

07

Оптическое возбуждение волн пространственного заряда с участием межзонных переходов в $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$

© Д.В. Петров, В.В. Лебедев, В.В. Брыксин, И.В. Плешаков

Академический физико-технологический университет РАН,
Санкт-Петербург
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
E-mail: ivanple@yandex.ru

Поступило в Редакцию 16 ноября 2007 г.

Рассмотрено возбуждение волн пространственного заряда в полупроводнике с использованием света с энергией фотона, близкой к ширине запрещенной зоны. Для возбуждения применена оптическая методика — освещение кристалла колеблющейся интерференционной картиной. Продемонстрировано качественное совпадение модельных представлений с результатами эксперимента.

PACS: 71.45.Lg

Изучению волн пространственного заряда (ВПЗ) в кристаллах со структурой силленита, к которым принадлежит и $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, посвящено большое число статей (подробная библиография имеется в [1–3]). Однако во всех известных нам работах при оптическом возбуждении ВПЗ использовался лазерный свет с энергией фотона, значительно меньшей, чем ширина запрещенной зоны в этих кристаллах. При таком освещении возбуждение носителей происходит за счет ионизации в основном глубоких ловушек, что и обеспечивает генерацию ВПЗ. В настоящей работе впервые рассматривается ситуация, когда для возбуждения ВПЗ используется свет с энергией фотона, близкой к ширине запрещенной зоны кристалла. При этом ожидается, с одной стороны, значительное увеличение фотопроводимости и, как следствие, увеличение резонансных частот ВПЗ, а с другой — перераспределение концентрации глубоких доноров и акцепторов, что может приводить к трудно предсказуемым изменениям в амплитуде ВПЗ и в интенсивности наблюдаемых сигналов.

В экспериментах использовалась методика оптического возбуждения ВПЗ с помощью освещения кристалла колеблющейся интерференционной картиной, сформированной двумя когерентными лучами, один из которых модулировался по фазе с частотой $\Omega = 2\pi f$ и амплитудой Θ . Измерялся переменный ток на частоте f , возникающий в кристалле в результате так называемого эффекта „пространственного выпрямления ВПЗ“ [2,4,5]. Схема, поясняющая методику эксперимента, показана на вставке рис. 1. Подробное описание данной методики можно найти, например, в [5], а теорию эффекта пространственного выпрямления (для различных ситуаций) в [6]. Для измерений был выбран монокристалл $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ размером $5 \times 3 \times 3$ mm. В качестве источника света использовался гелий-кадмиевый лазер, излучающий на длине волны $\lambda = 442$ nm. Интенсивность света на кристалле составляла 5 mW/cm^2 . Кроме того, с целью сравнения данных для различных длин волн были выполнены некоторые измерения также с гелий-неоновым лазером ($\lambda = 630$ nm). На рис. 1 показана зависимость выходного сигнала от

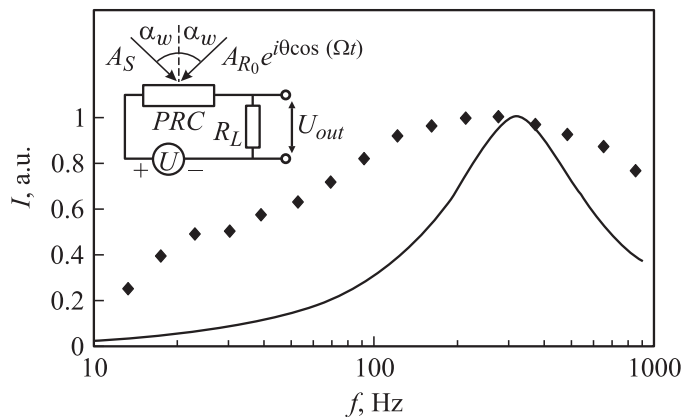


Рис. 1. Частотная зависимость выходного сигнала. Непрерывной линией показана теоретическая зависимость $I(f)$ при $Q = 1.8$ ($E_0 = 3.2 \text{ kV/cm}$, $k = 556 \text{ cm}^{-1}$). На вставке: геометрия эксперимента. A_S и $A_{R0} e^{i\Theta \cos(\Omega t)}$ — сигнальный и опорный лучи, Θ — амплитуда модуляции, Ω — частота модуляции, α_w — угол падения лучей на поверхность кристалла. PRC — фоторефрактивный кристалл, U — источник высоковольтного напряжения, R_L — нагрузочное сопротивление, U_{out} — измеряемое выходное напряжение.

