

# Особенности кинетики поляризации фоточувствительного релаксорного сегнетоэлектрика

© В.В. Гладкий, В.А. Кириков, Т.Р. Волк, Е.С. Иванова, Л.И. Ивлева

Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова Российской академии наук,  
119333 Москва, Россия

E-mail: glad@ns.crys.ras.ru

(Поступила в Редакцию 28 апреля 2004 г.)

Приводятся результаты исследований переполяризации в переменных квазистатических электрических полях частотой  $10^{-4}$  Hz и релаксации поляризации в постоянных полях фоточувствительного релаксорного сегнетоэлектрика ниобата бария-стронция, легированного La и Ce. По экспериментальным данным для термоактивационной стадии релаксации восстановлены спектры распределения времени релаксации. Сравниваются кинетические характеристики поляризации освещаемого и неосвещаемого кристалла. Показано, что при освещении кристалла за счет фотопроводимости, компенсирующей случайные внутренние электрические поля и поля деполяризации, растут амплитуда петель диэлектрического гистерезиса зависимости поляризации от поля и времена релаксации поляризации или величина потенциальных барьеров, разделяющих стабильные и метастабильные состояния.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 02-02-16823) и INTAS (проект № 01-173).

## 1. Введение

Релаксорные сегнетоэлектрики (релаксоры) — кристаллы твердых растворов магнониобата свинца (PMN) [1] или ниобата бария-стронция (SBN) [2] — являются существенно неупорядоченными системами. В отличие от обычных однородных сегнетоэлектриков релаксоры имеют специфические особенности [3]. Фазовый переход в полярное состояние и температурные изменения всех физических свойств при фазовом переходе сильно размыты в широкой области температур (область Кюри). Квазистатические петли диэлектрического гистерезиса имеют ярко выраженные аномалии; первые их циклы не замкнуты и не совпадают друг с другом, и воспроизводимые траектории петель появляются только после нескольких циклов переполяризации [4–7]. Отсутствует однозначное коэрцитивное поле, которое распределено по объему кристалла в широком интервале значений [8]. Спектры распределения времен релаксации при поляризации и деполяризации чрезвычайно широки и включают гигантские значения времен [6–8]. Перечисленные специфические диэлектрические свойства релаксоров, которые являются признаком и мерой их структурного беспорядка, могут быть следствием внутреннего электрического поля  $E_i$ , случайно распределенного по направлению и величине в объеме неоднородного кристалла [3]. В результате под воздействием этих полей размывается фазовый переход [1–3], а локальная свободная энергия кристалла искажается, приобретая вид асимметричной двухминимумной функции [3] с параметрами, зависящими от величины локального  $E_i$ , что и приводит к наблюдаемым аномалиям петель и процессов поляризации [6,8].

Как известно, свойства сегнетоэлектриков зависят от процессов экранирования поля деполяризации свобод-

ными носителями заряда (равновесными или неравновесными), т.е. от электрической проводимости [9]. У фоточувствительных релаксорных сегнетоэлектриков экранирование неоднородно распределенного в объеме кристалла внутреннего поля  $E_i$  должно определять специфику фотоиндуцированных эффектов. Разумеется, в равновесном состоянии поле  $E_i$  полностью экранировано равновесными (темновыми) носителями. В неравновесной ситуации, например под действием внешнего поля или при фотовозбуждении, появляется дополнительный вклад свободных носителей и кинетические характеристики процесса поляризации должны зависеть от проводимости. В [6] приведено сравнение кинетики поляризации двух составов SBN с различной темновой проводимостью и показано, что увеличение проводимости приводит к уменьшению характерных для релаксоров аномалий поляризации и петель гистерезиса. В [10] получены данные, свидетельствующие о том, что при фотовозбуждении в фоточувствительном релаксорном сегнетоэлектрике SBN:Ce замедляются процессы деполяризации. Исследование влияния фотопроводимости на кинетику поляризации в кристаллах SBN представляет интерес не только с точки зрения физики релаксоров, но имеет практическое значение для изучения механизма фиксации голограмм, которая реализуется в кристаллах SBN именно благодаря взаимодействию процессов переполяризации с полями пространственного заряда, возникающими при записи голограммы [11–13].

В настоящей работе приводятся результаты детального исследования влияния фотоактивного света на кинетику поляризации фоточувствительного релаксорного сегнетоэлектрика  $\text{Sr}_{0.61}\text{Ba}_{0.39}\text{Nb}_2\text{O}_6$  (SBN-0.61) с двойным легированием ионами La и Ce.

## 2. Кристаллы и методика измерения

Кристалл SBN выращен по модифицированной методике Степанова в НЦЛМиТ ИОФ РАН [14]. Кристалл легирован 1 wt.%  $\text{La}_2\text{O}_3$  и 0.1 wt.%  $\text{Ce}_2\text{O}_3$  в расплаве, а по данным измерения на микроанализаторе Camebax концентрация примесей в кристалле составляет 0.44 at.% La и 0.023 at.% Ce. Образец для исследования представлял собой полированную пластину кристалла размером  $3 \times 2 \times 0.9$  mm. На поверхность образца, перпендикулярную полярному направлению, вдоль самого короткого ребра (ось Z) наносились электроды из серебряной пасты. Все измерения проводились при комнатной температуре.

