

Фото- и термоиндуцированное оптическое поглощение и фотопроводимость кристаллов силленитов

© Т.В. Панченко

Днепропетровский государственный университет,
320635 Днепропетровск, Украина

(Поступила в Редакцию 19 августа 1999 г.)

В спектральном диапазоне 0.5–3.5 eV исследованы фото- и термоиндуцированные изменения спектров оптического поглощения и фотопроводимости кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$; в интервале температур 80–600 К изучены температурные зависимости оптического поглощения. Анализируются процессы перераспределения электронов между мелкими и глубокими донорными и акцепторными уровнями с привлечением модели конфигурационных координат.

В фоторефрактивных кристаллах семейства силленитов $\text{Bi}_{12}\text{MO}_{20}$ (BMO , $\text{M} = \text{Si}, \text{Ge}, \text{Ti}$) при оптическом или термическом воздействиях возникают эффекты, связанные с изменением оптического поглощения и фотопроводимости.

Отклик BMO в спектральной области 0.5–3.4 eV можно охарактеризовать, выделив диапазоны энергий фотона $E_1 \approx 2\text{--}3.4\text{ eV}$ (A) и $E_2 \approx 0.5\text{--}2\text{ eV}$ (B). Освещение из A -диапазона обуславливает фотохромный эффект (ФХЭ) — появление полос дополнительного поглощения [1–6] и эффект индуцирования примесной фотопроводимости (ИПФ) [1,7–9]. Свет из B -диапазона вызывает частичное "стирание" ФХЭ [1,2], кратковременное гашение фотопроводимости и рост дифракционной эффективности при записи голограмм в A -области [10,11]. Прогрев до $\sim 500\text{ K}$ ведет к полному стиранию ФХЭ [1–7] и ИПФ [1,11], при $T < 300\text{ K}$ наблюдаются эффекты активации и гашения фотопроводимости в A -диапазоне [11,12].

Общность условий фотовозбуждения, а также оптического и термического стирания ИПФ и ФХЭ указывает на взаимосвязь этих эффектов. Можно предполагать, что за них ответственны одни и те же электронные переходы и процессы переноса заряда, например, типа "глубокий уровень–зона проводимости–глубокий уровень". Однако обсудить этот вопрос по разрозненным, полученным в различных экспериментальных условиях, характеристикам ФХЭ и ИПФ, имеющимся в литературе, не представляется возможным.

Центры, создающие глубокие уровни (ГУ), приписывают комплексным ионам BiO_7 , связанным с вакансиями M -катиона [1], или "антиузельному" Bi , замещающему M -катионы в кислородных тетраэдрах [2–4,13]. Соответственно нет единого мнения и о природе ФХЭ. Полагают, что он вызывается переходом ионов BiO_7 в метастабильное состояние (за счет многофоновых безызлучательных рекомбинационных переходов) [1] или изменением зарядового состояния ионов Bi [2–4]. ИПФ связывают с изменением заселенности уровней запрещенной зоны [1,7] и перераспределением рекомбинационных потоков между быстрыми и медленными рекомбинационными центрами [11].

Следует принять во внимание, что в ФХЭ и ИПФ могут принимать участие ГУ с существенно различной энергией термической (E_a^{Th}) и оптической (E_a^{Op}) активаций, характерные для кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO) [14–16]. Различие E_a^{Th} и E_a^{Op} обусловлено электрон-фононным взаимодействием, его высокая эффективность в силленитах показана при изучении комбинационного рассеяния света [17], фотолюминесценции [18], краевого оптического поглощения [19,20]. Информацию о таких центрах дает изучение "реакции" оптических и фотоэлектрических свойств силленитов на термическое воздействие. В последнее время проявляется интерес к температурным зависимостям оптического поглощения силленитов [5,6,17,21–24], однако они остаются еще мало изученными.

В данной работе проведено исследование оптического и термического воздействий на оптическое поглощение и фотопроводимость кристаллов BSO и дана интерпретация индуцированных эффектов в рамках единой феноменологической модели.

1. Методика экспериментов

Исследовались кристаллы BSO , выращенные методом Чохральского. Общее содержание неконтролируемой примеси не превышало 10^{-3} mass\% . Образцы для оптических измерений приготавливались в виде полированных пластин толщиной $d = 5$ и 0.2 mm с большими плоскостями (001), фотопроводимость изучалась на планарных образцах с Ag -электродами, вожженными в вакууме при 780 K на поверхности (001) с зазором $0.7\text{--}1\text{ mm}$.

Спектры оптического поглощения $\alpha(E)$ и фотопроводимости $\Delta\alpha(E)$ изучались в диапазоне энергий фотонов $E = 0.5\text{--}3.5\text{ eV}$. Оптическое пропускание $t(E)$ регистрировалось с помощью спектрофотометров Specord M40 и Specord NIR61 через каждые $5\text{--}10\text{ K}$ в диапазоне $T = 85\text{--}600\text{ K}$. Методика измерения фотопроводимости описана в [11]. Зависимости $\Delta\sigma(E)$ были получены при $T = 90, 150, 290$ и 360 K . Спектры поглощения рассчитывались с учетом поправки на отражение, так же как в [23].

