

## НЕРАВНОВЕСНЫЕ ПРОЦЕССЫ В МОНОКРИСТАЛЛАХ $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ ИНДУЦИРОВАННЫЕ ПИКОСЕКУНДНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ ЛАЗЕРА

В.Э.Багиев

*Бакинский Государственный Университет, Азербайджан*

Возможности оптической записи информации и формирование динамических голограмм в фоторефрактивных кристаллах гермоно-силленита ( $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ ) делает актуальными изучение в них неравновесных процессов при освещении ультракороткими импульсами света [1,2,3]. Подобные исследования представляют интерес для выяснения механизма переноса неравновесных носителей тока и моделирования записи динамических голограмм в  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ .

Исследования проводились с использованием лазеров на основе АИГ:  $\text{Nd}^{3+}$ . Длительность оптических импульсов была: 35 пс при длине волны излучения 0,5398 мкм. Интервал интенсивностей освещения: 0,001-1 ГВт/см<sup>2</sup> при максимальной энергии излучения в одиночном импульсе 1,1 мДж. Интервал температур исследования: 90-400 К. Образцы имели Ag, Al контакты нанесенные на боковые стенки, перпендикулярные поверхности освещения. Расстояние между электродами: 1,5 мм. С целью исключения влияния на кинетику фотоотклика переходных процессов связанных с барьером Шоттки на границе  $\text{Me} - \text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ . [4] на образцы прилагалось напряжение из области 100 ÷ 400 В. Длина волны освещения лазерного импульса, была близка к максимуму в спектрах фотопроводимости  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ , при 0,52 мкм соответствующему примесному поглощению [5].

На рис.1 представлена характерная кинетика фотоотклика полученная нами в кристаллах  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ . Как видно из рисунка фотоотклик имеет ассиметричную форму. Начальный ее участок имея накопительный характер, проходит через максимум при временах 0,8 ÷ 1,3 нс, значительно больших чем длительность импульса освещения. Спадающая же часть фотоотклика растянут до значений 10-50 нс. На спадающей части, мгновенное время релаксации непрерывно растет. Однако, на начальном ее участке можно выделить три времени экспоненциальной релаксации:  $\tau_1 = 0,5$  нс,  $\tau_2 = 2,7$  нс,  $\tau_3 = 13,3$  нс. При уменьшении температуры,  $\tau_1$  и  $\tau_2$  вначале немного уменьшаясь при  $T < 200$  К растут.

Исследовано влияние интенсивности импульса освещения на фотоотклик (рис.1а-с). Полученная таким образом люкс – амперная характеристика определенная по значению тока на максимуме фотоотклика при интенсивностях импульса света меньше 0,02 ГВт/см<sup>2</sup> являясь сублинейной при более высоких интенсивностях приобретала линейный характер. При понижении температуры сублинейная область сдвигалась в сторону высоких интенсивностей. Дополнительная подсветка из области фоточувствительности приводила к небольшому росту фотоотклика и исчезновению сублинейности. Температурная зависимость по максимумам фотоотклика показывает небольшое изменение с температурой и наличие двух максимумов при  $T_1 = 280 \div 300$  К и  $T_2 = 155 \div 175$  К.

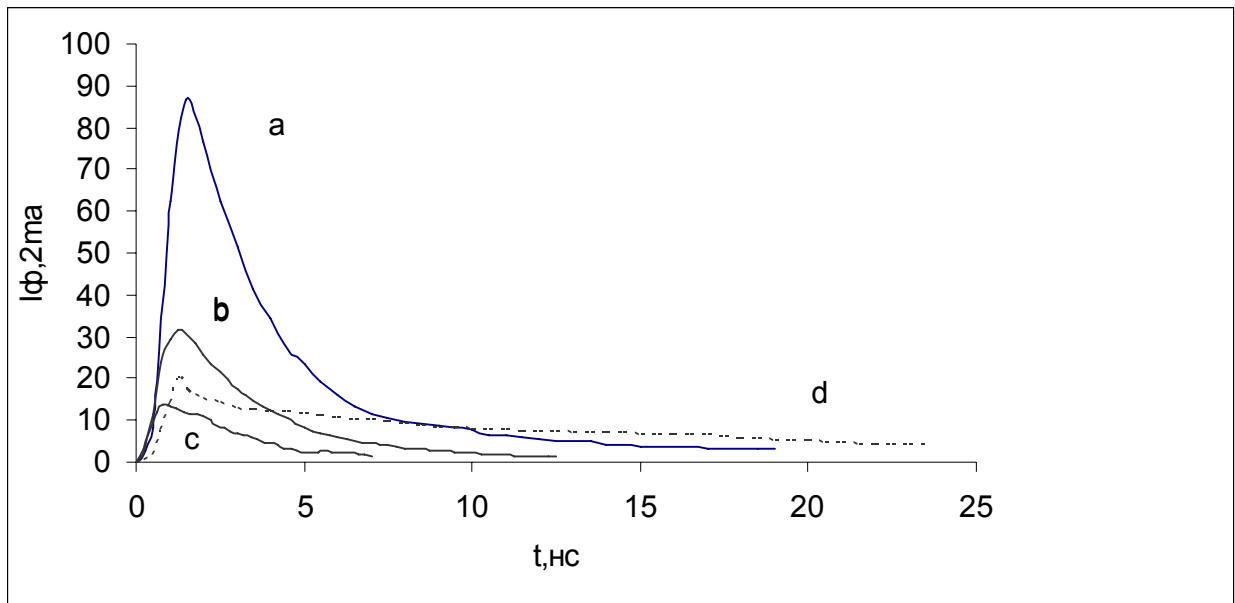


Рис.1 Релаксация фотоотклика в  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$  при освещении пикосекундными (35пс) импульсами лазера  $\lambda=0,5394$  мкм при мощностях 0,45мДж(а,d), 0,15мДж(б), 0,07мДж(с). Напряжение на образце: 360В, температура измерения: 297К (а,б,с) и 90К(д).