Поляризация кристалла  $P$  и ее зависимость от времени  $t$  и электрического напряжения  $E$  определялись из величины заряда  $Q$ , измеряемого с помощью электрометрического моста прецизионным автоматическим компенсационным методом, подробно описанным в [15]. Электрический заряд  $Q$ , скапливающийся на электродах кристалла при балансировке моста компенсирующим напряжением  $v(t)$ , равен

$$Q(t) = Cv(t) = P(t) + Q_c, \quad (1)$$

где  $Q_c$  — заряд за счет электропроводности,

$$Q_c = \frac{VSt\sigma}{d}, \quad (2)$$

$d$  — толщина образца,  $S$  — площадь электродов,  $\sigma$  — удельная проводимость,  $C$  — эталонная емкость. При малой проводимости вторым членом  $Q_c$  в (1) можно пренебречь, и тогда весь измеренный заряд связан только с изменением поляризации  $P$ . В экспериментах, представленных в настоящей работе, влияние проводимости на величину заряда  $Q$  существенно, поэтому поправка на проводимость необходима.

Заряд  $Q$  регистрировался в трех режимах измерения: в переменном пилообразном квазистатическом электрическом поле (петли диэлектрического гистерезиса), при включении постоянного поля (релаксация процесса поляризации), при выключении постоянного поля (релаксации процесса деполяризации). При измерении петель диэлектрического гистерезиса подавалось пилообразное напряжение  $V$ , изменяющееся в интервале  $+300 - -300$  V, с шагом, кратным 1 V, и промежутком времени, кратным 1 s; максимальное количество шагов составляло 1200. Регистрировалось несколько циклов переполяризации. При измерении релаксации регистрация проводилась через интервалы времени от 0.25 до 1 min.

Электрический заряд  $Q$ , накапливаемый на электродах образца за счет его проводимости, и электрическая проводимость образца оценивались по временным зависимостям  $Q$  при длительных измерениях, когда релаксация  $P$  практически останавливается и зависимость  $Q$  от времени, согласно равенству (2), представляет собой прямую линию.

