

СТАЦИОНАРНЫЕ ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ ТОКИ В  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ 

Г. С. Трофимов, С. И. Степанов

1. Одним из основных факторов, определяющих формирование распределения объемного заряда при голографической записи в фоторефрактивном кристалле, является концентрация ловушечных центров в его запрещенной зоне. Их локальное насыщение, приводящее к нарушению условия квазинейтральности, обычно определяется из зависимости эффективности голографической записи от пространственной частоты [1]. Кроме этого, зарегистрировать нарушение этого условия и таким образом оценить концентрацию примесных центров в фотопроводящем кристалле можно из аналогичной зависимости сквозного тока (рис. 1), протекающего через образец в стационарном [2, 3] или нестационарном [4] режимах голографической записи.

В данной работе нами впервые приводится количественный анализ

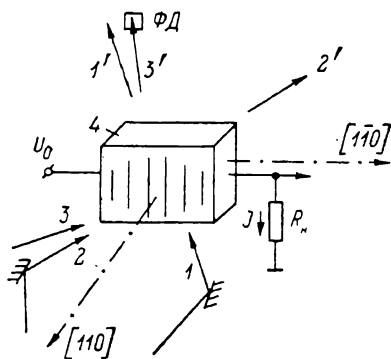


Рис. 1. Схема установки для исследования СГТ.

1, 2 — пучки, записывающие голограмму; 1', 2' — пучки, прошедшие кристалл; 3 — тестирующий пучок; 3' — пучок, прошедший на голограмме; 4 — исследуемый кристалл; ФД — фотодетектор;  $U_0$  — приложенное напряжение;  $R_n$  — сопротивление нагрузки.

протекания стационарного голографического тока (СГТ) через короткозамкнутый образец фотопроводящего кристалла. Экспериментальные данные по СГТ в образце кубического фоторефрактивного кристалла  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ , полученные на длинах волн  $\lambda=442$  и  $\lambda=488$  нм (на которых наблюдалось нарушение и соблюдение условия квазинейтральности соответственно), находятся в хорошем соответствии с аналогичными результатами, полученными из измерений дифракционной эффективности дрейфовых голограмм, записываемых в этом же образце.

2. Теоретическое рассмотрение СГТ [2] проводилось на основе простейшей модели фоторефрактивного кристалла с одним частично компенсированным донорным уровнем в запрещенной зоне. Для случая, когда можно пренебречь темновой проводимостью и диффузией фотогенерированных носителей, при выполнении условия квазинейтральности, СГТ ( $J_{12}$ ) будет определяться исходным контрастом записываемой интерференционной картины  $m$  [3]

$$[J_{12}/(J_1 + J_2)]^2 = 1 - m^2. \quad (1)$$

Здесь  $J_1, J_2$  — фототоки, наблюдаемые в аналогичных условиях при освещении кристалла только первым или только вторым записывающими пучками.

При нарушении квазинейтральности величина  $J_{12}/(J_1 + J_2)$  уже будет определяться глубиной модуляции электрического поля в объеме кристалла  $m'$  [2]

$$[J_{12}/(J_1 + J_2)]^2 = 1 - (m')^2. \quad (2)$$

Здесь

$$m' = E_{sc}/E_0 = m/\sqrt{1 + E_0/E_q}, \quad (3)$$

где  $E_0$  — величина внешнего электрического поля, приложенного к образцу;  $E_{sc}$  — амплитуда электрического поля голограммы, а

$$E_q = \frac{eN_A}{\epsilon\epsilon_0} \frac{\Lambda}{2\pi} \quad (4)$$

— максимальная амплитуда электрического поля голограммы с пространственным периодом  $\Lambda$ , которая может быть сформирована в кристалле с концентрацией донорных центров  $N_A$  и статической диэлектрической проницаемостью  $\epsilon\epsilon_0$  [1, 2]. Далее при анализе экспериментальных зависимостей будем пользоваться соотношениями (2)—(4) в виде

$$(m/m')^2 = m^2/[1 - (J_{12}/(J_1 + J_2))^2] = 1 + \left(\frac{\epsilon\epsilon_0 2\pi}{eN_A}\right)^2 (E_0/\Lambda)^2. \quad (5)$$