Для возбуждения ФХЭ и ИПФ использовалась ксеноновая лампа мощностью 400 W с интерференционным светофильтром на $E_{\max} = 2.9 \text{ eV}$, длительность освещения составляла 300 s, так как за это время достигалось насыщение ФХЭ.

Перед измерениями образцы прогревались в темноте на воздухе до $\sim 800 \text{ K}$. Все манипуляции с образцами производились при слабом красном освещении с целью минимизации неконтролируемого фотовозбуждения.

2. Результаты и обсуждение

2.1. Стационарные спектральные характеристики. Для B -области характерна неплохая корреляция спектрального положения пиков и "порогов" спектров оптического поглощения $\alpha(E)$ и стационарной фотопроводимости $\Delta\sigma(E)$. Полагаем (учитывая n -тип фотопроводимости BSO), что эти положения определяют энергию оптической активации E_a^{Op} фотоактивных оптических переходов с локальных уровней донорного типа. В A -диапазоне положения максимума поглощения в плече ($E_a^{Op} = 2.9 \text{ eV}$), примыкающем к краю фундаментального поглощения, и широкого пика примесной фоточувствительности ($E_a^{Op} = 2.5 \text{ eV}$) не совпадают, указывая на наличие нефотоактивных оптических переходов (рис. 1).

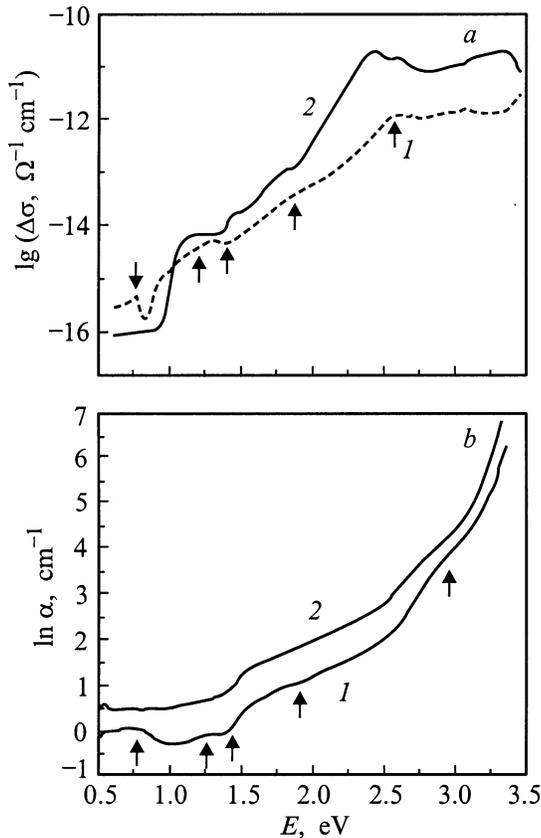


Рис. 1. Стационарные спектры фотопроводимости $\text{Lg } \Delta\sigma(E)$ (a) и оптического поглощения $\text{Ln } \alpha(E)$ (b) кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ при $T = 85$ (a, 1; b, 1) и 280 K (a, 2; b, 2).

Полученные значения E_a^{Op} , новые и согласующиеся с найденными другими авторами, приведены в [11].

Реакция спектров $\Delta\sigma(E)$ и $\alpha(E)$ на рост температуры несколько различна. В интервале $85\text{--}280 \text{ K}$ фотопроводимость и поглощение в целом увеличиваются, за исключением области с $E \leq 1.0 \text{ eV}$, где фотоотклик падает. Соотношение интенсивностей компонентов спектров $\Delta\sigma(E)$ перераспределяется так, что широкий пик примесной фотопроводимости с $E_a^{Op} \approx 2.5 \text{ eV}$ становится доминирующим. Спектры $\alpha(E)$ сохраняют свой вид, за исключением того, что нивелируется структура в области $E < 1.5 \text{ eV}$. В интервале $T = 280\text{--}300 \text{ K}$ спектры $\alpha(E)$ трансформируются: поглощение в области $E \leq 2.5 \text{ eV}$ резко падает, а для $E > 2.5 \text{ eV}$ растет; при этом фотоотклик падает во всей исследованной области спектра (рис. 1). Дальнейшее увеличение температуры сопровождается ростом прикраевого поглощения и падением фоточувствительности.