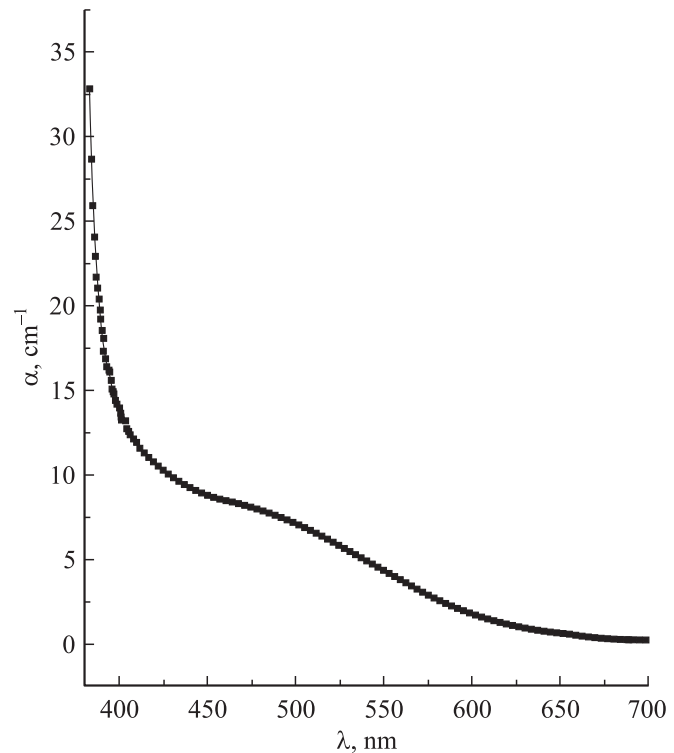
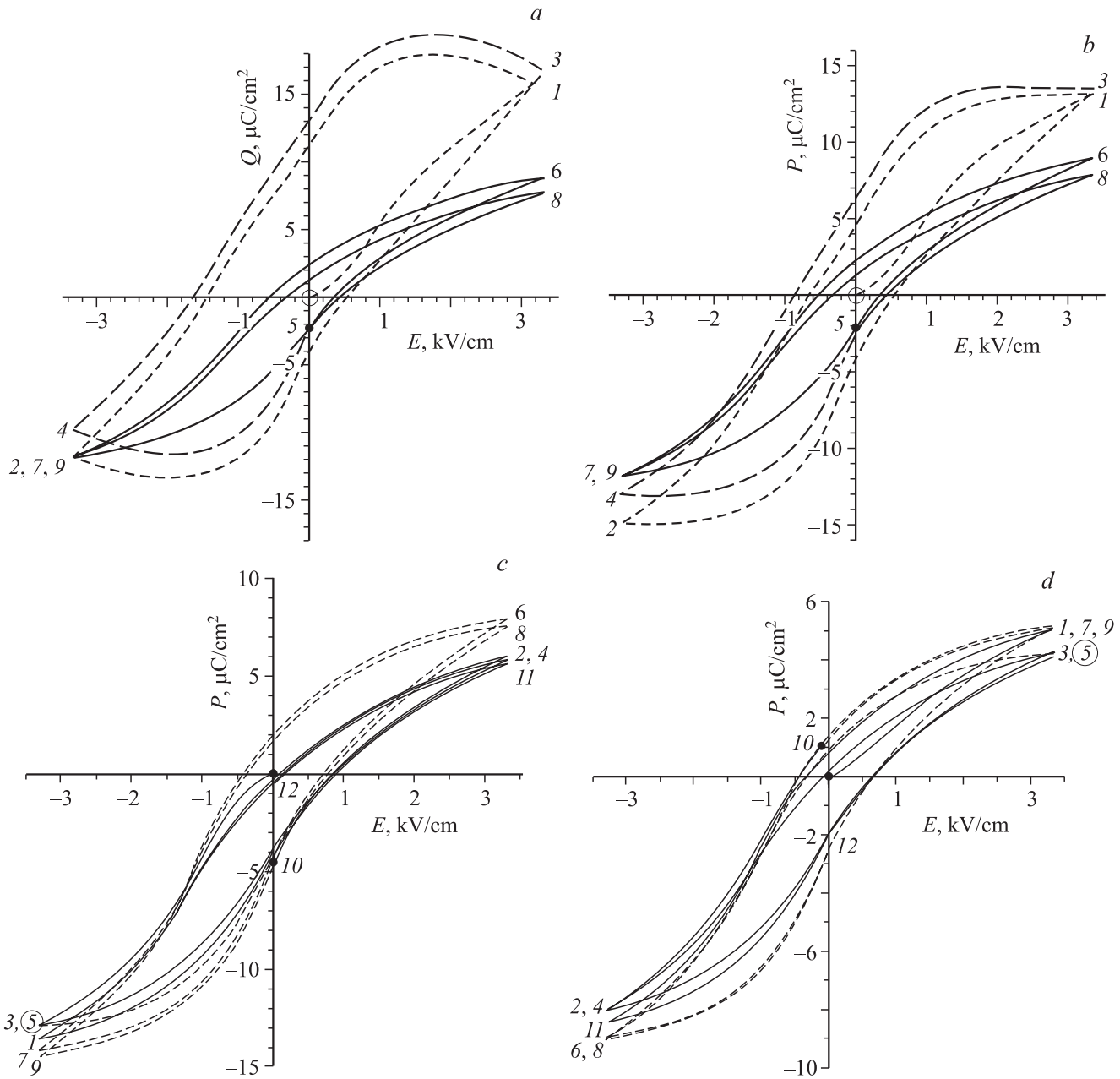


Рис. 1. Спектр поглощения кристаллов SBN-0.61 (La + Ce).

При исследовании влияния фотопроводимости в качестве источника излучения использовалось белое излучение от ртутной лампы ОИ-18 с фильтром СЗС14 (спектральный интервал 400–700 nm) с интенсивностью в интервале 0.3–25 mW/cm<sup>2</sup>. Во избежание эффектов экранирования внешнего поля площадь пучка света значительно превышала площадь входной плоскости кристалла. На рис. 1 приведен спектр поглощения исследуемых кристаллов SBN-0.61 (La + Ce); широкая полоса поглощения в видимой области спектра обусловлена фотоактивной примесью Ce. Повышение температуры образца за счет поглощения света согласно оценке, сделанной на основе измерения диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{33}$  на частоте 1 kHz при освещении, не превышает 2°C, т.е. все описанные далее эффекты обусловлены вкладом фотопроводимости, а не нагревом.

## 3. Экспериментальные результаты

3.1. Квазистатические петли диэлектрического гистерезиса. На рис. 2 приводятся квазистатические петли диэлектрического гистерезиса, регистрируемые при включении и выключении освещения различной интенсивности. При включении света резко возрастает проводимость кристалла, которая вносит в измеряемую плотность заряда  $Q_c$  заметный вклад, определяемый уравнением (2). Поскольку  $E$  изменяется пилообразно, т.е. возрастает линейно по времени  $t$ ,  $E = E_0t$  до максимального значения  $E_m = E_0t_m$  и затем уменьшается также линейно по  $t$ ,  $E = E_m - E_0t$ , вклад



**Рис. 2.** Петли диэлектрического гистерезиса зависимостей измеряемого заряда  $Q$  (a) и поляризации  $P$  (b, c, d) от переменного электрического поля  $E$  фоточувствительного релаксорного сегнетоэлектрика SBN-0.61 (La + Ce) при включении и выключении освещения. Сплошные линии — траектории без освещения. Штриховые — траектории с освещением. Цифры у кривых обозначают последовательность изменения  $Q$  и  $P$ .

