

08,06

Эффект модификации вклада термоэмиссии локализованных зарядов в релаксацию фотоотклика монокристалла TlGaSe_2

© А.П. Одринский

Институт технической акустики НАН Беларуси,
Витебск, Беларусь

E-mail: a.odrinsky@gmail.com

Поступила в Редакцию 29 ноября 2019 г.

В окончательной редакции 29 ноября 2019 г.

Принята к публикации 10 декабря 2019 г.

Представлены результаты исследования особенностей процессов термоэмиссии с центров локализации зарядов в электрически неоднородном кристалле TlGaSe_2 . Неоднородности формировались предварительной поляризацией образца при низкой температуре сегнетоэлектрического состояния кристалла. Результаты хорошо согласуются с особенностями регистрации тепловой эмиссии локализованных зарядов на TlInS_2 в области температуры сегнетоэлектрического состояния кристалла.

Ключевые слова: слоистые кристаллы, сегнетоэлектрики-полупроводники, центры локализации заряда, фотоэлектрическая релаксационная спектроскопия.

DOI: 10.21883/FTT.2020.04.49126.643

1. Введение

Понимание процессов, происходящих в сегнетоэлектрическом кристалле, тесно связано с изучением электрической активности дефектов кристаллической структуры, что обусловлено способностью последних к локализации и делокализации носителей заряда. Формирование различного рода нелинейно-оптических, оптоэлектронных и др. приборов и устройств на базе данных материалов [1,2] требует наработки соответствующих методов и методик экспериментального изучения активности дефектно-примесной подсистемы сегнетоэлектриков.

Исследования изоструктурных кристаллов TlGaSe_2 [3–5] и TlInS_2 [6–11] показали принципиальную возможность и перспективность фотоэлектрической релаксационной спектроскопии (PICTS [12]) в изучении электрически активных дефектов в сегнетоэлектриках-полупроводниках. Изменения с температурой термоэмиссии неравновесного заполнения центров локализации заряда (ЦЛЗ) в кристалле TlInS_2 , регистрируемые в области температуры сегнетоэлектрического состояния кристалла, хорошо сопоставимы с зависимостью от температуры его поляризационных характеристик [8,9], пирозлектрического тока [10], скорости распространения ультразвука в кристалле [11], а также результатами термостимулированной проводимости [13,14]. Вместе с тем процессы термоэмиссии в сегнетоэлектриках-полупроводниках имеют и свои особенности. Так в работе [7] сообщалось о подавлении вклада термоэмиссии с ЦЛЗ в релаксацию фотоотклика TlInS_2 на низкотемпературном краю диапазона ее регистрации для процессов, наблюдавшихся в области температуры сегнетоэлектрического состояния кристалла. В дальнейшем обнаружена корре-

кция этого явления с присутствием фотовольтаической составляющей реакции кристалла на возбуждение светом и уточнен механизм, ответственный за эффект подавления вклада термоэмиссии как связанный с наличием некомпенсированного внутреннего электрического поля в кристалле [15]. Действительно, пространственное перераспределение фотоинжектированных носителей заряда внутренним полем способно модифицировать вклад термоэмиссии с центров в релаксацию фотоотклика. Отметим, что температура фазового перехода из соразмерной в несоразмерную сегнетоэлектрическую фазу кристалла TlInS_2 составляет 201 К, а из несоразмерной сегнето- в параэлектрическую фазу 216 К [16]. Для TlGaSe_2 соответствующие фазовые переходы расположены при более низкой температуре 107 К и 120 К [17], что дает возможность наблюдать процессы термоэмиссии в довольно широком диапазоне температуры параэлектрического состояния кристалла, в том числе в образце с предварительно сформированной пространственной неоднородностью заполнения ЦЛЗ, как „следом“, оставленным перестройкой доменной структуры. Результаты таких исследований термоэмиссии неравновесного заполнения ЦЛЗ в TlGaSe_2 с изменением начальных условий эксперимента (поляризации образца при низкой температуре сегнетоэлектрической фазы) представлены в настоящей работе.

2. Условия эксперимента

Условия эксперимента и испытываемые образцы не отличались от описанных ранее [4]. Размеры образца составляли $2 \times 4 \times 1$ мм. Фотовозбуждение проводили перпендикулярно поверхности кристалла — плоскости скола. Использовали квазимонохроматическое из-

лучение с энергией фотонов $h\nu_0 = 1.8 \text{ eV}$ (свет ксеноновой лампы ДКСШ-500, прошедший монохроматор типа МСД-1 при ширине входной и выходной щели 4 мм, что соответствовало спектральному диапазону $\Delta h\nu_0 \sim 0.12 \text{ eV}$). Плотность потока фотонов на поверхности образца составляла $10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Предварительную поляризацию образца проводили в отсутствии освещения в течение 10 мин полем напряженности $E_p = 200 \text{ V/cm}$, при температуре 78 К, соответствующей сегнетоэлектрическому состоянию кристалла. При регистрации данных использовали наложение внешнего поля по крайней мере на порядок меньшей напряженности E_i в двух вариантах: полярность E_i совпадала с полярностью E_p ($E_p \cdot E_i > 0$); полярность E_i противоположна полярности E_p ($E_p \cdot E_i < 0$). Использовалась типичная для регистрации фототока схема первичной измерительной цепи с подачей внешнего напряжения на последовательно соединенные образец и сопротивление нагрузки 10–330 кΩ. Данные регистрировались в процессе медленного нагрева со скоростью $\sim 2 \text{ K/min}$ в диапазоне термосканирования 78–330 К, при напряженности внешнего поля $E_i = 20 \text{ V/cm}$. При регистрации проводилось поточечное усреднение кинетики релаксации фотоотклика (2000 отсчетов, расположенных через фиксированный интервал времени — $5 \cdot 10^{-5} \text{ s}$) по 60 реализациям. Отдельно фиксировалась кинетика самого фотоотклика. Анализ данных в соответствии с методиками фотоэлектрической релаксационной спектроскопии описан в работе [18].