Характер кинетики фотоотклика позволяет предположить об влиянии на кинетику как быстрых,  $\alpha$  – типа уровней прилипания, также и рекомбинации или захвата на более глубокие примесные центры. Ранее исследования показали наличие в указанных кристаллах быстрых  $\alpha$  – типа уровней прилипания и глубоких центров захвата коими могли быть как компенсированные доноры, также и глубоколежащие акцепторы [6,7].

Данная кинетика показывает что, время захвата на уровни прилипания меньше чем  $t_{\text{имп}}=35$  пс, а время выброса с этих уровней  $t_{\text{выбр}}>t_{\text{имп}}$ . Это объясняет рост фототока после прохождения импульса света, за счет электронов освобождающихся из уровней прилипания. По прошествии времени, равной времени жизни, включается процесс рекомбинации, вследствие чего фотоотклик проходя через максимум уменьшается. Подтверждением тому является то, что время прохождения фотоотклика через максимум от интенсивности импульса освещения и температуры не зависит оставаясь в пределах  $0,8\div 1,3$ нс. А уменьшение температуры за счет уменьшения интенсивности выброса с уровней прилипания приводит к уменьшению максимума фотоотклика и размытию ее на участке спада. (рис. 1 d).

При средней мощности импульса лазера 0,45мДж, с учетом значения коэффициента поглощения для кристаллов  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$  при  $\lambda=0,5394$  мкм ( $\gamma=2\text{см}^{-1}$ ) мы получили концентрацию генерированных в зону проводимости неравновесных электронов  $n=\beta(2,3\pm 0,2)10^{16}$   $\text{см}^{-3}$ , где  $\beta$ - квантовый выход электронов[5]. Так как, эти же электроны определяют фотоотклик, то интегрированием по времени фототока можем определить их концентрацию для данной интенсивности освещения:  $n=(0,6\pm 0,2)10^9$   $\text{В}^{-1}\text{см}^2/\mu\text{т}$ . Сравнивая эти две величины сможем определить:  $\beta\mu\tau=(0,25\pm 0,1)10^{-7}\text{В}^{-1}\text{см}^2$ . Данное значение несколько меньше значения  $\beta\mu\tau=(4\div 6)10^{-7}\text{В}^{-1}\text{см}^2$ , полученной из стационарной примесной фотопроводимости для области  $h\nu=2,1\div 2,8\text{еВ}$ . Это могло быть объяснено тем, что

в случае стационарной примесной фотопроводимости, вследствие заполнения быстрых каналов рекомбинации, коими вероятно являются глубокие быстрые уровни прилипания, происходит рекомбинация на основной уровень возбуждения с большим временем рекомбинации [8]. Если принять  $\tau=0,5$ нс, то получим:  $\beta\mu=(0,5\pm 0,2)10^2\text{В}^{-1}\text{см}^2\text{с}^{-1}$ . Так как

$\beta \leq 1$ , следовательно микроскопическая подвижность для неравновесных носителей тока при освещении пикосекундными импульсами света:  $\mu > (0,5 \pm 0,2) 10^2 \text{В}^{-1} \text{см}^2 \text{с}^{-1}$ .

Полученное значение подвижности очень близко к значению определенной таким образом для  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ [9], что указывает на сходный механизм переноса носителей в обоих кристаллах.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Barboza E.A. Appl. Phys. B-Lasers 80(3) 2005, 345-350 «Holographic imaging with multimode large free spectral range lasers in photorefractive sillenite crystals».
2. Romashenko R.V., Kulchin Y.N., Shandarov S.M. et.al. Opt. Rev 12(1)2005, 58-60. «Adaptive correlation filter based on dynamic reflection hologram formed in photorefractive  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  crystals»
3. Petrov M., Bryksin V., Emqrun A.et.all J.Opt. Soc. Am., B 22(7)2005, 1529-1537. «High-Frequency Branch of space-charge waves in photorefractive crystals».
4. Efendiev Sh.M., Bagiev V.E., Aliev R.A., Mustafaev E.R. Phys. Stat. Solidi (a), 1988, v109, p.345-357 «Non-linear I-U characteristics and photoelectret state in Sillenite type crystals»
5. Efendiev Sh.M., Zeynally A.Kh., Bagiev V.E., Skorikov V.M. Phys.Stat.Solidi (a) 1978, v.50, N2, p.K141-K143 «Optical transitions in  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ »
6. Efendiev Sh.M., Bagiev V.E., Mustafaev E.R., Darvishov N.G. Phys.Stat.Solidi (a), 1994, v.143, p.413-421. «Radiative transition in crystals of sillenite-type structure».
7. Efendiev Sh.M., Bagiev V.E., Zeynally A.Kh., Grandolfo M., Vecchia P. Ferroelectrics, 1982, v.43, p 217-221. «Deep localized centers in sillenite-type non linear crystals».
8. I.Biaqqio, Robert W.Hellvarth and Jouni P.Partanen Phys. Rev. Lett. V.78., v. 78, №5, 3 february 1997, 891-894 «Band Mobility of Photoexited Electrons in  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ ».
9. Багиев В.Э. Дарвишов Н.Г. Кулиева Т.З.Годжаева Ш.М. Труды Пятой Международной Научно-технической Конференции: «Актуальные Проблемы Физики». Баку, 25-28 июня 2008г., с.302-304. «Кинетика Фотопроводимости Кристаллов  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  в Субнаносекундном Диапазоне ».