частоты фазовой модуляции f при приложенном поле $E_0 = 3.2 \text{ kV/cm}$ и волновом числе $k = 556 \text{ cm}^{-1}$. Величина k определяется как

$$k = \frac{2\pi}{\Lambda} = \frac{2\pi \sin \alpha_w}{\lambda}. \quad (1)$$

Здесь Λ есть период интерференционной картины α_w , есть угол падения лучей на кристалл (при симметричной схеме освещения). Наличие максимума в данной зависимости говорит о резонансном возбуждении ВПЗ, т. е. такой ВПЗ, у которой частота равна частоте максимума, а волновое число равно k . Отметим, что резонансные частоты достигают 300 Hz при освещении синим светом, в то же время резонансные частоты при сопоставимых условиях, но при использовании гелий-неонового лазера ($\lambda = 630 \text{ nm}$), лежали в диапазоне единиц герц и величина наблюдаемых сигналов была по крайней мере на порядок ниже, чем при измерениях на $\lambda = 442 \text{ nm}$. На рис. 2 приведена зависимость резонансной частоты от k при $E_0 = 3.2 \text{ kV/cm}$, а на рис. 3 показана зависимость амплитуды переменного сигнала на выходе (в относительных единицах) от k при том же E_0 . На всех рисунках линиями показаны теоретические кривые, рассчитанные по следующим формулам:

$$f_R = \frac{\omega \sqrt{1 + Q^{-2}}}{2\pi}, \quad (2)$$

$$I_1(k) = \frac{1}{4} \sigma m^2 \theta E_0 Q, \quad (3)$$

$$I_1(\Omega) = \frac{\sigma E_0 m^2 \theta \Omega}{2\omega \sqrt{[(1 - \Omega/\omega)^2 + Q^{-2}][(1 + \Omega/\omega)^2 + Q^{-2}]}}. \quad (4)$$

Здесь

$$Q = \frac{d}{1 + \beta d^2}, \quad d = \mu \tau k E_0, \quad \beta = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{\mu \tau e N_{eff}}, \quad \omega = \frac{d}{\tau_M (d^2 + 1)},$$

μ и τ есть соответственно подвижность и время рекомбинации носителей, τ_M — максвелловское время релаксации, e — заряд электрона, $\varepsilon = 40$ — диэлектрическая проницаемость кристалла, ε_0 — электрическая постоянная, $N_{eff} = N_A(N_D - N_A)/N_D$, N_D — общее число доноров в запрещенной зоне и N_A — число акцепторов. Формулы (2)–(4)

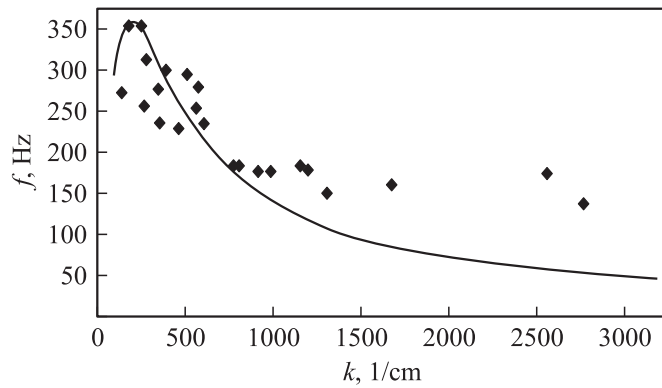


Рис. 2. Зависимость резонансной частоты от волнового числа ($E_0 = 3.2 \text{ kV/cm}$).

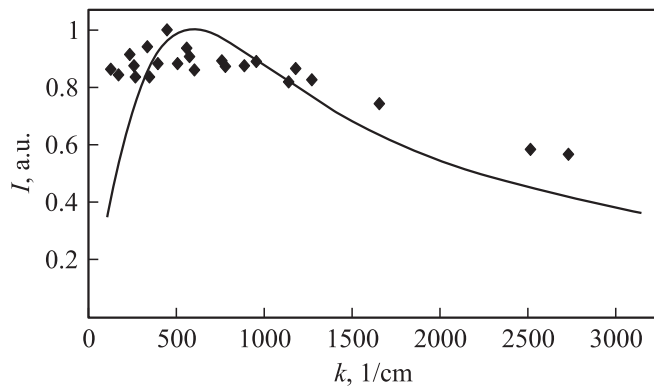


Рис. 3. Зависимость амплитуды выходного сигнала от волнового числа ($E_0 = 3.2 \text{ kV/cm}$).

получены в соответствии с результатами [6] при условии $\beta \ll 1$. Эти формулы отличаются от известных (см., например, [4]) тем, что справедливы не только при больших, но и при сравнительно малых значениях добротности Q ($Q \approx 1$).