2.2. Индуцированное поглощение и фотопроводимость. Спектры ФХЭ $\Delta\alpha^{Ph}(E) = (\alpha^{Ph}(E) - \alpha(E))/\alpha(E)$ и ИПФ $\Delta\sigma^{Ph}(E) = (\Delta\sigma^{Ph}(E) - \Delta\sigma(E))/\Delta\sigma(E)$, нормированные относительно исходных стационарных спектров, имеют следующие особенности. Максимальные значения $\Delta\alpha^{Ph}(E)$ приходятся на область широкого пика примесной стационарной фоточувствительности, где прирост индуцированной фотопроводимости минимален (рис. 2, a). В то же время максимальная ИПФ имеет место либо в B -области (низкие температуры), либо вблизи длинно- и коротковолнового краев поглощения ($T > 280 \text{ K}$). При этом выделяется структура уровней, для которых E_a^{Op} соответствует найденной по спектрам стационарной фотопроводимости (рис. 2, b). При комнатной температуре наблюдается значительный прирост фотопроводимости вблизи края поглощения.

Спектры термоиндуцированного поглощения $\Delta\alpha^{Th}(E) = (\alpha^{Th}(E) - \alpha(E))/\alpha(E)$, нормированные относительно поглощения при $T = 85 \text{ K}$, различны в температурных областях $T_1 \leq 280$ и $T_2 > 280 \text{ K}$. В области T_1 они сочетают в себе особенности спектров $\Delta\alpha^{Ph}(E)$ и $\Delta\sigma^{Ph}(E)$. В области T_2 полоса термоиндуцированного прикраевого поглощения по спектральному положению и структуре подобна полосе ИПФ, а спектральное положение полосы термообесцвечивания соответствует полосе ФХЭ в спектре $\Delta\alpha^{Ph}(E)$ (рис. 2, c).

Интересно, что вплоть до мелких деталей спектры фото- и термоиндуцированного прироста оптического поглощения соответствуют друг другу (до $T \leq 300 \text{ K}$), а спектры прикраевой ИПФ согласуются со спектрами прикраевого термоиндуцированного поглощения, если $T > 300 \text{ K}$ (рис. 2). Отметим также, что в спектрах $\Delta\alpha^{Ph}(E)$, $\Delta\sigma^{Ph}(E)$ и $\Delta\alpha^{Th}(E)$ не проявляются полосы, характеризующие новые оптически или фотоэлектрически активные центры; термическое и оптическое внешнее

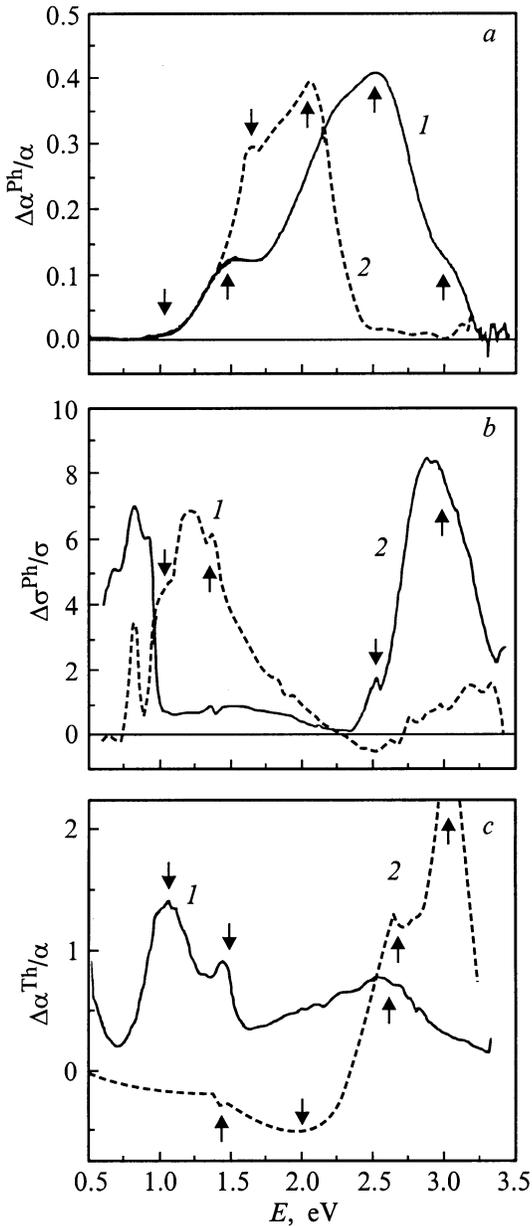


Рис. 2. Нормированные спектры фотоиндуцированной фотопроводимости $\Delta\sigma^{Ph}/\Delta\sigma(E)$ (a), фотоиндуцированного поглощения $\Delta\alpha^{Ph}/\alpha(E)$ (b) и термоиндуцированного поглощения $\Delta\alpha^{Th}/\alpha(E)$ (c) кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ при $T = 85$ (a, 1; b, 1) и 280 К (a, 2; b, 2), а также после прогрева до 200 (c, 1) и 350 К (c, 2).

воздействие изменяет лишь относительный вклад имеющих центров в результирующие спектры.