3. Результаты и обсуждение

3.1. Вариации fotocувствительности кристалла

На рис. 1 приведена зависимость от температуры величины фотоотклика кристалла в циклически повторяемом эксперименте с изменением начальных условий. В рассмотренной области температур 78–330 К у неполяризованного кристалла (кривая 1) диапазон изменения фотоотклика Δ_0 составляет ~ 60 , тогда как с предварительной поляризацией в случае $E_p \cdot E_i < 0$ (кривая 2) диапазон изменений Δ_0 увеличивается до 100 (от $1.6 \mu\text{A/cm}^2$ при 150 К до $160 \mu\text{A/cm}^2$ при 320 К), но сама величина фотоотклика для кривой 2 относительно кривой 1 уменьшается. Последующая регистрация данных с изменением полярности внешнего поля E_i (кривая 3, $E_p \cdot E_i > 0$), при существенно большей величине фотоотклика, демонстрирует $\Delta_0 \sim 45$, сравнимый со случаем отсутствия предварительной поляризации кристалла. При последовательной регистрации этих данных, с идентичными условиями фотовозбуждения кристалла, можно полагать приблизительное постоянство соответствующих изменений проводимости кристалла при освещении. Тогда изменение величины фотоотклика

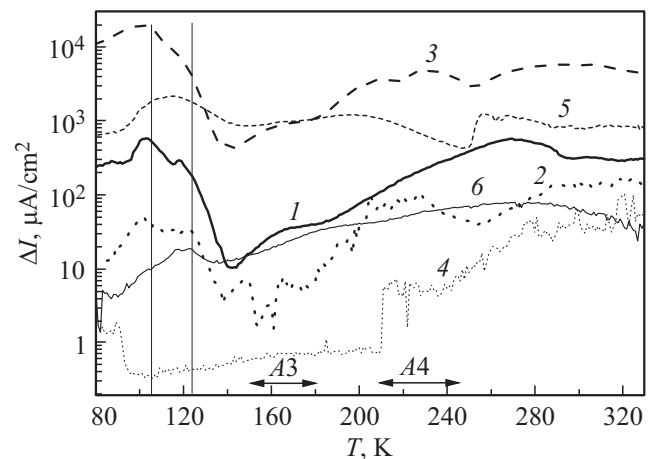


Рис. 1. Зависимость от температуры величины фотоотклика кристалла TiGaSe_2 . Кривые пронумерованы в соответствии с последовательностью циклов регистрации данных: 1, 5 и 6 соответствуют регистрации без предварительной поляризации кристалла; 2 и 4 — $E_p \cdot E_i < 0$; 3 и 5 — $E_p \cdot E_i > 0$. Вертикальными линиями отмечены температуры фазовых переходов кристалла.

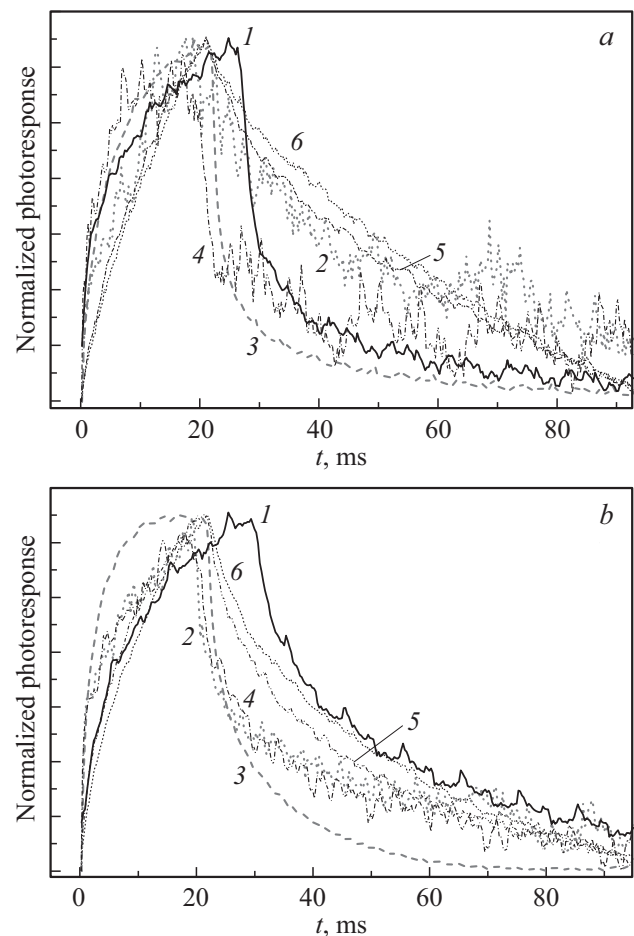


Рис. 2. Кинетика фотоотклика кристалла TiGaSe_2 , нормированная на величину фотоотклика при температуре 170 (a) и 220 К (b). Кривые пронумерованы в соответствии с рис. 1.