$Q_c = (E_m t_m \sigma / 2)(E/E_m)^2$  и  $Q_c = (E_m t_m \sigma / 2)(2 - E/E_m)^2$  все время растет параболически при увеличении и уменьшении  $E$  соответственно. За полпериода поля  $2t_m = T/2$  суммарный вклад равен  $Q_c = E_m t_m \sigma$  и еще за полпериода  $Q_c = 0$ . По этой причине зависимость полного заряда  $Q(E)$  от поля на участках уменьшения поля  $E$  имеет форму купола. Зная величину проводимости образца  $\sigma$ , можно рассчитать зависимость  $P(E)$  поляризации  $P$  от поля  $E$ . Оценка  $\sigma$  по данным регистрации  $Q$  в постоянных полях приводится далее. Зависимость  $P(E)$ , полученная из данных для  $Q$  с

поправкой на проводимость, показана на рис. 2, b. Цифры на рисунках нумеруют последовательность изменения  $Q$  и  $P$ . Светлые кружки — момент включения освещения. Штриховые линии — траектории  $Q$  и  $P$  освещенного образца, сплошные линии — неосвещенного. Плотность мощности освещения  $\sim 20 \pm 5 \text{ mW/cm}^2$  и соответствующая ей электрическая проводимость образца  $\sigma \sim 2 \cdot 10^{-12} (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$ . На рис. 2, c, d приводятся петли гистерезиса с другой последовательностью включения и выключения света и с меньшей мощностью освещения  $\sim 2 \text{ mW/cm}^2$ .

Параметры релаксации поляризации

Процесс	$E$ , kV/cm	$I$ , mW/cm <sup>2</sup>	$a$ , min	$n$	$P_0$ , μC/cm <sup>2</sup>	$P_e$ , μC/cm <sup>2</sup>	$\sigma$ , Ω <sup>-1</sup> cm <sup>-1</sup>	$\tau_m$ , min	$\Delta\tau$ , min
Поляризация	2	0	0.137 ± 0.006	0.083 ± 0.006	5.65	7.9 ± 0.1	2 · 10 <sup>-14</sup>	0.127 ± 0.006	0.5
	2	2 ± 1	6.2 ± 0.9	0.21 ± 0.08	7.22	19.7 ± 3.4	2 · 10 <sup>-13</sup>	5.0 ± 1.1	16.5
Деполяризация	2.8	0	0.2100 ± 0.0002	0.1040 ± 0.0002	6.85	0		0.1900 ± 0.0002	0.7
	2.8	2 ± 1	3.1 ± 0.1	0.350 ± 0.005	7.27	0		2.32 ± 0.08	7
	5	2 ± 1	5.1 ± 0.3	0.46 ± 0.02	9.45	0		3.5 ± 0.2	10

Все петли гистерезиса, которые имеют характерный для релаксорных сегнетоэлектриков вид, можно наблюдать различными методами [4–7,16]: траектории первых циклов петель — не замкнутые и не совпадающие кривые с уменьшающейся амплитудой — после нескольких циклов переполаризации петли начинают совпадать и повторяться. Из сравнения кривых на рис. 2,  $a-d$  очевидно, что независимо от последовательности циклирования в темноте и при освещении амплитуда петли гистерезиса  $P(E)$  (амплитуда переполаризации) при освещении возрастает, причем эффект усиливается с ростом интенсивности, т.е. фотопроводимости. Качественно похожее влияние фотоактивного света на петли гистерезиса наблюдалось для SBN:Ce в [10].

3.2. Релаксация поляризации в постоянных электрических полях. Релаксация поляризации релаксорного сегнетоэлектрика в постоянных полях проходит, как правило, две стадии [6–8]: быструю („скачок“), которая в основном является результатом надбарьерного движения доменных стенок кристалла без однозначного коэрцитивного поля, и медленную (термоактивационную) через барьеры, разделяющие стабильные и метастабильные состояния.

Анализ релаксации поляризации в постоянных электрических полях и деполаризации после отключения приложенного поля может дать некоторые количественные сведения о структуре разделяющих метастабильные и стабильные состояния энергетических барьеров кристаллов. Величина барьеров зависит от нескольких параметров релаксации. Точность определения этих параметров тем выше, чем больше промежуток времени, в течение которого проводится регистрация релаксации [17]. Как было неоднократно показано в релаксорных сегнетоэлектриках [4–8], кинетика медленной поляризации  $P(t)$ , идущей по термоактивационному механизму, удовлетворительно следует степенному закону

$$p(t) = \frac{P_e - P(t)}{P_e - P_0} = \frac{1}{(1 + t/a)^n}, \quad (3)$$

где  $P_0$  — начальная поляризация; равновесная поляризация  $P_e$ ,  $a$  и  $n$  — три независимых свободных параметра. Эмпирический степенной закон (3), по-видимому, является универсальным для различных неоднородных си-