2.3. Температурные зависимости оптического поглощения. В А- и В-областях спектра зависимости $\alpha(T)$ несколько различны. Выделив три интервала температур $\Delta T_1 \approx 80 - (280 - 300)$, $\Delta T_2 \approx 300 - 400$ и $\Delta T_3 \approx 400 - 500$ К, отмечаем, что в А-области спектра по мере роста температуры имеет место чередование медленного увеличения поглощения с его резким ступенчатым спадом, а в В-области поглощение ступенчато растёт (рис. 3, a).

пенчатым спадом, а в В-области поглощение ступенчато растёт (рис. 3, a).

Дифференцирование зависимостей $\alpha(T)$ даёт температурные спектры $d\alpha/dT(T)$, акцентирующие детали термоиндуцированного изменения поглощения. В частности, обращает на себя внимание тот факт, что для пограничных значений энергий фотона ($E \sim 2$ eV) в интервале ΔT_1 зависимости $\alpha(T)$ подобны таковым для А-области спектра, а в интервалах ΔT_2 и ΔT_3 — для В-области. Здесь интересно также отметить, что температурное положение экстремумов зависимостей $d\alpha/dT(T)$ (рис. 3, b) соответствует положению максимумов термостимулированных токов [1,25–27]. Примесное поглощение определяется заселённостью электронами локальных уровней n_t и сечением их фотоионизации ζ : $\alpha(T) \sim \zeta(T)n_t(T)$. Следовательно, отмеченное соответствие указывает на то, что термоиндуцированное изменение заселённости $n_t(T)$, определяющее выброс в зону проводимости (или валентную) свободных носителей заряда, играет основную роль в формировании зависимостей $\alpha(T)$ и $d\alpha/dT(T)$.

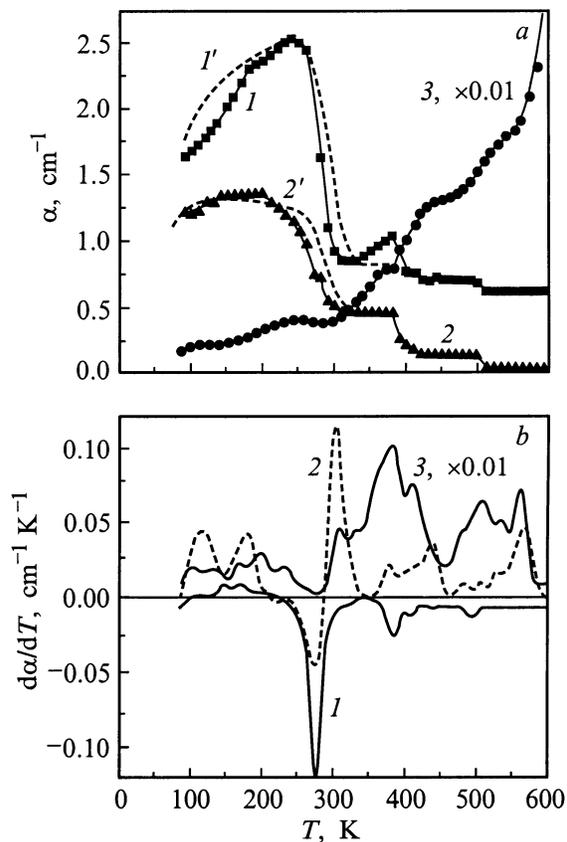


Рис. 3. Экспериментальные (a, 1, 2, 3) и расчетные (a, 1', 2'; b, 1, 2, 3) температурные зависимости оптического поглощения $\alpha(T)$ (a) и их производных по температуре $d\alpha/dT(T)$ (b) в полосах поглощения кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ с $E_a^{Op} = 1.64$ (a, 1, 1'; b, 1), 1.85 (a, 2, 2'), 2 (b, 2) и 3.17 eV (a, 3; b, 3). Кривая b, 1 смещена вниз по оси $d\alpha/dT$ на $0.012 \text{ cm}^{-1} \text{ K}^{-1}$.

3. Аппроксимация температурных зависимостей оптического поглощения

Зависимости $\alpha(T)$ и $d\alpha/dT(T)$ для ГУ из А-области спектра можно описать, используя тот факт, что охлаждение кристалла BSO до ~ 80 К сопровождается преимущественным заполнением электронами относительно мелких уровней прилипания, в то время как рассматриваемые ГУ (донорные с энергией термической активации $E_a^{Th} < E_a^{Op}$) пусты (рис. 1, *a, b*). По мере нагревания кристалла мелкие уровни опустошаются, перезахват свободных электронов на ГУ приводит к росту поглощения в соответствующей полосе спектра $\alpha(T)$, а последующий ступенчатый спад поглощения вызывается термоиндуцированным опустошением ГУ.