на два порядка при переключении направления внешнего поля E_i (см. кривые 2 и 3) следует интерпретировать как подтверждение неоднородности потенциального рельефа кристалла, обусловленной вариациями заполнения ЦЛЗ. Формирование электрической неоднородности объясняет и увеличение фотоотклика для кривой 3 на рис. 1 относительно кривой 1 за счет дополнительного вклада фотовольтаической составляющей в регистрируемый сигнал. При последующих циклах регистрации (кривые 4, 5 и 6 на рис. 1) величина Δ_0 уменьшалась (кривые 5 и 6 на рис. 1), что можно объяснить вторичным эффектом формирования дополнительных электретных состояний. В пользу такой интерпретации свидетельствует увеличение характеристического времени нарастания и релаксации фотоотклика кристалла, заметное на рис. 2, где приведены образцы кинетики фотоотклика (кривые 5 и 6).

Таким образом, можно заключить, что электрическая неоднородность кристалла, сформированная в результате перестройки доменной структуры (поляризацией образца под действием внешнего поля в низкотемпературной области параэлектрического состояния кристалла, где эти неоднородности можно сопоставить исключительно с пространственно неоднородным заполнением ЦЛЗ. Эти данные хорошо согласуются с результатами ряда исследований различного рода эффектов памяти [5,19–25].

3.2. Анализ результатов фотоэлектрической релаксационной спектроскопии

Изменение с температурой кинетики релаксации исследовали методом фотоэлектрической релаксационной спектроскопии [12,18]. На рис. 3 приведен пример спектров, построенных по данным, соответствующим кривой 6 на рис. 1, в условиях, далеко не оптимальных для наблюдения термоэмиссии с центров. Заметно размытие структуры спектров, тем не менее прослеживается смещение температурного положения пика, идентифицируя регистрацию термоэмиссии с ЦЛЗ. Изменения с нагревом скорости термоэмиссии заметного различия в положении графика Аррениуса не демонстрировали. Существенные различия обнаружены для вариации высоты пика по набору спектров. Изменения высоты пика отслеживали по методике из работы [7], используя построение диаграммы $[W_i/P_i, e_{ii}]$, где W_i , P_i и e_{ii} — характеристический коэффициент, высота пика и характеристическая скорость термоэмиссии i -го спектра.

На рис. 4 приведены диаграммы, полученные для процессов термоэмиссии в области температуры 150–190 и 205–250 К (ЦЛЗ A3 и A4 по [3]). Кривая 1, соответствующая неполяризованному состоянию кристалла, демонстрирует линейную зависимость, характерную для

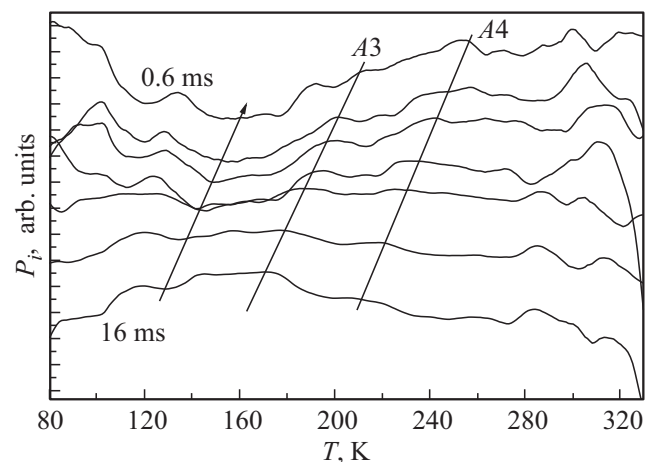


Рис. 3. Набор PICTS-спектров кристалла TiGaSe_2 . Стрелкой отмечено увеличение характеристического времени релаксации, соответствующего i -му спектру: 0.6, 1.1, 1.6, 3.2, 6.6, 10.7 и 16.1 ms. Спектры нормированы по высоте максимального пика и сглажены усреднением по пяти температурным точкам. Прямыми линиями отмечена регистрация термоэмиссии с центров. Обозначение центров дано в соответствии с работой [3].