стем с неэкспоненциальной релаксацией, поскольку при некоторых значениях параметров  $a$ ,  $n$  он практически не отличается от наблюдавшихся ранее в экспериментах линейных [18], логарифмических [19] или степенных зависимостей [18]. В отличие от давно известного закона Кольрауша [18] степенной закон (3), во-первых, правильнее описывает релаксацию на малых временах, когда ее скорость максимальна, но имеет конечные значения, и, во-вторых, закону (3) строго соответствует простая функция распределения  $f(\tau)$  времени релаксации  $\tau$ , связанная с ним интегральным преобразованием Лапласа. В приближении независимых центров релаксации их вклад в общую поляризацию должен быть аддитивным и безразмерная поляризация  $p(t)$  является суммой экспонент

$$p(t) = \int_0^{\infty} f(\tau) \exp(-t/\tau) d\tau.$$

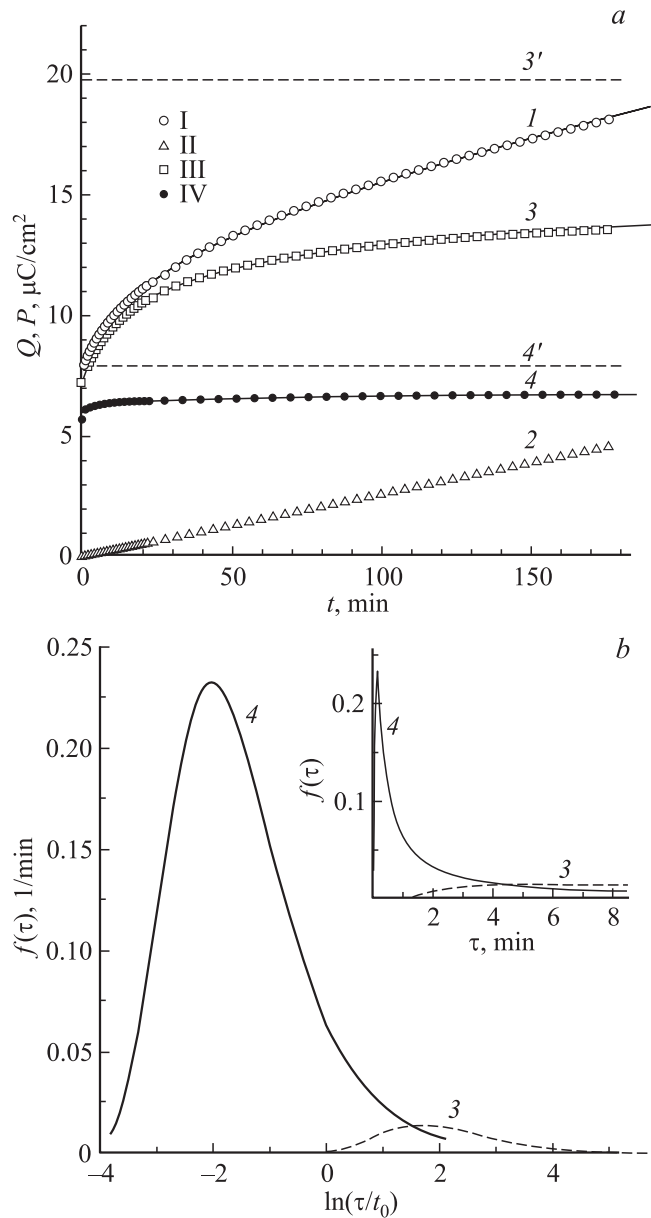
Если  $p(t)$  — степенная функция (3), то, согласно [20],

$$f(\tau) = \{a^n/\Gamma(n)\}(1/\tau)^{n+1} \exp(-a/\tau), \quad (4)$$

где  $\Gamma(n)$  — гамма-функция. Функция  $f(\tau)$  является нормированной, т.е.  $\int_0^{\infty} f(\tau) d\tau = 1$ . Часто удобнее пользоваться безразмерной нормированной функцией распределения  $g(\tau) = \tau f(\tau)$ , которая характеризует плотность распределения  $\ln \tau$ , или энергии барьеров  $U$  в образце, так как  $\ln(\tau/\tau_0) = U/kT$  ( $\tau_0$  — кинетический коэффициент). Максимумы распределения для этих функций находятся при  $\tau_m = a/(1+n)$  для  $f(\tau)$  и при  $\tau_m = a/n$  для  $g(\tau)$  [6].

Таким образом, эффекты влияния освещения на кинетику поляризации и деполаризации описываются в терминах изменения спектра распределения энергии барьеров (или, что то же, спектра распределения времен релаксации). Свободные параметры  $P_e$ ,  $a$ ,  $n$ , а также величины проводимости и некоторые другие характеристики приведены в таблице.

3.3. Анализ релаксации процесса поляризации. Регистрация релаксации процесса поляризации проводилась в постоянном электрическом поле  $E = 2$  kV/cm без освещения кристалла и с освещением мощностью  $\sim 2$  mW/cm<sup>2</sup>. Начальная быстрая стадия ре-



**Рис. 3.** Релаксация измеряемого заряда  $Q$  (1), заряда за счет фотопроводимости  $Q_c$  (2), поляризации  $P$  (3, 4) в постоянном электрическом поле  $E = 2.0 \text{ kV}/\text{cm}$  (a) и спектры  $f(\tau)$  распределения времени релаксации  $\tau$  (b) релаксаторного сегнетоэлектрика SBN-0.61 (La + Ce) при выключенном (4) и включенном свете (1–3). 3', 4' — равновесные значения поляризации  $P_e$ ,  $t_0 = 1 \text{ min}$ . На вставке — спектры  $f(\tau)$  в масштабе времени.