Для аппроксимации зависимости $\alpha(T)$ воспользуемся решениями системы кинетических уравнений для концентраций свободных электронов в квазистационарных условиях [28]

$$n_1 = \frac{N_c}{N_{ii}} n_{ii0} \exp\left(-\frac{E_{ai}^{Th}}{kT}\right) \times \left[1 + \int_{T_0}^T \frac{n_{ii0} N_c S_r v_T}{\beta N_{ii}} \exp\left(-\frac{E_{ai}^{Th}}{kT'}\right) dT'\right]^{-1}, \quad (1)$$

$$n_2 = \tau_i \omega_i n_{i0} \exp\left[-\frac{E_a^{Th}}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{\omega_i \tau_i}{\beta \tau_r} \exp\left(-\frac{E_a^{Th}}{kT'}\right) dT'\right], \quad (2)$$

где N_c , N_{ii} — концентрации состояний в зоне проводимости и i -х мелких донорных центров, n_{ii0} и E_{ai}^{Th} — начальные концентрации электронов и энергии термической активации i -х мелких донорных уровней, n_{i0} и E_a^{Th} — аналогичные характеристики изучаемых ГУ с концентрацией N_i и сечением захвата S_i , S_r и τ_r — сечение и время рекомбинации центров с концентрацией M_i , β — скорость нагрева, v_T — тепловая скорость электронов, τ_i и ω_i — время и частотный фактор захвата свободных электронов на ГУ.

Зависимость $n_1(T)$ определяет концентрацию свободных электронов в процессе освобождения мелких уровней с различными значениями E_a^{Th} у условиях бимолекулярной рекомбинации и сильного перезахвата. В пользу бимолекулярной рекомбинации в температурном интервале ΔT_1 свидетельствуют результаты исследования температурных зависимостей фотопроводимости [11,12] и времени ее релаксации [29]. Зависимости $n_2(T)$ характеризуют выброс электронов в зону проводимости с ГУ с одним значением E_a^{Th} ; он происходит в узком интервале температур, при этом время рекомбинации практически не изменяется (мономолекулярный механизм рекомбинации).

Далее полагаем, что на этапе опустошения мелких уровней кинетика изменения концентрации электронов

на ГУ определяется процессом перезахвата свободных носителей заряда и может быть описана уравнением

$$\frac{d(^1n_t)}{dt} \approx \frac{n_1}{\tau_t}, \quad (3)$$

где $\tau_t = 1/(N_i - n_t)S_i v_T \approx 1/(N_i S_i v_T)$, так как ГУ заполняются слабо и $n_t \ll N_i$. Решение уравнения (3) при линейном нагреве, $T = T_{01} + \beta t$, имеет вид

$$\frac{^1n_t}{n_{i0}} \approx \frac{A n_{ii}^*}{n_{i0}} \left(1 + \frac{1}{S_r} \sum_i \frac{N_i S_{ii} E_{ai}^{Th}}{n_{ii0}} \left(\frac{1}{kT_{01}} - \frac{1}{kT}\right)\right), \quad (4)$$

где полагаем $n_{ii}^* = \sum_i n_{ii0}$, $i = 4$, $E_{ai}^{Th} = 0.2, 0.36, 0.4, 0.46$ eV (в соответствии с данными [1,11,12]), $\frac{1}{S_r} \frac{N_i S_{ii}}{n_{ii}} \approx \text{const} = 0.22$, $A = 0.134$, $T_{01} = 100$ К, $\frac{n_{ii}^*}{n_{i0}} \approx 10$.

На этапе термоиндуцированного опустошения ГУ взаимосвязь между концентрацией находящихся на них электронов и свободных электронов задается выражением [28]

$$\frac{^2n_t(T)}{n_{i0}} \approx B(\tau_i \omega_i)^{-1} n_2(T) \exp\left(\frac{E_a^{Th}}{kT}\right). \quad (5)$$

Используя здесь соотношение (2) для $n_2(T)$, полагаем $T_{02} = 160$ К, $\omega_i \tau_i / \beta \tau_r = 10^{-2}$ (последнее выполняется, если рекомбинация медленная, $\tau_r \gg \tau_i$). О значительном увеличении времени рекомбинации вблизи 300 К свидетельствует экспериментально наблюдавшийся пик температурной зависимости времени релаксации фотопроводимости BSO [29].

Объединяем (5) и (6) и получаем зависимости $n_t(T) = ^1n_t(T) + ^2n_t(T)$, нормированные относительно степени начального заполнения ГУ n_{i0} , которые коррелируют с экспериментальными зависимостями $\alpha(T)$ для ГУ с энергией оптической активации $E_a^{Op} \leq 1.7$ eV (рис. 3, *a*). На ранней стадии нагрева корреляция может быть улучшена использованием в (3) выражения

$$n_t \approx \frac{N_c}{S_r} \sum_i S_{ii} \exp\left(-\frac{E_{ai}}{kT}\right), \quad (6)$$

справедливого для бимолекулярной рекомбинации при слабом захвате на мелкие уровни. Слабый захват вполне соответствует рассматриваемой высокой степени начального заполнения мелких уровней. Для ГУ с $E_a^{Op} > 1.7$ eV корреляция аппроксимирующих и экспериментальных зависимостей $\alpha(T)$ улучшается, если учесть температурную зависимость сечения фотоионизации $\zeta(T) \sim T^{-0.5}$ (рис. 3, *a*).