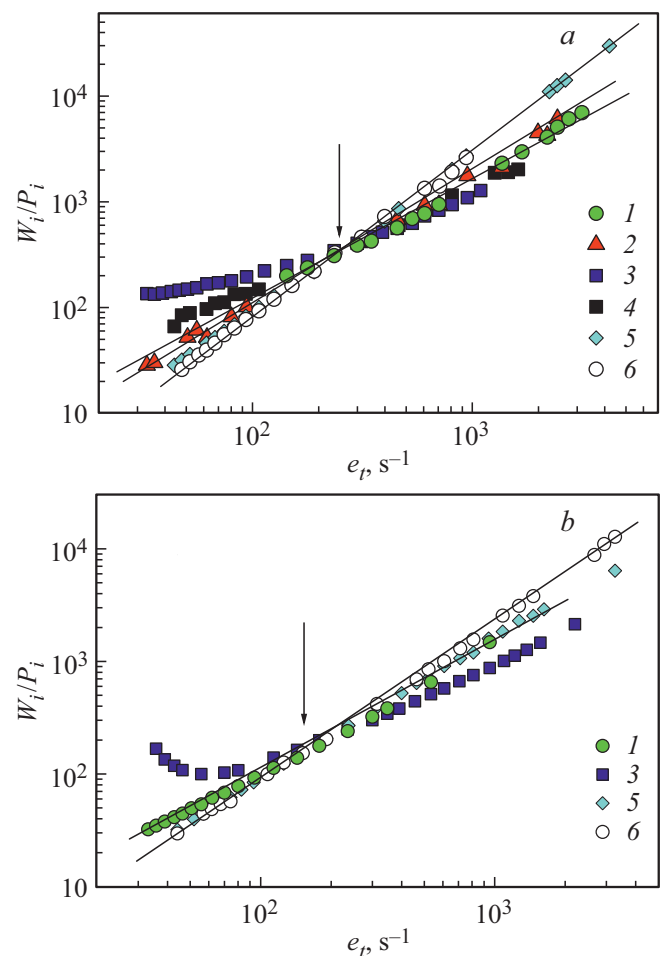


Рис. 4. Диаграммы $[W_i/P_i, e_{ii}]$ по данным регистрации на кристалле TiGaSe_2 термоэмиссии с ЦЛЗ A3 (a) и A4 (b). Кривые пронумерованы в соответствии с рис. 1.

релаксации фототока¹, определяющегося исключительно изменением концентрации свободных носителей заряда. Для соответствующей предварительно поляризованному кристаллу зависимости I в сравнении с кривой I наблюдается подавление вклада термоэмиссии в релаксацию при малых значениях e_{i0} , заметное и для ЦЛЗ А3, и для А4. Это хорошо согласуется с результатами исследования кристалла TlInS_2 [7,15]. Действительно, используя идентичные методики организации и проведения эксперимента, мы в параэлектрической фазе TlGaSe_2 получили состояние кристалла, в котором на низкотемпературном краю регистрации процессов термоэмиссии присутствует подавление вклада, аналогично наблюдавшемуся в области температуры сегнетоэлектрического состояния кристалла TlInS_2 . Подчеркнем, что на TlGaSe_2 этот эффект был целенаправленно воспроизведен, применяя вариацию начальных условий эксперимента — воздействуя на состояние доменной структуры кристалла предварительной поляризацией в области низкотемпературной сегнетоэлектрической фазы. Вместе с тем есть и отличия процессов термоэмиссии в области температуры параэлектрического состояния кристалла TlGaSe_2 — подавление вклада термоэмиссии на низкотемпературном краю регистрации сопровождается его увеличением на высокотемпературном крае. Этот эффект модификации вклада термоэмиссии отчетливо выражен для кривой I при $E_p \cdot E_i > 0$, тогда как при $E_p \cdot E_i < 0$ зависимость близка к линейной (кривые 2 и 4). В последующих циклах регистрации, проведенных без предварительной поляризации образца (кривые 5 и 6), зависимость становится сверхлинейной. Так, кривая 6 хорошо описывается степенной функцией $y \sim 0.08x^{1.5}$ в случае центров А3 и $y \sim 0.15x^{1.4}$ для А4. Попытаемся разобраться в механизме возникновения модификации вклада термоэмиссии, отметив, что сходное с данными на TlInS_2 [6,14] подавление вклада получено в условиях измерений ($E_p \cdot E_i > 0$), в которых наблюдается и увеличение фоточувствительности электрически неоднородного кристалла (см. рис. 1).

Известно, что электрическая неоднородность или „коллективные (макроскопические) потенциальные барьеры“ в полупроводниках ведут к таким явлениям как долговременная релаксация фотовозбуждения, остаточная (замороженная) фотопроводимость [27]. Их влияние на переходные процессы связано с диффузионной емкостью барьеров, обусловленной пространственным разделением фотоинжектированных носителей, так, что релаксация возбужденного состояния должна включать диффузию неравновесных носителей. Влияние диффузии может объяснить наличие особой точки на диаграммах рис. 4 — пересечение полученных зависимостей или выделенное значение скорости термоэмиссии e_{i0} , разделяющее области подавления и усиления

¹ Линейная зависимость высоты пика характерна для токовых вариантов DLTS [26].