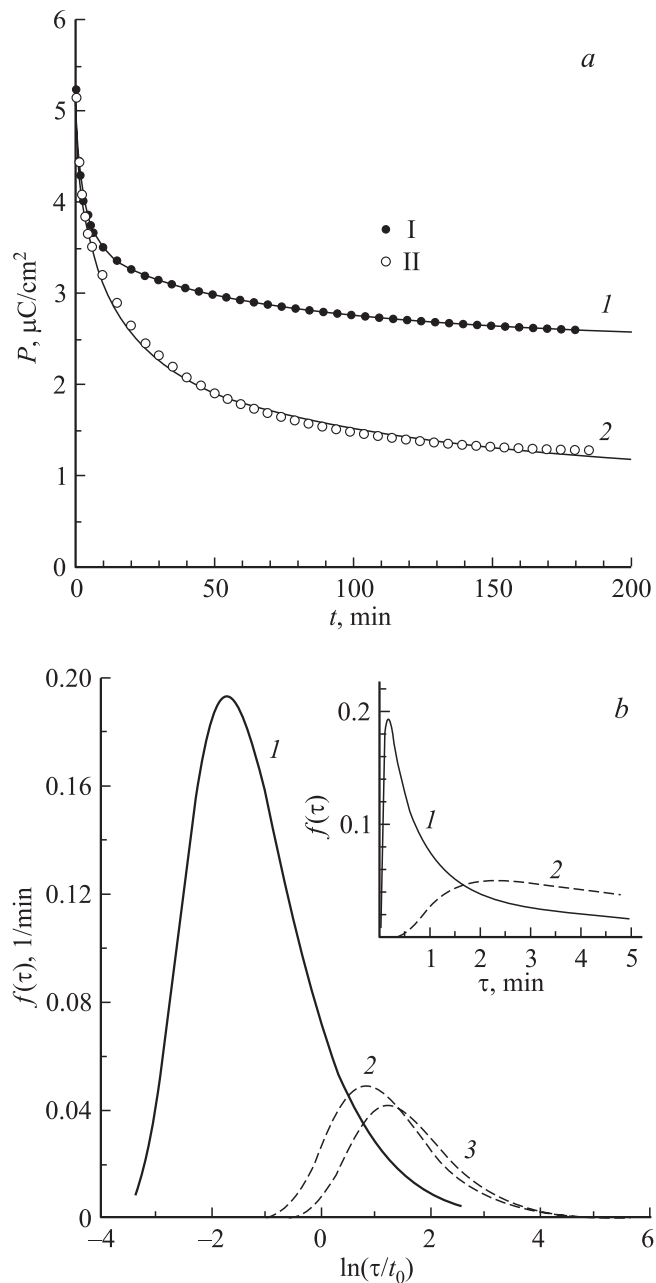
лаксации поляризации („скачок“  $P$ ), продолжительность которой  $\sim 15 \text{ s}$ , составляла  $5.65 \mu\text{C}/\text{cm}^2$  в первом случае и  $7.23 \mu\text{C}/\text{cm}^2$  во втором. Рис. 3, a иллюстрирует влияние освещения на медленную стадию релаксации поляризации. Кривые 1 и 4 — зависимости измеряемого заряда  $Q$  при освещении и в темноте соответственно. Из линейной зависимости заряда  $Q$  на больших временах при освещении (кривая 1) можно оценить фотопроводимость  $\sigma$  согласно уравнению (2) и выделить из

экспериментальных данных для измеряемого заряда  $Q(t)$  зависимость поляризации  $P(t)$  путем вычитания заряда омического тока  $Q_c$  (кривая 2). Кривая 3 на рис. 3, a представляет собой зависимость  $P(t)$ , полученную таким путем (вычитанием кривой 2 из кривой 1). Такая же процедура обработки экспериментальных данных проделана и для неосвещенного образца, но из-за малости темновой проводимости  $\sigma$  зависимость  $P(t)$  (кривая 4) практически идентична экспериментальной зависимости  $Q(t)$ . Сплошными линиями (кривые 3, 4) показаны результаты аппроксимации экспериментальных данных законом (3), штриховыми горизонтальными прямыми 3' и 4' — равновесные значения поляризации  $P_e$ , к которым асимптотически стремятся кривые релаксации  $P$  при освещении и в темноте соответственно. Символы I–IV — экспериментальные данные.

На рис. 3, b приведены спектры  $f(\tau)$  для освещенного (кривая 3) и неосвещенного (кривая 4) образцов; на вставке показаны те же спектры в масштабе времени. Полуширина спектров составляет соответственно 16.5 и 0.5 min.

