

СДГС. В дальнейшем представляет интерес поиск и идентификация таких дефектов.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Здебский А.П., Остапенко С.С., Савчук А.У., Шейнкман М.К. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. № 20. С. 1243-1247.
- [2] Здебский А.П., Миронюк Н.В., Остапенко С.С. и др. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 10. С. 1861-1867.
- [3] Здебский А.П., Корчная В.Л., Торчинская Т.В., Шейнкман М.К. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. В. 2. С. 76-81.
- [4] Krispin P., Beister G., Maeger J. // Sol. St. Electron. 1988. V. 31. N 5. P. 921-927.
- [5] Krispin P., Beister G., Maeger J. // Cryst. Prop. Prepar. 1987. V. 12. P. 181-194.
- [6] Пузин И.Б., Шейнкман М.К., Шерварлы Г.К. Тезисы XI-й Всес. конф. по физике полупроводников, Кишинев, 1988. Т. 2, С. 148-150.
- [7] Mejer N.J., Guldbransen T. // Proc. IEEE. 1963. V. 51. P. 1631-1637.
- [8] Пузин И.Б. // ПТЭ. 1983. № 4. С. 155-157.
- [9] Елисеев П.Г., Красильников А.И., Манько М.А., Страхов. В сб.: Физика электронно-дырочных переходов и полупроводниковых приборов. / Под ред. С.М. Рывкина, Ю.В. Шмарцева. Л.: Наука, 1969.

Институт полупроводников
АН УССР

Поступило в Редакцию
25 января 1989 г.

В окончательной редакции
19 мая 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 15

12 августа 1989 г.

07

ЗАПИСЬ ДИНАМИЧЕСКИХ ГОЛОГРАММ В $Bi_{12}SiO_{20}$
С ПОМОЩЬЮ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА ($\lambda = 0.85$ мкм)

С.Л. Сочава, С.И. Степанов

К настоящему времени голографическая запись в кубических фоторефрактивных кристаллах типа $Bi_{12}SiO_{20}$ (BSO) достаточно по-

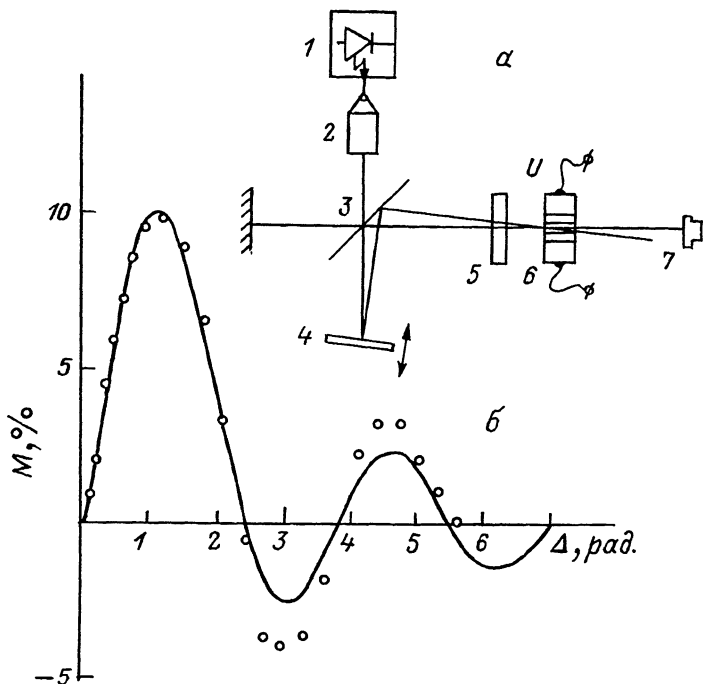


Рис. 1. а) Схема экспериментальной установки (1 - лазерный диод, 2 - микрообъектив, 3 - светоделитель, 4 - зеркало, приклеенное к мембране телефона, 5 - пластинка BaF_2 , 6 - кристалл BSO , 7 - фотодиод). б) Экспериментальная зависимость глубины модуляции интенсивности сигнального пучка от амплитуды фазовой модуляции опорной волны. Сплошная линия - теоретическая кривая $J_0(\Delta) J_1(\Delta)$ ($\lambda = 0.85$ мкм, постоянное поле $E_0 = 5$ кВ/см, $L^{-1} = 60$ мм $^{-1}$).