вклада термоэмиссии в релаксацию фотоотклика и соответствующее равенству вклада термоэмиссии в регистрируемый сигнал вне зависимости от состояния электрической однородности кристалла. Действительно, изменение с температурой диффузионного тока

$$I_d \sim \exp(eU/kT). \quad (1)$$

определяется эффективной высотой барьера U . Здесь e — заряд электрона, k — постоянная Больцмана, U — высота барьера экранированного фотоинжектированными носителями. В области температуры регистрации термоэмиссии с ЦЛЗ, где изменения скорости термоэмиссии составляют 3–4 порядка, изменения диффузионного тока менее значительны. Например, на интервале регистрации термоэмиссии с А3 при $U \sim 0.1$ eV диффузионный ток изменится в 3.6 раза, а при $U \sim 0.3$ eV в 48 раз. Считая влияние этих изменений малым, можно полагать, что в точке e_{i0} скорость термоэмиссии достигает значения, соответствующего некоторому характеристическому времени, определяемому диффузионной емкостью барьеров. Уменьшение значения e_{i0} центра А4 (264 s^{-1}) относительно А3 (194 s^{-1}) хорошо согласуется с усилением диффузионного тока с ростом температуры и позволяет из (1) оценить $U \sim 42 \text{ meV}$. Это оценка эффективной высоты барьера, экранированного неравновесными носителями, тогда как релаксация ведет к увеличению пространственной неоднородности потенциального рельефа. Уже при $U \sim 0.3$ – 0.4 eV локализация носителей на рассматриваемых ЦЛЗ, акцепторного типа, будет неравновесной только на отдельных участках кристалла и соответственно полагать термоэмиссию с ЦЛЗ только на высокоомных участках. Вместе с тем барьер $\sim 42 \text{ meV}$ не может объяснить увеличение фоточувствительности в интересующем нас случае $E_p \cdot E_i > 0$.

3.3. Анализ природы повышения фоточувствительности кристалла

Специфика формирования электрической неоднородности в процессе поляризации нашего образца, т.е. перестройки его доменной структуры, не обеспечивает достаточный контроль пространственного положения барьеров в объеме кристалла. Для понимания механизма модификации вклада термоэмиссии попытаемся выявить их местоположение, выделив в первом приближении два крайних варианта: барьера перекрывающего токовый канал либо расположенного вдоль канала. Более вероятным принято рассматривать положение барьера в приконтактной области пространственного заряда. Представление о таком барьере, перекрывающем токовый канал достаточно высокоомного образца, хорошо согласуется с изменениями фоточувствительности при переключении полярности внешнего поля E_i (см. рис. 1). В интересующем нас случае ($E_p \cdot E_i > 0$) кине-

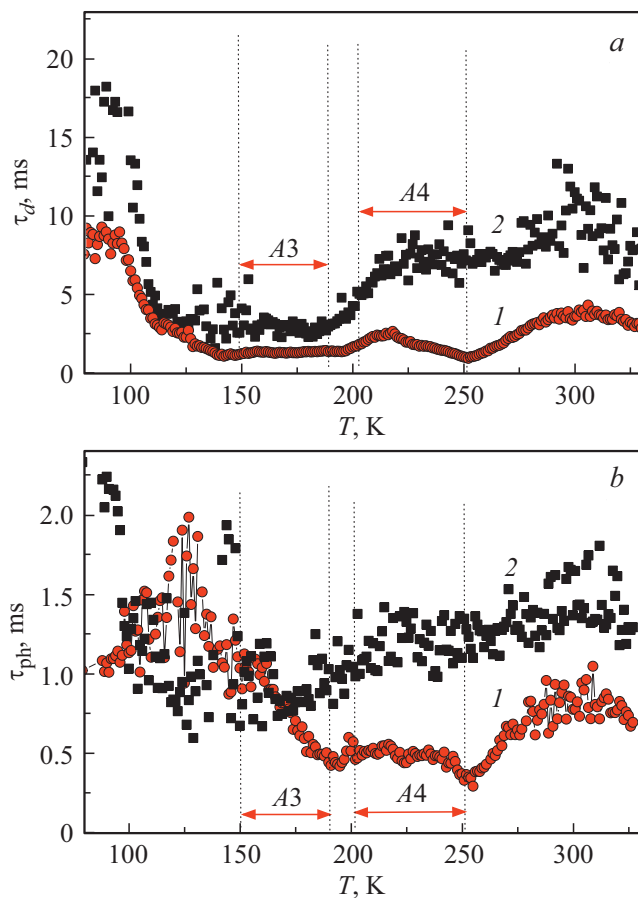


Рис. 5. Зависимость от температуры характеристических времен начала релаксации (*a*) и нарастания фотоотклика (*b*) предварительно поляризованного (1) и неполяризованного образца (2).

тика нарастания и релаксации не затянута в сравнении с остальными испытаниями поляризованного кристалла (см. рис. 2). Здесь можно предположить вклад фотовольтаической добавки, однако не заметны и явные

отличия от реакции не поляризованного кристалла. Для детального анализа используем оценку первой производной по трем начальным точкам кинетики. На рис. 5 приведены температурные зависимости характеристического времени начального нарастания и спада τ_{ph} и τ_d . В области регистрации термоэмиссии с A3 и A4 для случая $E_p \cdot E_i > 0$ время τ_d меньше, чем у неполяризованного кристалла, что согласуется с предположением фотовольтаической добавки. Для времени τ_{ph} это справедливо только в области A4 и на высокотемпературном крае регистрации A3. В области A3 наблюдается явно выраженная температурная зависимость τ_{ph} , что не характерно для барьерной фото-эдс обусловленной внутренним полем. В принципе эту зависимость можно объяснить размораживанием компенсированного электрета. Соответствующие схемы начального и конечного состояний области локализации скомпенсированных зарядов показаны на рис. 6. Область локализации разноименных зарядов, сформировавшаяся при достаточно низкой температуре по тем или иным причинам, может в процессе нагрева и интенсификации термоэмиссии вести к вскрытию внутреннего поля кристалла. Но в этом случае температурная зависимость должна наблюдаться не только для τ_{ph} но и для τ_d , а в области A3 трехкратному уменьшению τ_{ph} сопутствует фактически не изменяющееся τ_d . Отметим, что в области A4 заметна явно выраженная температурная зависимость τ_{ph} и τ_d . Их значения приблизительно в три раза меньше относительно неполяризованного состояния, что не характерно для релаксации возбужденного состояния, определяющейся диффузионной емкостью барьеров, и свидетельствует о нарушении локальной электронейтральности кристалла в процессе фотовозбуждения.