Зависимости $\alpha(T)$ в В-области спектра определяют фотоионизацией акцепторов, которые компенсируют донорные уровни. Аппроксимирующие выражения аналогичны полученным в [22,23].

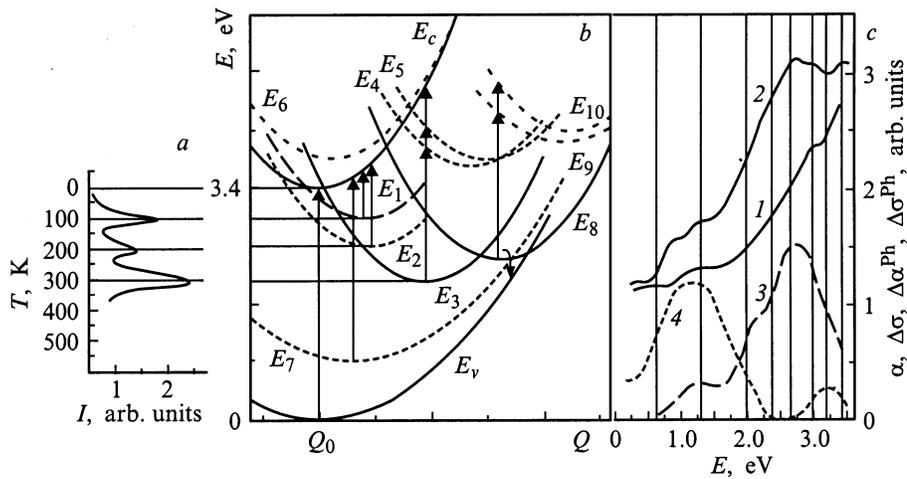


Рис. 4. *a* — модельный спектр термостимулированного тока, *b* — диаграмма конфигурационных координат для кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, *c* — модельные спектры стационарного оптического поглощения $\alpha(E)$ (1), фотопроводимости $\Delta\sigma(E)$ (2), фотоиндуцированного поглощения $\Delta\alpha^{\text{Ph}}(E)$ (3) и фотопроводимости $\Delta\sigma^{\text{Ph}}(E)$ (4), $T \sim 80$ К. Координаты вертикалей сетки соответствуют значениям E_a^{Op} электронных переходов, указанных на конфигурационной диаграмме.

4. Диаграмма конфигурационных координат

Взаимосвязь между фото- и термоиндуцированными эффектами можно объяснить, учитывая сильное взаимодействие электронных переходов с фононами с помощью диаграммы конфигурационных координат (рис. 4). В трактовке Мотта для адиабатического приближения этими координатами Q определяется "радиус" дефекта, создающего локальные искажения решетки, а также потенциальная энергия системы "кристалл-дефект-электрон" $E(Q)$. Диаграмма базируется на принципе Франка-Кондона и на представлении об установлении равновесного состояния системы в условиях сильного электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ), когда колебательные кванты энергии передаются решетке быстрее, чем произойдет переизлучение энергии, полученной при фотовозбуждении [30,31].

Параболами $E_v(Q)$ и $E_c(Q)$ представлена энергия системы с электроном в зоне проводимости или валентной зоне. Обе зоны центрированы при $Q = Q_0 = 0$, так как электроны в данных состояниях делокализованы и описываются блоховскими функциями. Далее вводим два вида центров: относительно мелкие с $E_1(Q)$, $E_2(Q)$ и более глубокие с $E_3(Q)$. Последние могут быть в метастабильных состояниях ($E_8(Q)$), и, кроме того, они имеют собственные возбужденные локализованные ($E_4(Q)$ и $E_5(Q)$), ($E_9(Q)$ и $E_{10}(Q)$) и делокализованные ($E_6(Q)$) состояния. Наличие ионизированных акцепторов учитывается кривой $E_7(Q)$.

При построении диаграммы соблюдались следующие правила. (1) Сдвиг минимумов потенциальных кривых $E_i(Q)$, где $i = 3, 4, 5$ и 10 , относительно оси E соответствует энергетической связи электронов с мелкими, глубокими и акцепторными центрами, т.е. его уменьшение указывает на ослабление ЭФВ и рост степени

