

О монополярности примесной фотопроводимости кристаллов типа силленита

© А.И. Грачев

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: grach@shuv.pti.spb.su

(Поступила в Редакцию 19 мая 1998 г.)

На основании анализа данных по электронной структуре номинально нелегированных кристаллов силленитов, а также результатов исследования в них поверхностно-барьерной фотоэдс сделан однозначный вывод о монополярном (электронном) характере фотопроводимости этих материалов в сине-зеленой области спектра.

В настоящей работе обсуждается идея биполярности фотопроводимости номинально нелегированных кристаллов со структурой силленита $Vi_{12}MO_{20}$ ($M = Si, Ge, Ti$), используемая рядом авторов (см., например, [1–4]) для объяснения наблюдавшихся ими особенностей голографической записи в этих материалах. Проведенный с использованием данных по электронной структуре силленитов и результатов исследования в них фотovoltaического эффекта анализ свидетельствует о незначительности вклада неосновных носителей заряда (дырок) в примесную фотопроводимость в сине-зеленой области спектра. Подчеркнем, что речь идет о фотопроводимости, наблюдаемой в условиях квазистационарного освещения. Вопрос о степени участия дырок в фотопроводимости, возникающей при использовании мощных лазерных импульсов нано- и субнаносекундной длительности, требует особого рассмотрения.

Как известно [5], при примесном возбуждении биполярность неравновесной проводимости возникает либо за счет термооптических переходов, либо вследствие двойных оптических переходов. Оценим вклад обоих механизмов в генерацию дырок в силленитах, используя упрощенную схему энергетических уровней и соответствующих электронных переходов (см. рисунок). Фотогенерация электронов в сине-зеленой области спектра ($h\nu \sim 2.5\text{ eV}$) связана в основном с оптическими переходами с расположенных вблизи центра запрещенной зоны M -уровней, концентрация которых $M \sim 10^{19}\text{ cm}^{-3}$. Критерием монополярности фотопроводимости в случае термооптических забросов дырок с M -уровней служит условие [5] $\xi_M = m_0^2/MP_{vM} \gg 1$ (здесь m_0 — заполнение M -уровней в темноте, $P_{vM} = P_v \exp(E_M - E_g/kT) \sim P_v \exp(-E_g/2kT)$, P_v — эффективная плотность состояний в v -зоне, k — постоянная Больцмана, T — температура). При комнатной температуре и $P_v \sim 10^{20}\text{ cm}^{-3}$ значение P_{vM} ничтожно мало ($\sim 10^{-7}\text{ cm}^{-3}$), поэтому $\xi_M \gg 1$. В принципе при $h\nu \sim 2.5\text{ eV}$ в оптических переходах электронов в c -зону могут принимать участие и более низколежащие A -уровни ($A \sim D \sim 10^{16} - 10^{17}\text{ cm}^{-3}$). Однако даже при предположении о равенстве оптической и термической энергий ионизации электрона с A -уровней, т.е. при предположении, что $E_A \sim E_g - h\nu \sim 0.8\text{ eV}$,

соответствующее значение $P_{vA} \sim 10^6\text{ cm}^{-3}$ не может обеспечить выполнение условия $\xi_A \sim 1$.

При $h\nu \geq 1.65\text{ eV}$ возможно участие M -уровней в двойных оптических переходах. Критерий монополярности в этом случае определяется следующим соотношением между электронным (n_{ph}) и дырочным (p_{ph}) вкладами в фотопроводимость [5]: $n_{ph}/p_{ph} = q_e \gamma_e m_0^2 / q_h \gamma_h (M - m_0)^2$, где q_e и q_h — сечения захвата фотонов для оптических переходов в c - и v -зоны соответственно, а γ_e и γ_h — коэффициенты рекомбинации для соответствующих обратных переходов. Априори приведенные выше величины для силленитов указать невозможно. В связи с этим для оценки эффективности двойных оптических переходов воспользуемся результатами, полученными при исследовании в силленитах стационарного фотovoltaического эффекта (ФВЭ) [6,7].

ФВЭ в нелегированных кристаллах силленитов связан с существованием запирающего для электронов приповерхностного барьера и наблюдается как в области собственного, так и в области примесного возбуждения.

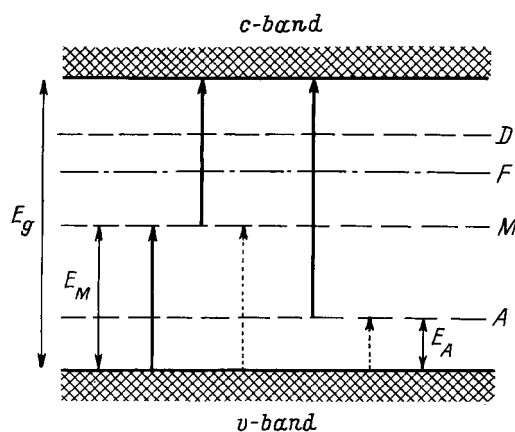


Схема локальных уровней и предполагаемых термооптических и двойных оптических переходов, приводящих к генерации дырок в номинально нелегированных кристаллах силленитов ($E_g \sim 3.3 - 3.4\text{ eV}$) при их освещении в сине-зеленой области спектра. Оптические переходы электронов показаны сплошными стрелками, их тепловые забросы из v -зоны — штриховыми, штрихпунктирной линией показано примерное положение уровня Ферми.