3. Экспериментально СГТ исследовались нами в образце  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  на длинах волн  $\lambda=442$  нм (лазер ЛПМ-11,  $P_0 \approx 1$  мВт) и  $\lambda=488$  нм (лазер ЛГ-106 М,  $P_0 \approx 3$  мВт). Образец имел размеры  $4 \times 10 \times 0.5$  мм и был ориентирован в установке в соответствии с рис. 1. Ток через кристалл регистрировался самописцем ЛКС-4-004, входное сопротивление которого ( $R_{\text{вх}} \approx 1$  МОм) значительно уступало по величине сопротивлению освещенного кристалла. Экспериментально измерялись значения  $J_{12}$ ,  $J_1$ ,  $J_2$ , а за-

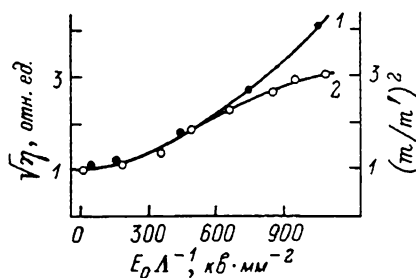
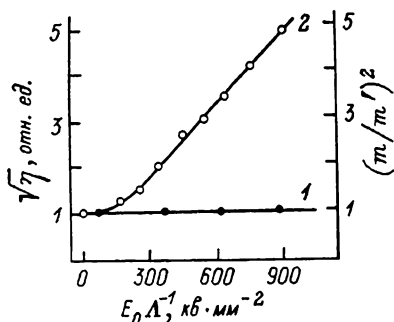


Рис. 2. Экспериментальные зависимости величин  $(m/m')^2$  (1) и  $\sqrt{\eta}$  (2) от параметра  $E_0\Lambda^{-1}$ , полученные при записи голограммы в кристалле  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  светом с длиной волны  $\lambda=488$  нм ( $\Lambda^{-1}=1000$  мм $^{-1}$ ,  $P_0 \approx 3$  мВт).

Рис. 3. Экспериментальные зависимости величин  $(m/m')^2$  (1) и  $\sqrt{\eta}$  (2) от параметра  $E_0\Lambda^{-1}$ , полученные при записи голограммы в кристалле  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  светом с длиной волны  $\lambda=442$  нм ( $\Lambda^{-1}=1200$  мм $^{-1}$ ,  $P_0 \approx 1$  мВт).

тем, согласно (5), вычислялась величина  $m'$ . Измерение дифракционной эффективности ( $\eta \sim (m'E_0)^2$ ) осуществлялось по стандартной методике [1] с пробным световым пучком той же длины волны, на которой записывалась голограмма.

4. При выполнении условия квазинейтральности ( $E_0 \ll E_q$ )  $m'=m$  и  $m'$  не зависит от  $(E_0/\Lambda)$ . Подобное поведение экспериментально наблюдалось нами при освещении кристалла  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  интерференционной картиной, сформированной светом с длиной волны  $\lambda \approx 488$  нм (рис. 2). Линейная зависимость  $\sqrt{\eta}$  от  $(E_0/\Lambda)$  (рис. 2) (для  $E_0 \gg E_D$ , где  $E_D = 2\pi\Lambda^{-1} \times \frac{kT}{e}$  — так называемое диффузионное поле [1]) также соответствует отсутствию насыщения ловушек в исследуемом режиме голографической записи.

Нарушение квазинейтральности в том же самом образце  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  наблюдалось, однако, на длине волны  $\lambda=442$  нм, где отношение  $((m/m')^2)$  возрастало квадратично с ростом  $(E_0/\Lambda)$  (рис. 3). Подтверждением этого факта служит также отсутствие линейного участка — роста и непосредственный выход на участок насыщения зависимости  $\sqrt{\eta}(E_0/\Lambda)$ , снятой на этой же длине волны. Характерная величина концентрации примесных центров, оцененных из зависимостей рис. 3, составляет  $N_A \approx 10^{16}$  см $^{-3}$ .