3.4. Анализ релаксации процесса деполяризации. Регистрация процесса деполяризации проводилась после подачи на кристалл поля 2.8 и 5 kV/cm в течение 15 min. На рис. 4, a представлены зависимости измеряемого заряда  $Q$  в темноте (кривая 1) и при освещении  $I = 1 \text{ mW}/\text{cm}^2$  (кривая 2), полученные после поляризации полем 2.8 kV/cm. Медленная релаксация начинается после „скачка“  $P$  до значений 6.85 и  $7.97 \mu\text{C}/\text{cm}^2$  без освещения и при освещении кристалла соответственно. Точность регистрарции деполяризации достаточно высока, поскольку в отличие от кинетики поляризации во внешнем поле не требует выделения линейной составляющей заряда омического тока. Переходной сигнал фотовольтаического тока, возникающий в фоточувствительных средах при освещении [9], характеризуется очень короткими временами и его вклад в измеряемый заряд пренебрежимо мал.

На кривых рис. 4, a I, II — данные эксперимента, сплошные линии — результаты аппроксимации этих данных степенной временной зависимостью (3). Совпадение результатов измерения и расчетных данных является почти полным. Спектры распределения времен релаксации  $f(\tau)$  для случаев неосвещенного (кривая 1) и освещенного (кривая 2) кристаллов приведены на рис. 4, b; на вставке показаны те же спектры в масштабе времени. Для сравнения на этом же рисунке представлен спектр  $f(\tau)$ , полученный из кривой деполяризации при освещении после приложения поляризующего поля 5 kV/cm (кривая 3). Полуширина  $\Delta\tau$  спектров распределения в масштабе времени составляет для неосвещенного образца 0.7 min, а при освещении — 7 и 10 min для поляризующих полей 2.8 и 5 kV/cm соответственно. Смещение спектра в сторону больших времен релаксации для двух значений поляризующего поля практически одинаково (кривые 2 и 3 на рис. 4, b). Отметим, что процесс деполяризации при



**Рис. 4.** Релаксация процесса деполаризации (а) и спектры деполаризации  $f(\tau)$  (b) релаксорного сегнетоэлектрика SBN-0.61 (La + Ce) при выключенном (1) и включенном свете (2,3). Электрическое поле предварительной поляризации  $E = 2.8 \text{ kV/cm}$  (1,2),  $5 \text{ kV/cm}$  (3),  $t_0 = 1 \text{ min}$ . На вставке — спектры  $f(\tau)$  в масштабе времени.

освещении оказывается аномальным. Если в большинстве релаксорных сегнетоэлектриков с увеличением наиболее вероятного времени релаксации  $\tau_m = a/(1+n)$  без освещения кристалла скорость релаксации  $dP/dt$  уменьшается [6,7], то в нашем случае с увеличением  $\tau_m$  скорость растет в основном, как нетрудно проверить, за счет увеличения показателя  $n$  в степенном законе (3).

#### 4. Обсуждение

Как следует из таблицы и рис. 3,4, при освещении увеличиваются параметры  $P_e$ ,  $a$  и  $n$  кинетического закона (3). Возрастание равновесного значения поляризации  $P_e$ , к которому асимптотически стремится кривая релаксации  $P$  при приложении данного постоянного поля (кривые 3' и 4' рис. 3,а), означает, что при освещении объем кристалла, участвующий в процессе поляризации, увеличивается. Этот результат согласуется с наблюдаемым из петель гистерезиса  $P(E)$  увеличением переключаемого заряда при освещении (рис. 2). Спектры  $f(\tau)$  уширяются и смещаются к большим значениям времен релаксации  $\tau$ , т.е. при освещении более заметную роль в спектре начинают играть области кристалла с большими временами  $\tau$ . С ростом интенсивности света полуширина спектров  $f(\tau)$  увеличивается. Смещение спектральных максимумов  $\tau_m = a/(1+n)$  в сторону больших времен обусловлено преимущественным увеличением  $a$  при сравнительно слабом увеличении  $n$ . Влияние сравнительно слабых интенсивностей света (соответствующих изменению проводимости примерно на порядок) на спектры распределения времен релаксации является очень значительным: наиболее вероятные времена релаксации  $\tau_m$  поляризации и деполаризации увеличиваются от 10–20 секунд до нескольких минут (вставки на рис. 3, b и 4, b); полуширина спектра увеличивается также на порядок и более. Замедление кинетики деполаризации при освещении отмечалось в кристалле SBN:Ce [10]. Интересно, что несмотря на увеличение времен  $\tau$  освещение приводит к возрастанию скорости  $dP/dt$  релаксации поляризации, что обусловлено значительным увеличением  $P_e$  в случае процесса поляризации и увеличением показателя степени  $n$  в случае процесса деполаризации.

Наблюдаемые в релаксорном сегнетоэлектрике фотоиндуцированные эффекты можно качественно объяснить экранированием неоднородно распределенного внутреннего поля  $E_i$  неравновесными носителями. Экранирование приводит к замедлению процессов поляризации и деполаризации и к „сглаживанию“ пространственного рельефа перераспределяющегося поля  $E_i$ , т.е. к уменьшению асимметрии локальной свободной энергии. В результате ослабляются эффекты „замораживания“ [4,6] или „пиннинга“ [5], характерные для релаксорных сегнетоэлектриков при приложении внешнего поля, и часть объема кристалла, участвующая в переключении в данном поле (т.е. равновесная поляризация  $P_e$ ), возрастает. Это увеличение сопровождается смещением спектра  $f(\tau)$  вправо и его уширением.