делокализации электрона. (2) Ширина полосы оптического поглощения пропорциональна разности минимумов кривых $E_i(Q)$, между которыми происходит переход, по оси Q . Энергии оптической и термической активации мелких и глубоких центров (E_a^{Op} и E_a^{Th}) и термической ионизации сечения захвата E_a^S (термоактивационный барьер для безузлучательных переходов) определяются так, как показано в [16]. Константа ЭФВ S (фактор Хуан-Куны-Риса) для электронов, локализованных на центрах, определяется величиной стокаса смещения $\Delta E_{F-c} = 0.5(E_a^{\text{Op}} - E_a^{\text{Th}}) = S\hbar\omega$, где $\hbar\omega$ представляет собой энергию колебательных квантов. Исходя из данных по фотолюминесценции [1,32], возьмем величину $\Delta E_{F-c} \approx 0.9-2.0$ eV. Для глубоких центров, связанных либо с ионами Bi, замещающими Si в кислородных тетраэдрах, либо с молекулярными ионами BiO_7 , выберем из фононного спектра кристаллов BSO энергии продольных оптических фононов, соответствующие колебаниям этих структурных элементов [33]. Получаем оценку $S \approx 6.7-10.2$, что несколько превышает S для таких полупроводников, как GaAs, ZnS, ZnSe и др. [31,34,35].

С помощью данной диаграммы в общих чертах легко описать спектры оптического поглощения, фотопроводимости, а также их термо- и фотоиндуцированных изменений. Например, при $T = 80$ К зависимость $\alpha(T)$, представленную кривой 1 на рис. 1, формируют переходы (показаны стрелками на рис. 4, *b*) в зону проводимости из мелких и глубоких центров и ионизированных акцепторов, внутрицентровые переходы в центрах, ответственных за ГУ, а также переходы из хвоста плотности состояний ионизированных акцепторов (кривая 1 на рис. 4, *c*). Повышение температуры до $T_{1\text{max}} = 100$ и $T_{2\text{max}} = 200$ К, соответствующих максимумам термостимулированного тока, приводит к опустошению мелких центров с энергиями термической активации $E_{a1}^{\text{Th}} \sim T_{1\text{max}}$, $E_{a2}^{\text{Th}} \sim T_{2\text{max}}$ (рис. 4, *a*). При этом электроны "перекачиваются" на более глубокие центры.

Это приводит к термическому окрашиванию кристаллов BSO, представленному кривой 1 на рис. 2, с. При более высокой температуре, соответствующей пику термостимулированного тока $T_{3\max}$, начинается освобождение электронов из ГУ с энергией термической активации $E_{a3}^{Th} \sim T_{3\max} = 300$ К. Это соответствует термическому обесцвечиванию BSO (кривая 2 на рис. 2, с). Эти же процессы определяют зависимости $\alpha(T)$ и $d\alpha/dT(T)$ (рис. 3).

Спектр фотопроводимости $\Delta\sigma(E)$ в B -области коррелирует со спектром $\alpha(E)$, в то время как в A -области вклад в $\Delta\sigma(E)$ вносят лишь фотоактивные переходы с глубокого центра на делокализованное возбужденное состояние $E_6(Q)$ (рис. 4, b, c). С ростом температуры фотопроводимость изменяется более сложным образом, чем поглощение, так как необходимо учитывать не только изменение степени заполнения мелких и глубоких центров, но и температурную зависимость времени рекомбинации [11], поэтому трудно ожидать корреляцию откликов спектров $\Delta\sigma^{Ph}(E)$ и $\alpha(E)$ на рост температуры. Отметим лишь, что при $T > T_{3\max}$ оптическое просветление кристаллов сопровождается падением их фоточувствительности (рис. 2, a, c).

Фотовозбуждение светом из B -диапазона приводит к дозаполнению и мелких, и глубоких центров (кривые $E_1(Q)$ и $E_2(Q)$, рис. 4, b); кроме того, глубокие центры переводятся в метастабильное, нефотоактивное состояние (кривая $E_8(Q)$). Этим обусловлено различие спектрального положения основных максимумов нормированных спектров $\Delta\sigma^{Ph}(E)$ (ИПФ) и $\Delta\alpha(E)$ (ФХЭ) (рис. 4, c). При $T = 300$ К фотовозбуждение не приводит к переходу опустошенных глубоких центров в метастабильное состояние, в спектрах ФХЭ и ИПФ проявляются лишь вклады, обусловленные дозаполнением термически опустошенных уровней (рис. 2, a).

Термическое стирание ФХЭ кристаллов BSO происходит за счет термоионизации при $T = T_{3\max}$ заполненных ГУ, находящихся в основном состоянии, и термализации электронов (с активационной энергией E_a^S) из метастабильного состояния ГУ. При этом возрастает степень ионизации акцепторов (температурные интервалы ступеней роста поглощения типа "ионизированный акцептор–зона проводимости" соответствуют таковым для ступеней спада поглощения из A -области спектра, рис. 3, a).

Таким образом, принимая во внимание значительную разницу между энергиями термической и оптической активации (большое ЭФВ), наличие основных и метастабильных состояний глубоких центров, а также внутрицентровые оптические переходы, с помощью данной конфигурационной диаграммы можно объяснить основную совокупность полученных результатов. Представляется важным и то следствие использования данной диаграммы, что для силленитов, по всей видимости, не подходят энергетические модели структуры локальных уровней запрещенной зоны (аналогичные приведенным в [1]), которые получены простым сведением значений энергии активации, найденной методами термоактивационной и оптической спектроскопии.