При сравнении экспериментальных данных с расчетом по формулам (2)–(4) в качестве подгоночных параметров были взяты

произведение $\mu\tau = 1.58 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{V}$, максвелловское время релаксации $\tau_M = 2.23 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ и эффективная концентрация ловушек $N_{eff} = 1.27 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Как видно из рис. 1–3, можно говорить лишь о качественном совпадении теории и эксперимента, в то время как в предыдущих исследованиях, выполненных при использовании света с большей длиной волны, согласие существенно лучше. Нужно, однако, подчеркнуть, что величина $\mu\tau$, используемая в настоящей работе, хорошо согласуется с известными данными для $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ порядка $10^{-6} \div 10^{-7} \text{ cm}^2/\text{V}$. В то же время значение N_{eff} почти на два порядка меньше, чем известные значения $N_{eff} = 10^{15} \div 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ [2]. Последнее обстоятельство и является, по-видимому, причиной ухудшения согласия полученных в настоящей работе экспериментальных результатов с теорией, использующей модель возбуждения носителей только с глубоких ловушек. Заметим, что используемое значение N_{eff} является верхней оценкой, так как влияние экранирования электрического поля внутри кристалла должно привести к уменьшению этого параметра.

Сравнение полученных экспериментальных данных с имеющейся в настоящее время теорией позволяет сделать следующие выводы. При оптическом возбуждении ВПЗ с участием межзонных переходов происходит увеличение собственных частот и амплитуды ВПЗ, что экспериментально проявляется в росте резонансной частоты и величины наблюдаемых регистрируемых сигналов. Этот факт можно связать с радикальным повышением фотопроводимости образца (уменьшением максвелловского времени релаксации). Кроме того, как показывает предварительный теоретический анализ, наличие межзонных переходов может существенно повлиять на дисперсионное соотношение ВПЗ. Участие межзонных процессов может оказать влияние на величину эффективной концентрации ловушек. Вероятнее всего, это связано с усилением процессов рекомбинации фотовозбужденных носителей на акцепторные уровни, что в конечном итоге должно приводить к падению эффективной концентрации акцепторов и, вследствие этого, уменьшению величины N_{eff} . Появление прямой межзонной электрон-дырочной рекомбинации может, в принципе, также привести к сильному уменьшению времени жизни носителей в зоне τ , т.е. к падению параметра d . Хотя непосредственного влияния этого обстоятельства в экспериментах не обнаруживается, полученные результаты значительно повышают интерес к изучению ВПЗ в условиях наличия межзонных переходов и биполярной проводимости. В частности, при таких усло-

виях открывается возможность оперативного управления эффективной концентрацией ловушек в кристалле и обеспечения создания наперед заданных модельных условий для проверки различных теоретических концепций. В настоящее время, насколько нам известно, не существует теории ВПЗ в условиях присутствия межзонных переходов. Можно указать лишь на работу [7], в которой рассмотрены процессы полного выпрямления тока при межзональном фотовозбуждении, но без учета переходов на уровни ловушек. В такой модели существуют лишь дрейфовые волны, но отсутствуют ВПЗ.

Заметим, что хотя формально в настоящей работе энергия фотона света (2.8 eV) несколько меньше известной ширины запрещенной зоны ($3.2 \pm 0.5 \text{ eV}$), тем не менее коэффициент поглощения очень велик (больше 20 cm^{-1}), что связано с сильной размытостью края поглощения. Поэтому можно утверждать, что межзонные переходы играли в эксперименте существенную роль.

Авторы выражают благодарность проф. М.П. Петрову за полезные обсуждения.

Работа была выполнена в рамках проекта РФФИ 06-02-161-70-А и программы РАН П-03.

Список литературы

- [1] *Solymar L., Webb D.J., Grunnet-Jepsen A.* The physics and applications of Photorefractive Materials. Oxford: Clarendon Press, 1966. 403 p.
- [2] *Petrov M.P., Bryksin V.V.* // Photorefractive Materials and Their Applications. Springer, 2007. Pt. 2. P. 285.
- [3] *Sturman B.I.* // Photorefractive Materials and Their Applications. Springer, 2006. Pt. 1. P. 119.
- [4] *Petrov M., Bryksin V., Emgrunt A., Imlau M., Kratzig E.* // JOSA. 2005. V. 22. N 7. P. 1529–1537.
- [5] *Petrov M., Bryksin V., Rahe F., Ruter C.E., Kraetzig E.* // Opt. Commun. 2003. V. 227. N 1–3. P. 183–192.
- [6] *Брыксин В.В., Петров М.П.* // ФТТ. 2006. Т. 48. В. 7. С. 1167–1176.
- [7] *Kleinert P.* // J. Appl. Phys. 2005. V. 97. N 7. P. 073711–6.