Один из факторов, определяющих влияние освещения, является время диэлектрической релаксации (экранирования)  $\tau_s = \epsilon/4\pi\sigma$ . В частности, применительно к изменению формы петли  $P(E)$  играет роль соотношение скорости изменения поляризующего поля и  $1/\tau_s$ . Если скорость изменения поля много меньше  $1/\tau_s$ , процесс экранирования „успевает“ произойти и распределение

внутреннего поля действительно сглаживается. Исходя из грубых оценок  $\tau_s$  для используемых интенсивностей (порядка нескольких минут и десятков секунд для  $I = 2$  и  $20 \text{ mW/cm}^2$  соответственно), в случае большей интенсивности имеет место полное экранирование  $E_i$  и эффекты освещения очень значительны. Исходя из этих качественных соображений, можно ожидать, что при измерениях  $P(E)$  петель на более высоких частотах влияние неравновесной проводимости будет менее заметным.

Результаты эксперимента с воздействием света на процессы поляризации свидетельствуют о том, что фотопроводимость является существенным фактором, влияющим на эти процессы. Увеличение амплитуды переполяризации при освещении является еще одним доказательством существования в релаксорных сегнетоэлектриках случайно распределенного внутреннего электрического поля, которое уменьшается при экранировке неоднородной поляризации. Увеличение времени релаксации поляризации в постоянных электрических полях при освещении еще раз подтверждает, что экранировка поляризации способствует уменьшению деполяризующих электрических полей, являющихся одной из причин перестройки доменной структуры кристалла.

## Список литературы

- [1] Г.А. Смоленский, В.А. Боков, В.А. Исупов, Н.Н. Крайник, Р.Е. Пасынков, М.С. Шур. Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики. Наука, Л. (1971). С. 355.
- [2] М. Лайнс, А. Гласс. Сегнетоэлектрики и родственные им материалы. Мир, М. (1981). С. 316.
- [3] L.E. Cross. *Ferroelectrics* **76**, 241 (1987).
- [4] В.В. Гладкий, В.А. Кириков, С.В. Нехлюдов, Т.Р. Волк, Л.И. Ивлева. Письма в ЖЭТФ **71**, 1, 328 (2000).
- [5] T. Granzow, V. Dorfler, Th. Woike, M. Wohleke, R. Pankrath, M. Imlau, W. Kleeman. *Phys. Rev. B* **63**, 174 101 (2001).
- [6] В.В. Гладкий, В.А. Кириков, Т.Р. Волк, Л.И. Ивлева. ЖЭТФ **120**, 8, 1 (2001).
- [7] В.В. Гладкий, В.А. Кириков, С.В. Нехлюдов, Т.Р. Волк, Л.И. Ивлева. ФТТ **42**, 7, 1296 (2000).
- [8] В.В. Гладкий, В.А. Кириков, Т.Р. Волк, Д.В. Исаков, Е.С. Иванова. ФТТ **45**, 11, 2067 (2003).
- [9] В.М. Фридкин. Фотосегнетоэлектрики. Наука, М. (1979). С. 264.
- [10] T. Granzow, V. Dorfler, Th. Woike, M. Wohlecke, R. Pankrath, M. Imlau, W. Kleeman. *Europhys. Lett.* **57**, 4, 597 (2002).
- [11] F. Micheron, G. Bismuth. *Appl. Phys. Lett.* **23**, 71 (1973).
- [12] Y. Qiao, S. Orlov, D. Psaltis, R.R. Neurgaonkar. *Opt. Lett.* **18**, 12, 1004 (1993).
- [13] M. Hisaka, H. Ishitobi, S. Kawata. *JOSA B* **17**, 3, 422 (2000).
- [14] L.I. Ivleva, N.V. Bogodaev, N.M. Polozkov, V.V. Osiko. *Opt. Mater.* **4**, 168 (1995).
- [15] В.В. Гладкий, В.А. Кириков, С.В. Нехлюдов, Е.С. Иванова. ФТТ **39**, 11, 2046 (1997).
- [16] M.Y. Goulikov, T. Granzow, U. Doerfler, Th. Woike, M. Imlau, R. Pankrath. *Appl. Phys. B* **76**, 4, 407 (2003).

- [17] В.В. Гладкий, В.А. Кириков, Е.С. Иванова, С.В. Нехлюдов. ФТТ **41**, 3, 499 (1999).
- [18] A.K. Jonscher. *Dielectric Relaxation in Solids*. Chelsea Dielectric Press Ltd., London (1983).
- [19] В.В. Гладкий, В.А. Кириков, Е.С. Иванова. ЖЭТФ **110**, 1, 283 (1996).
- [20] В.И. Диткин, А.П. Прудников. Справочник по операционному исчислению. Высш. шк., М. (1965). С. 466.