Детально изменения с температурой кинетики фотоотклика в области A4 и далее показаны на рис. 7. Отметим необычный характер трансформаций сигнала с ростом температуры. „Классическая“ медленная составляющая релаксации, определяющаяся термоэмиссией с ЦЛЗ [28], визуально не различима. Наблюдается

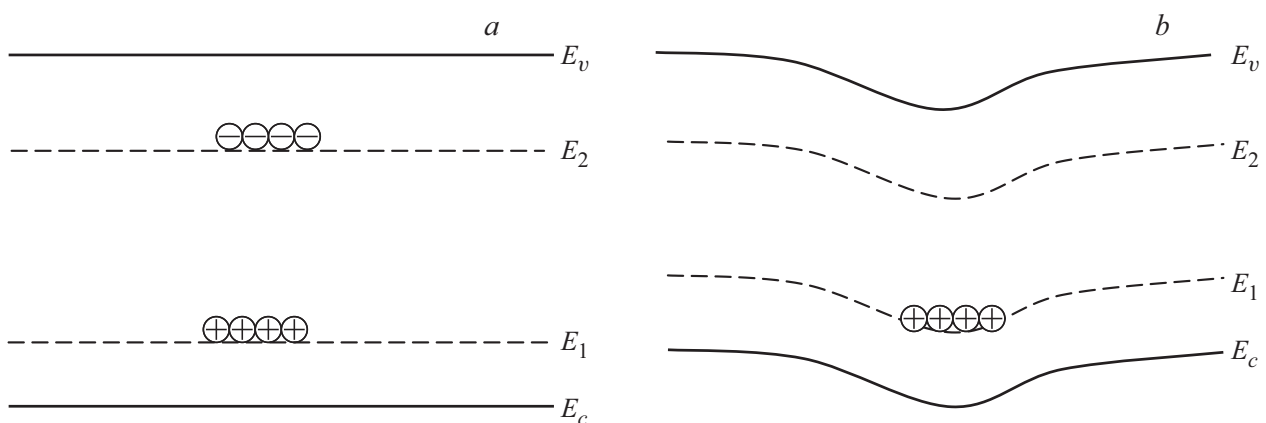


Рис. 6. Схема начального состояния области локализации скомпенсированных зарядов (*a*) и конечного (*b*) в процессе размораживания скомпенсированного электрета.