В последнем случае необходимая генерация неосновных носителей заряда (т.е. дырок) осуществляется в основном за счет двойных оптических переходов, причем преобладающий вклад вносят дырки, возбуждаемые в области пространственного заряда (ОПЗ) барьера [7]. Как известно [8], альтернативным является случай, когда фотовольтаический ток определяют неосновные носители заряда, генерируемые на расстоянии порядка их диффузионной длины (L_h) от ОПЗ. Следовательно, реализация в силленитах первого из указанных механизмов означает, что либо ширина ОПЗ (w) существенно превосходит L_h , либо темп генерации дырок в ОПЗ существенно выше, чем в объеме кристалла.

В первом случае величина w задает верхнее значение L_h , что позволяет оценить сверху произведение $\mu_h\tau_h$ (где μ_h и τ_h — подвижность и время жизни дырок соответственно), используя вытекающее из соотношения Эйнштейна выражение $L_h^2 = \mu_h\tau_h(kT/e)$. Величина w в кристаллах BSO, как следует из [7], составляет $\sim 10^{-5}$ см, что при $kT/e = 2.5 \cdot 10^{-2}$ В дает для $\mu_h\tau_h$ следующую оценку: $4 \cdot 10^{-9}$ см² · В⁻¹. Полученное значение примерно на два порядка ниже величины того же параметра для электронов [9].

В случае реализации второго механизма мы можем оценить сверху отношение $n_{ph}/p_{ph} = G_e\mu_e\tau_e/G_h\mu_h\tau_h$ (где G_e и G_h равны $q_e m_0$ и $q_h(M - m_0)$ соответственно), используя при этом соотношения, следующие из данных [7]: 1) темпы генерации электронов (g_e) и дырок (g_h) в ОПЗ равны; 2) величина G_e , как минимум, не ниже (реально выше) величины g_e ; 3) $G_h L_h \leq g_h w$. Тогда искомое отношение можно представить в следующем виде: $n_{ph}/p_{ph} = \mu_e\tau_e/w(\mu_h\tau_h e/kT)^{1/2}$. Предполагая равенство величин $\mu_h\tau_h = \mu_e\tau_e \sim 10^{-6}$ см² · В⁻¹, получаем $n_{ph}/p_{ph} \sim 10^3$. Ясно, что даже при маловероятном преувеличении истинным значением $\mu_h\tau_h$ приведенной оценки, скажем, в 100 раз незначительность вклада дырок в примесную фотопроводимость BSO останется вполне очевидной.

Таким образом, ни в одном из рассмотренных вариантов существование двойных оптических переходов в объеме BSO не ведет к нарушению монополярности примесной фотопроводимости. Близость электронной структуры всех (нелегированных) силленитов позволяет утверждать, что этот вывод справедлив и для BGO и ВТО. В целом же с учетом оценки эффективности термооптических переходов полученные результаты свидетельствуют о необоснованности использования для рассматриваемых кристаллов модели биполярной примесной фотопроводимости. Более того, проведенный нами анализ (результаты будут опубликованы отдельно) показал, что наблюдавшиеся в [1–4] особенности голографической записи находят объяснение в рамках монополярной модели при учете специфики протекания дрейфо-диффузионных процессов в условиях нестационарности и нелинейности фотопроводимости.

Список литературы

- [1] А.А. Камшилин, М.П. Петров. ФТТ **23**, 10, 3110 (1981).
- [2] F.P. Strohkendl, R.W. Helwarth. J. Appl. Phys. **62**, 2450 (1987).
- [3] V. Miteva, L. Nilolova. Opt. Commun. **67**, 192 (1988).
- [4] S.G. Odulov, K.V. Shcherbin, A.N. Shumelyuk. J. Opt. Soc. Am. **B11**, 1780 (1994).
- [5] С.М. Рывкин. Фотозлектрические явления в полупроводниках. Физматгиз, М. (1963). 494 с.
- [6] А.И. Грачев, М.В. Красинькова. ЖТФ **53**, 220 (1983).
- [7] А.И. Грачев. ФТТ **26**, 1, 227 (1984).
- [8] T.S. Moss, G.J. Burrell, B. Ellis. Semiconductor Opto-Electronics. Butterworth, London (1973). 441 p.
- [9] М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. Наука, СПб. (1992). 317 с.