Список литературы

- [1] В.К. Малиновский, О.А. Гудаев, В.А. Гусев, С.И. Деменко. Фотоиндуцированные явления в силленитах. Наука, Новосибирск (1990). 159 с.
- [2] Т.В. Панченко, Н.А. Труссеева. УФЖ **34**, 10, 1495 (1989).
- [3] T.V. Panchenko, N.A. Truseyeva. Ferroelectrics **129**, 113 (1992).
- [4] B. Briat, H.J. Reyher, A. Hamri, N.G. Romanov, J.C. Launay, F.R. Ramaz. J. Phys.: Condens. Matter. **7**, 6951 (1995).
- [5] J. Foldvari, L.E. Halliburton, G.J. Edwards, L. Otsi. Solid State Commun. **77**, 3, 181 (1991).
- [6] J.J. Martin, J. Foldvari, C.A. Hunt. J. Appl. Phys. **70**, 12, 7554 (1991).
- [7] А.Я. Волосов, В.Х. Костюк, А.Я. Кудзин, Г.Х. Соколянский. ФТТ **23**, 7, 2187 (1981).
- [8] И.А. Карпович, Е.Е. Колосов, Е.И. Леонов, В.М. Орлов, М.В. Шилова. Изв. АН СССР. Неорган. материалы **21**, 6, 965 (1985).
- [9] Т.В. Панченко. ФТТ **40**, 6, 1027 (1998).
- [10] А.А. Камшилин, М.П. Петров. ФТТ **23**, 10, 3110 (1981).
- [11] Т.В. Панченко, З.З. Янчук. ФТТ **38**, 7, 2018 (1996).
- [12] И.С. Захаров. ФТТ **27**, 4, 1062 (1985).
- [13] R. Oberschmid. Phys. Stat. Sol. (a) **89**, 263 (1985).
- [14] М.Г. Ермаков, А.В. Хомич, П.И. Перов, И.А. Горн, В.В. Куча. Микроэлектроника **11**, 5, 424 (1982).
- [15] В.И. Березкин. ФТТ **25**, 2, 490 (1983).
- [16] Т.В. Панченко. ФТТ **40**, 3, 452 (1998).
- [17] B. Briat, T.V. Panchenko, H. Bou Rjeyly, A. Hamri. J. Opt. Soc. Am. **15**, 7, 2147 (1998).
- [18] В.С. Горелик, В.Н. Моисеенко. КСФ ФИАН **3–4**, 20 (1991).
- [19] Т.В. Панченко. ФТТ **41**, 6, 1006 (1999).
- [20] T. Toyoda, H. Nakanichi, S. Endo, T. Irie. J. Phys. C: Solid State Phys. **19**, L259 (1986).
- [21] M.T. Borowiec. In: Solid State Crystals: Growth and Characterization / Ed. by J. Zmija, A. Majchrowski, J. Rutkowski, J. Zellinski. Proc. SPIE **3178**, 173–178 (1997).
- [22] Т.В. Панченко. ФТТ **40**, 7, 1246 (1998).
- [23] Т.В. Панченко. ФТТ **41**, 6, 1006 (1999).
- [24] D. Bloom, S.W.S. McKeever. J. Appl. Phys. **77**, 12, 6511 (1995).
- [25] Takeshi Takamori, Dieter Just. J. Appl. Phys. **67**, 2, 848 (1990).
- [26] D. Bloom. S.W.S. McKeever. J. Appl. Phys. **77**, 12, 6521 (1995).
- [27] Т.В. Панченко, Г.В. Снежной. ФТТ **35**, 11, 2945 (1993).
- [28] Ю.А. Гороховатский, Г.А. Бордовский. Термоактивационная спектроскопия высокоомных полупроводников и диэлектриков. Наука, М. (1991). 240 с.
- [29] В.И. Березкин. Автореф. дис. канд. физ.-мат. наук. ФТИ, Л. (1983). 19 с.
- [30] Ж. Бургуэн, М. Ланно. Точечные дефекты в полупроводниках. Экспериментальные аспекты. Мир, М. (1986). 304 с.
- [31] Б. Ридли. Квантовые процессы в полупроводниках. Мир, М. (1986). 304 с.
- [32] Т.В. Панченко, И.В. Солодовникова. УФЖ **33**, 7, 1014 (1988).
- [33] С.В. Вагин, Р. Йерман, М. Ходошчек, Б. Орел, Т.В. Панченко. ФТТ **34**, 5, 1384 (1992).
- [34] D. Bois, A. Chantre. Revue Phys. Appl. **15**, 631 (1980).
- [35] А.А. Копылов, А.Н. Пихтих. ФТП **8**, 17, 2398 (1974).