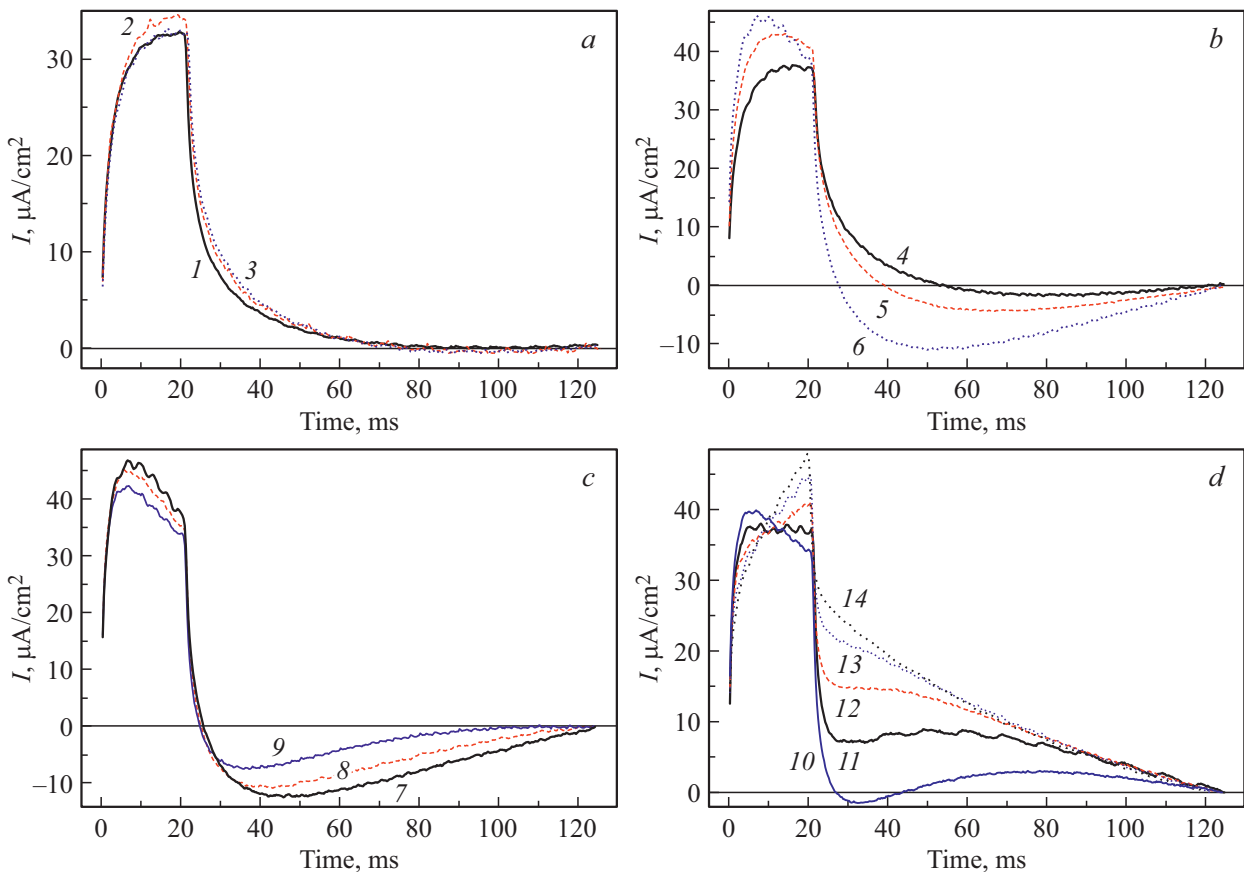


Рис. 7. Изменение динамики фотоотклика предварительно поляризованного образца ($E_p \cdot E_i > 0$). Кривая 1 получена при температуре $T = 205$ К, 2 — 210 К (характеристическое время релаксации заполнения $A4$ — 30 мс), 3 — 215 К (22 мс), 4 — 220 К (8.8 мс), 5 — 225 К (5.6 мс), 6 — 230 К (4.2 мс), 7 — 235 К (2.7 мс), 8 — 240 К (1.7 мс), 9 — 245 К (1.3 мс), 10 — 250 К (0.7 мс), 11 — 255 К, 12 — 260 К, 13 — 265 К, 14 — 270 К.

спад сигнала до отрицательных значений², заметный фактически на всей области $A4$. Спад максимален при температуре $T \sim 235$ К, хорошо сопоставимой с интенсификацией термоэмиссии с $A4$ до значения e_{t0} . При этой температуре меняется также поведение быстрого участка релаксации — если ниже 235 К изменения на данном участке хорошо различимы, то выше они не заметны. В развитии реакции на свет также наблюдается особенность — смена начального нарастания спадом, максимально выраженная при 235 К. Эти особенности хорошо согласуются с наличием особой температурной точки или выделенного значения e_{t0} и связаны со сложным механизмом формирования фотоотклика, так что процесс релаксации неравновесных носителей включает их перераспределение, обусловленное кулоновским взаимодействием. Это подтверждают и изменения с температурной фотоотклика выше области $A4$ (рис. 7, *d*). Здесь реакция на свет хорошо сопоставима с токовым резонансом на $TiGaSe_2$, описанным ранее [29]. Действительно, в области 250–270 К релаксация сигнала

² Поскольку постоянная составляющая не отслеживалась нулевым уровнем выбирался произвольно, по последней точке регистрации релаксации сигнала.

представима суммой экспоненциальных составляющих, включающей компоненту с отрицательной амплитудой и характерной термоактивацией показателя степени. Выбор возбуждения с $h\nu < E_g$ (в сравнении с $h\nu > E_g$ из [29]) ведет к менее интенсивным аномалиям, наблюдающимся только в релаксации фотоотклика, а также на порядок меньшему повышению fotocувствительности. В настоящих экспериментах предположение токового резонанса способно объяснить повышение fotocувствительности кристалла, при преимущественном положении неоднородностей потенциального рельефа вдоль токового канала. Формирование таких неоднородностей хорошо согласуется с анизотропией кристаллической структуры $TiGaSe_2$, ее слоистым характером. С дальнейшим нагревом исчезновение аномалий сопровождается сокращением быстрых участков переключения сигнала с общим замедлением его нарастания и релаксации (см. кривые 13, 14 на рис. 7, *d*). Это заставляет рассматривать возможность переходного или неустановившегося характера регистрируемых процессов и добавляет проблем в анализе механизма модификации вклада термоэмиссии. На данном этапе можно заключить, что эффект модификации не объясняется диффузион-

ной емкостью барьеров и связан с пространственным перераспределением неравновесных носителей в кристалле в результате кулоновского взаимодействия. Для более уверенной интерпретации механизма модификации необходимо исключить влияние переходных явлений в регистрируемых процессах, что планируется в дальнейших измерениях с режимом нагрева, близким к адиабатическому.

