уровень ловушек  $L_1$  с энергией ионизации  $\mathcal{E}_0 = 0.40 \pm 0.03$  эВ.

Примечательно, что, как видно из рисунка, на зависимость  $\mu_d(T)$  хорошо ложится значение подвижности при комнатной температуре  $\mu_d = 0.03$  см<sup>2</sup>/Вс [8]. Это обстоятельство указывает на то, что и при комнатных температурах дрейфовая подвижность контролируется тем же уровнем  $L_1$ . По-видимому этим и объясняются столь низкие значения подвижности, несовместимые с представлением о зонной проводимости. Используя оценки  $N_c \sim 10^{19}$  см<sup>-3</sup>,  $N \sim 10^{15}$  см<sup>-3</sup>,  $f_0 \ll 1$ , получаем для истинной подвижности в зоне значение  $\mu \sim 10$  см<sup>2</sup>/Вс. Эта оценка согласуется с результатами [9], полученными при исследовании быстрой кинетики фототока.

В заключение отметим, что исследование рассмотренного в работе режима экранирования позволяет определить очень низкие значения дрейфовой подвижности ( $\sim 10^{-9}$  см<sup>2</sup>/Вс) в условиях низкой электропроводности, когда другие методы неприменимы.

Авторы благодарны М.И. Дьяконову и А.А. Каплянскому за полезные обсуждения работы.

## Л и т е р а т у р а

- [1] Петров М.П., Степанов С.И., Хомченко А.В. Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации, Л.: Наука, 1983, 270 с.
- [2] Астратов В.Н., Ильинский А.В., Киселев В.А. - ФТТ, 1984, т. 26, № 9, с. 2843-2851.
- [3] Astratov V.N., I l' i n s k i i A.V. - Ferroelectrics. 1987, v. 75, N 1-2, p. 251-269.
- [4] Фурман А.С. - ФТТ, 1986, т. 28, № 7, с. 2083-2090.
- [5] Фурман А.С. - ФТТ, 1987, т. 29, № 4, с. 1076-1085.
- [6] Фурман А.С. - ФТП, 1988, т. 22, № 5, с. 978-986.
- [7] Бьюб Р. Фотопроводимость твердых тел, М.: ИЛ, 1962, 558 с.
- [8] Hou S.L., Lauer R.B., Aldrich R.E. J. Appl. Phys., 1973, v. 44, N 6, p. 2652-2658.

[9] О в ч и н н и к о в И.Т., Я н ш и н Э.В. - ФТТ, 1983, т. 25, № 7, с. 2196-2198; С а у х G.L., B r u n A. - IEEE J. of Quantum Electronics, 1987, v. QE-23, N 10, p. 1680-1688.

Физико-технический  
институт им. А.Ф. Иоффе  
АН СССР, Ленинград

Поступило в Редакцию  
15 апреля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 14

26 июля 1988 г.

## ФОКУСИРУЮЩИЙ ВОЛНОВОД ВИДА КАНАЛ В ДИЭЛЕКТРИКЕ

В.А. Е п и ш и н, В.А. М а с л о в,  
В.Н. Р я б ы х, В.А. С в и ч,  
А.Н. Т о п к о в

Локализация поля при помощи волноводов без использования традиционных оптических узлов позволяет сочетать в одном простом элементе функции фокусировки и транспортировки пучков излучения [1-3]. Такой длиннофокусный элемент перспективен, например, в лазерной технологии [4], субмиллиметровой лазерной диагностике плазмы [5]. В [2] проведено рассмотрение особенностей локализации поля в многомодовых волновых каналах. Установлена необходимость создания сложного входного поля. Приведены приближенные оценки периодически расположенных областей локализации излучения для волноводов некоторых типов.

В данной работе сообщается о фокусировке осесимметричного линейно-поляризованного пучка, не требующей формирования сложного поля на входе волновода. В качестве последнего использовался распространенный в ИК диапазоне (особенно в длинноволновой части) волновод кругового сечения вида канал в диэлектрике (ВКД). Расположение областей локализации установлено путем расчетов на ЭВМ и проверено экспериментально. Аперриодичность следования этих областей вдоль оси ВКД объяснена аналитически. Предложено простое устройство локализации поля - фокусирующий волновод [6].

В круглом ВКД при  $ka \gg 1$ ,  $|\frac{j_m}{k} - 1| \ll a$  в нулевом порядке по  $\frac{1}{ka}$  ( $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ,  $\lambda$  - длина волны,  $a$  - радиус канала,  $j_m$  - постоянные распространения мод ВКД) [7, 8], моды  $EH_{1m}$  имеют линейную поляризацию и при  $m \ll \sqrt{\frac{a}{\lambda}}$  описываются нормированными функциями, входящими в полную ортогональную систему,

$$V_m(\rho) = \frac{\sqrt{2} J_0(U_{0m} \rho)}{J_1(U_{0m})}, \quad (1)$$

где  $J_0, J_1$  - функции Бесселя первого рода,  $U_{0m}$  - корни уравнения  $J_0(U_{0m}) = 0$ ,  $\rho = r/a$  - безразмерная радиальная координата,