Таким образом, проведенные исследования впервые продемонстрировали возможность использования метода СГТ для количественной оценки величины концентрации акцепторных (или донорных) уровней в запре-

щенной зоне кристалла. Следует отметить, что в отличие от известной методики, основанной на измерении дифракционной эффективности голограммы [1], данный способ не требует наличия линейного электрооптического эффекта и может быть использован для тестирования более широкого класса centrosymmetric фотопроводящих кристаллов.

### Л и т е р а т у р а

- [1] Петров М. П., Степанов С. И., Хоменко А. В. Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации. Л.: Наука, 1983. 269 с.  
 [2] Kukhtarev N. V., Markov V. B., Odulov S. G., Soskin M. S., Vinetskii V. L. Ferroelectrics, 1979, vol. 22, p. 949—960.  
 [3] Krumins A., Günter P. Phys. St. Sol. (a), 1981, vol. 63, N 1, p. K111—K114.  
 [4] Трофимов Г. С., Степанов С. И. ФТТ, 1986, т. 28, № 9, с. 2785—2789.

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

Поступило в Редакцию  
19 октября 1987 г.

УДК 537.226.33

Физика твердого тела, том 30, в. 3, 1988  
Solid State Physics, vol. 30, № 3, 1988

## ВЛИЯНИЕ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЙ ПОДСВЕТКИ НА КИНЕТИКУ ПЕРЕЗАРЯДКИ ИОНОВ $Fe^{3+}$ В СИЛЛЕНИТАХ

Л. Б. Кулева, Е. И. Леонов, В. М. Орлов

Процесс перераспределения носителей заряда между мелкими и глубокими уровнями может быть исследован с помощью техники фото-ЭПР — по кинетике ЭПР сигнала, обусловленной изменением заселенности или зарядового состояния парамагнитных центров при внешнем воздействии. В монокристаллах силленитов  $Bi_{12}MO_{20}$  ( $M=Si, Ge, Ti$ ) перераспределение носителей заряда в результате оптических и термических воздействий может быть прослежено по перезарядке ионов  $Fe^{3+}$ , присутствующих в виде неконтролируемой примеси и образующих глубокий уровень в запрещенной зоне [1].

В настоящей работе по кинетике восстановления ЭПР сигнала ионов

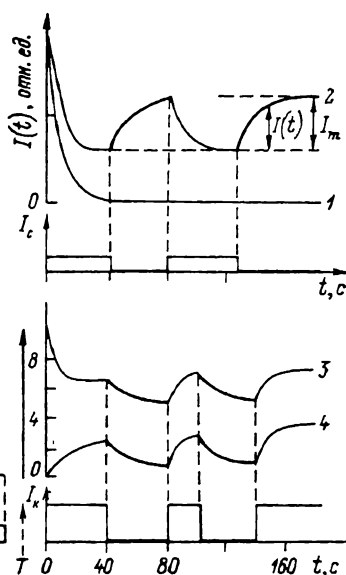


Рис. 1. Кинетика перезарядки ионов  $Fe^{3+}$ .

1, 2 — в  $Bi_{12}MO_{20}$  под действием света  $I_c$  из синне-зеленой области спектра и после его выключения при 100 (1) и 160 К (2). 3 — в BSO и BGO под действием света  $I_k$  после предварительного гашения сигнала ЭПР синим светом  $I_c$  и с последующим термовосстановлением сигнала при  $T=300$  К. 4 — в BSO и BGO под действием света  $I_k$  сразу после фотогашения сигнала ЭПР светом  $I_c$ .

$Fe^{3+}$ , наблюдающейся после выключения фотовозбуждения синим светом, определены энергии термической активации мелких донорных уровней. Обнаружены эффекты гашения ЭПР сигнала ионов  $Fe^{3+}$  во время и после воздействия светом из красной области спектра.

Для этого по методике [1] было исследовано влияние воздействия светом из сине-зеленой ( $E_c=3.21 \div 2.2$  эВ,  $I_c=10$  мВт/см<sup>2</sup>) и красной области