дробно исследована в видимой области спектра [1, 2]. Показано, что использование нестационарных механизмов голографической записи (бегущая или осциллирующая интерференционная картина, а также внешнее знакопеременное поле) позволяет достигать коэффициентов усиления слабого сигнального пучка $\Gamma \approx 6$ см $^{-1}$ [3, 4]. Исследование голографических характеристик кристаллов BSO в ближней инфракрасной области спектра, которому посвящена данная работа, представляет интерес как с точки зрения физики записи, так и с точки зрения возможности использования полупроводниковых лазеров.

Эксперименты выполнялись на образце BSO толщиной $d \approx 4$ мм в стандартной ориентации (110) с осью $[1\bar{1}0]$, лежащей в плоскости падения [2, 3]. Внешнее электрическое поле прикладывалось к образцу вдоль кристаллографической оси $[1\bar{1}0]$. Источником излу-

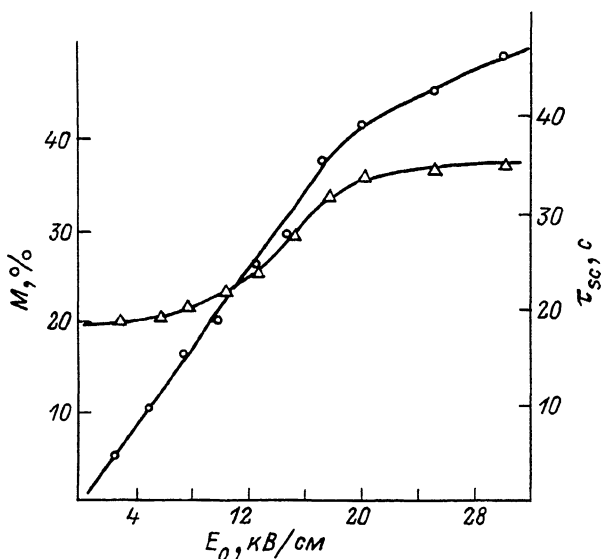


Рис. 2. Характерное время записи голограммы $\tau_{sc}(\Delta)$ и глубина модуляции выходной интенсивности сигнального пучка M (O) в зависимости от величины внешнего постоянного поля E_0 ($\lambda = 0.85$ мкм, $\Delta^{-1} = 60$ мм $^{-1}$, $\Delta = 1$ рад, $I \approx 3$ мВт/см 2).

чения служил непрерывный одномодовый полупроводниковый лазерный диод ИЛПН-203Б ($\lambda = 0.85$ мкм, $P \approx 1$ мВт). Для компенсации оптической разности хода записывающих пучков (длина когерентности $\Delta L \approx 0.3$ мм) использовался стандартный интерферометр Тваймана-Грина (рис. 1,а). Одно из зеркал интерферометра было приклеено к мембране телефона, что позволяло осуществлять фазовую модуляцию волны накачки. Необходимо отметить, что несмотря на заметную оптическую активность кристалла BSO ($\rho \approx 11$ град/мм при $\lambda = 0.85$ мкм) оптимальной входной поляризацией (с точки зрения получения максимальных коэффициентов усиления Γ) оказалась поляризация, ориентированная под углом $\pm 45^\circ$ к плоскости падения [2]. Поэтому исходно горизонтальная поляризация обоих пучков поворачивалась непосредственно перед образцом BSO на угол $+45^\circ$ с помощью пластинки оптически активного кристалла BGO.