4. Заключение

Таким образом, в области температуры параэлектрического состояния электрически неоднородного кристалла $TiGaSe_2$ целенаправленно воспроизведено явление подавления вклада термоэмиссии с ЦЛЗ, обнаруженное ранее при регистрации процессов термоэмиссии в сегнетоэлектрическом состоянии $TlInS_2$ [7]. На $TiGaSe_2$ подавление вклада сопровождается его увеличением на высокотемпературном краю области регистрации термоэмиссии, и интерпретировано как модификация вклада термоэмиссии, связанная с пространственным перераспределением неравновесных носителей, обусловленным кулоновским взаимодействием, в процессе релаксации фотовозбуждения кристалла.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] J.F. Scott. *Mater. Sci.* **2013**, 187313 (2013).
- [2] T. Choi, S. Lee, Y.J. Choi, V. Kiryukhin, S-W. Cheong. *Science* **324**, 63 (2009).
- [3] V. Grivickas, A. Odrinski, V. Bikbajevs, K. Gulbinas. *Phys. Status Solidi B* **250**, 160 (2013).
- [4] А.П. Одринский. *ФТТ* **56**, 331 (2014).
- [5] M.H.Y. Seyidov, F.A. Mikailzade, T. Uzun, A.P. Odrinsky, E. Yakar, V.B. Aliyeva, S.S. Babayev, T.G. Mammadov. *Physica B: Condens. Matter*, **483**, 82 (2016).
- [6] M.H.Y. Seyidov, R.A. Suleymanov, A.P. Odrinsky, A.I. Nadjafov, T.G. Mammadov, E.G. Samadli. *JAP. 50*, 05FC08-1 (2011).
- [7] А.П. Одринский, Т.Г. Мамедов, М.-Н.Ю. Сейидов, В.Б. Алиева. *ФТТ* **56**, 1554 (2014).
- [8] А.П. Одринский, Т.Г. Мамедов, М.Н.Ю. Сейидов, В.Б. Алиева. *ФНТ* **40**, 1062 (2014).
- [9] M.H.Y. Seyidov, R.A. Suleymanov, F.A. Mikailzade, E. Kargin, A. Odrinsky. *J. Appl. Phys.* **117**, 224104 (2015).
- [10] М.-Н.Ю. Сейидов, А.П. Одринский, Р.А. Сuleymanov, Е. Асар, Т.Г. Мамедов, В.Б. Алиева. *ФТТ* **56**, 1964 (2014).
- [11] M.H.Y. Seyidov, R.A. Suleymanov, A.P. Odrinsky, C. Kirbas. *Physica B: Condens. Matter* **497**, 86 (2016).
- [12] Ch. Hurter, M. Boilou, A. Mitonneau, D. Bois. *Appl. Phys. Lett.* **32**, 821 (1978).
- [13] S. Ozdemir, M. Bucurgat. *Current Appl. Phys.* **13**, 1948 (2013).
- [14] S. Ozdemir, S. Altindal. *J. Alloys Comp.* **566**, 108 (2013).
- [15] А.П. Одринский, М.-Н.Ю. Сейидов, Р.А. Сuleymanov, Т.Г. Мамедов, В.Б. Алиева. *ФТТ* **58**, 696 (2016).
- [16] С.Б. Вахрушев, В.В. Жданов, Б.Е. Квятковский, Н.М. Окунев, К.Р. Аллахвердиев, Р.А. Алиев, Р.М. Сардарлы. *Письма в ЖЭТФ* **39**, 245 (1984).
- [17] С.Б. Вахрушев, Б.Е. Квятковский, Н.М. Окунев, К.Р. Аллахвердиев. *Препринт ФТИ им. А.Ф. Иоффе № 886*, Л. (1984).
- [18] А.П. Одринский, Н.М. Казюциц, Л.Ф. Макаренко. *Изв. НАН Беларуси. Сер. физ.-мат.* **4**, 102 (2014).
- [19] Ю.П. Гололобов, В.М. Перга, И.Н. Солионов, Е.Е. Щиголь. *ФТТ* **34**, 115 (1992).
- [20] V.P. Aliyev, S.S. Babayev, T.G. Mammadov, M.-H.Y. Seyidov, R.A. Suleymanov. *Solid State Commun.* **128**, 25 (2003).
- [21] E. Senturk. *Phys. Lett. A* **349**, 340 (2006).
- [22] М.Г.Ю. Сеидов, Р.А. Сулейманов, С.С. Бабаев, Т.Г. Мамедов, Г.М. Шарифов. *ФТТ* **50**, 105 (2008).
- [23] M.H.Y. Seyidov, R.A. Suleymanov, E. Yakar. *J. Appl. Phys.* **106**, 023532 (2009).
- [24] M.H.Y. Seyidov, R.A. Suleymanov, E. Balaban, Y. Sale. *J. Appl. Phys.* **114**, 093706 (2013).
- [25] M.H.Y. Seyidov, R.A. Suleymanov, E. Balaban, Y. Sale. *Ferroelectrics* **481**, 77 (2015).
- [26] A.R. Peaker, M.R. Brozel. *III-Vs Review* **12**, 44 (1999).
- [27] М.К. Шейнкман, А.Я. Шик. *ФТП* **10**, 209 (1976).
- [28] J.P. Zielinger, M. Tapiero. *J. Physique III* **3**, 1327 (1993).
- [29] А.П. Одринский, М.-Н.Ю. Сейидов, Т.Г. Мамедов, В.Б. Алиева. *ФТТ* **59**, 447 (2017).

Редактор Ю.Э. Кутаев