Запись несмещенной фазовой решетки в постоянном поле E_0 контролировалась с помощью фазовой модуляции опорного пучка [5, 6]. На рис. 1,б приведена экспериментальная зависимость глубины модуляции интенсивности прошедшего через кристалл сигнального пучка от амплитуды фазовой модуляции опорной волны Δ . На этом же рисунке изображена теоретическая кривая $J_0(\Delta) J_1(\Delta)$.

Зависимости характерного времени записи голограммы τ_{sc} , а также глубины модуляции выходной интенсивности сигнального пучка M от величины E_0 (рис. 2) позволяют определить важнейшие характеристики кристалла BSO на данной длине волны. В частности, теоретическое выражение для времени записи голограммы в постоянном поле E_0 имеет вид [3]:

$$\tau_{sc} = \tau_M \frac{(1 + K^2 L_D^2)^2 + K^2 L_0^2}{(1 + K^2 L_D^2) + K^2 L_0 L_D'^2 (L')^{-1}}, \quad (1)$$

где τ_M - среднее максвелловское время релаксации, $K = 2\pi/\lambda$ - пространственная частота записываемой решетки, $L_0 = \mu\tau E_0$ - дрейфовая длина фотоэлектронов, L_D - диффузионная длина переноса,

$L'_D = \sqrt{\frac{\epsilon E_0 k T}{e^2 N_A}}$ - дебаевская длина экранирования, $L' = \frac{kT}{eE_0}$.

Подгонка этого выражения под экспериментальную зависимость дает следующие значения: $L_D \approx 0.23$ мкм ($\mu\tau \approx 2 \cdot 10^{-8}$ см²/В), $L'_D \approx 0.16$ мкм (концентрация ловушек $N_A \approx 3.1 \cdot 10^{15}$ см⁻³). Глубина модуляции сигнального пучка, пропорциональная амплитуде записываемой решетки, растет, как это и предсказывает теория [2, 3], линейно с ростом напряженности внешнего поля. При сильных полях ($E_0 \gg 20$ кВ/см) зависимость (как и зависимость $\tau_{sc}(E_0)$) испытывает насыщение, связанное с насыщением ловушечных центров.

В работе также исследовалось усиление слабых пучков на решетках смещенного типа во внешнем знакопеременном поле с формой меандра ($f \approx 70$ Гц) [3, 7]. На рис. 3 представлена серия кривых коэффициента усиления $\Gamma(E_m)$, снятых при разных значениях пространственной частоты K записываемой решетки. На начальном участке рост $\Gamma(E_m)$ обусловлен квадратичным характером зависимости амплитуды решетки от амплитуды внешнего поля [3, 7]:

$$\Gamma = 2\pi \frac{E_{sc}}{m u_{gr}} \approx 2\pi u_{gr}^{-1} K \mu\tau E_m^2, \quad (2)$$

где E_{sc} - амплитуда поля решетки, m - контраст записываемой интерференционной картины, $u_{gr} = \left(\frac{n^3 v_{gr}}{\lambda}\right)^{-1}$. Замедление роста

$\Gamma(E_m)$ при сильных полях обусловлено эффектом насыщения ловушек и установлением максимально возможной амплитуды решетки

$$E_{sc}^{max} = m \frac{e N_A}{K \epsilon E_0}. \quad (3)$$

С учетом (2), (3) и измеренного в BSO полуволнового напряжения ($u_{\lambda/2} = 0.5 \cdot u_{gr} \approx 8$ кВ при $\lambda = 0.85$ мкм) зависимость $\Gamma(E_m)$

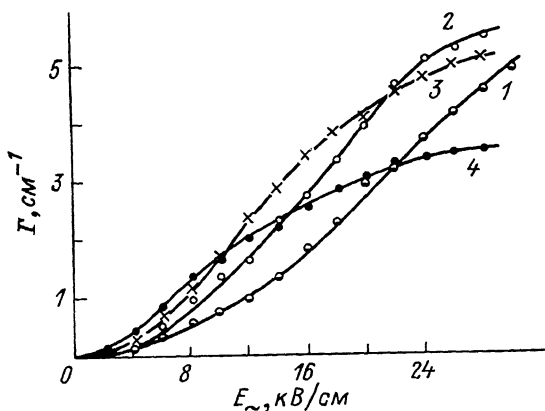


Рис. 3. Зависимости коэффициента усиления слабого сигнального пучка Γ от амплитуды внешнего знакопеременного поля E_{\sim} при разных значениях пространственной частоты записываемой решетки. ($\lambda = 0.85$ мкм, Λ^{-1} , мм $^{-1}$: 1 - 20, 2 - 40, 3 - 60, 4 - 120, входное отношение интенсивностей ~ 240).

при $\Lambda^{-1} = 120$ мм $^{-1}$ позволяет оценить $\mu\tau \approx 1.8 \cdot 10^{-8}$ см 2 /В ($L_D \approx 0.22$ мкм) и концентрацию ловушечных центров $N_A \approx 2.1 \times 10^{15}$ см $^{-3}$ ($L'_D \approx 0.2$ мкм). Эти данные удовлетворительно согласуются с полученными из зависимости $\tau_{sc}(E_0)$ в постоянном поле.

Таким образом, полученные в настоящей работе результаты, указывают на возможность использования кристаллов *BSO* в качестве эффективной динамической голографической среды не только в видимом диапазоне спектра, но и в ближней инфракрасной области ($\lambda = 0.85$ мкм), в частности для записи голограмм мало-мощным непрерывным полупроводниковым лазером.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] H u i g n a r d J.P., M i c h e r o n F. // Appl. Phys. Lett. 1976. V. 29. N 9. P. 591-593.
- [2] Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации. Л.: Наука, 1983.
- [3] S t e p a n o v S.I., P e t r o v M.P. In Photorefractive Materials and Their Applications, ed. by Gunter P. and Huignard J.-P. (Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1988) Chap. 9.
- [4] R a j b e n b a c h H., H u i g n a r d J.P., L o i s e a u x B. // Opt. Comm. 1983. V. 48. N 4. P. 247-252.

- [5] Hall T.J., Fiddly M.A. // Opt. Lett. 1980, V. 5. P. 601-605.
- [6] Князьков А.В., Кожевников Н.М., Кузьминов Ю.С., Полозков Н.М., Сайкин А.С., Сергущенко С.А. // ЖТФ. 1984. Т. 54. В. 9. С. 1737-1741.
- [7] Степанов S.I., Петров M.P. // Opt. Comm. 1985. V. 53. N 5. P. 292-295.

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

Поступило в Редакцию
21 декабря 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 15 12 августа 1989 г.

01; 05.4

РАСПРОСТРАНЕНИЕ НОРМАЛЬНОЙ ФАЗЫ
С РАСТУЩИМ ТЕМПЕРАТУРНЫМ УРОВНЕМ
В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Ю.М. Львовский

1. При создании перспективных композитных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), стабилизированных нормальным металлом, одним из главных вопросов является их тепловая устойчивость. Отвлекаясь от деталей в описании сверхпроводящего перехода, можно указать ряд особенностей тепловых процессов в таких ВТСП, связанных с теплофизическими свойствами нормальной подложки при азотных температурах [1-3]. Так, из-за линейного роста ее сопротивления с температурой при токах выше предельного i^* исчезает устойчивое состояние равновесия в нормальной области [3], что приводит к неограниченному разогреву нормальной зоны. До сих пор анализ теплового распространения нормальной фазы касался лишь волн переброса конечной амплитуды, характерных для бистабильных („триггерных“) диссипативных сред [4-6]. Исследование распространения волны при отсутствии равновесного гребня, в „моностабильной“ среде, представляет значительный интерес, как общефизический для различных автоволновых (АВ) систем, так и конкретный для ВТСП, где этот режим отвечает основной области параметров [3]. Ниже показано, что такая волна, несмотря на неограниченно растущий гребень, обладает постоянной скоростью переднего фронта. Определена зависимость скорости от тока.

2. Температурный профиль в тонком ВТСП описывается одномерным уравнением теплопроводности в безразмерных величинах [3]