

# Процессы деполяризации в фоточувствительном релаксорном сегнетоэлектрике

© В.В. Гладкий, Е.С. Иванова, Т.Р. Волк

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

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

(Поступила в Редакцию 14 марта 2007 г.)

Исследована деполяризация фоточувствительного релаксорного сегнетоэлектрика  $\text{Sr}_{0.61}\text{Ba}_{0.39}\text{Nb}_2\text{O}_6$  с концентрацией примесей 0.44 at.% La и 0.023 at.% Ce при комнатной температуре и при освещении мощностью до  $0.22 \text{ mW/cm}^2$  в интервале полосы поглощения кристалла. Найдена наилучшая аппроксимация экспериментальных данных с помощью функции, содержащей два степенных члена, зависящих от времени. Аппроксимация отвечает двум идущим одновременно механизмам деполяризации, а именно полидоменизации в деполяризующем поле ограниченного кристалла и экранированию этого поля фотоиндуцированными носителями заряда. Построены точные функции распределения центров неэкспоненциальной релаксации в кристалле по временам релаксации с двумя максимумами. Функции распределения сдвигаются к большим временам релаксации при освещении.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 05-02-17565 и 06-02-16644).

PACS: 77.84.Dy, 77.80.Dj

## 1. Введение

Процессы поляризации релаксорного сегнетоэлектрика (релаксора) в электрическом поле существенно отличаются от аналогичных процессов в обычных однородных сегнетоэлектриках. Температурная зависимость диэлектрической проницаемости и фазовый переход в полярное состояние размыты в широкой области температур [1,2]. Петли диэлектрического гистерезиса, регистрируемые в квазистатическом периодическом электрическом поле, имеют аномальную форму, а именно незамкнутые и несовпадающие траектории поляризации для нескольких первых циклов поля с постепенно уменьшающейся до некоторого фиксированного значения амплитудой [3,4]. Времена релаксации поляризации в постоянном поле или при деполяризации имеют гигантские величины [5]. В релаксорах отсутствует однозначное коэрцитивное поле; это поле распределено по объему кристалла в широком интервале значений [6]. Наиболее вероятной причиной всех аномальных свойств релаксоров как существенно неоднородных материалов является внутреннее случайное электрическое поле, которое приводит к искажению локальной свободной энергии  $F$  и превращению ее в асимметричную двухминимумную функцию поляризации [7]. В результате кристалл распадается на стабильные и метастабильные области с глубокими и мелкими минимумами функции  $F$  соответственно. Величины глубин минимумов и высоты потенциальных барьеров между ними имеют широкое распределение по объему кристалла. Релаксация поляризации в релаксорах является существенно неэкспоненциальной и с большой точностью аппроксимируется степенной функцией от времени  $t$ . Распределение  $f(\tau)$  времен релаксации  $\tau$  в объеме релаксора нетрудно найти

по этим данным, поскольку оно является оригиналом, а степенная функция — операторным изображением интегрального преобразования Лапласа [5].

В фоточувствительном релаксоре процессы поляризации при воздействии света, частота которого находится в полосе поглощения кристалла, существенно изменяются. Растет амплитуда изменения поляризации квазистатических петель диэлектрического гистерезиса, улучшается воспроизводимость значений поляризации петель при повторных циклах переменного электрического поля [8–10]. Заметно увеличиваются времена релаксации поляризации в постоянных электрических полях. Причиной этих изменений, по-видимому, является экранирование фотоиндуцированными носителями заряда внутренних смещающихся электрических полей и полей деполяризации релаксора [8,9]. Зависимость поляризации от времени при релаксации у фоточувствительного релаксора также удовлетворительно аппроксимируется степенным законом, однако согласование экспериментальных данных с расчетными в отличие от данных, регистрируемых для кристалла без освещения, несколько нарушается в области малых времен  $\sim 10 \text{ min}$ . Поэтому для восстановления наиболее вероятных спектров  $f(\tau)$  распределения времен релаксации  $\tau$  освещаемого кристалла аналитический вид закона эволюции поляризации со временем требует уточнения. Цель настоящей работы — регистрация деполяризации фоточувствительного релаксора при воздействии света и стабилизации температуры, установление более точного временного закона релаксации и восстановление спектров  $f(\tau)$ . Для исследования и анализа релаксации наиболее удобным является процесс деполяризации, поскольку в этом случае отсутствуют токи сквозной проводимости в электрическом поле, осложняющие обработку и анализ экспериментальных данных.

## 2. Кристалл и методика измерений

В качестве объекта исследования выбран кристалл  $\text{Sr}_{0.61}\text{Ba}_{0.39}\text{Nb}_2\text{O}_6$  с концентрацией примесей 0.44 at.% La и 0.023 at.% Ce (SBN-0.61:La + Ce). В кристаллах этого состава сегнетоактивная примесь La обуславливает сильное размытие фазового перехода, т.е. выраженные релаксорные свойства, а фотоактивная примесь Ce — значительную фоточувствительность в сине-зеленой области спектра.

Профилированный кристалл SBN-0.61:La + Ce выращен по модифицированной методике Степанова [11]. Образец для исследования представлял собой пластину размером  $3 \times 2 \times 0.9 \text{ mm}$  с полярным направлением  $Z$ , параллельным ее самому короткому ребру. Грани, перпендикулярные направлению  $Z$ , покрывались серебряными электродами, к которым подводились тонкие медные контакты, соединяющие образец со схемой для измерения поляризации. Образец помещался в криостат, позволяющий стабилизировать температуру с точностью 0.05 К. Для освещения кристалла внутри криостата находился светодиод, который при его подключении к стандартному источнику тока Б5-50 мог обеспечить световой поток интенсивностью до  $0.22 \text{ mW/cm}^2$  в видимой области спектра 400–500 nm, т.е. в широкой полосе поглощения кристалла, обусловленного фотоактивной примесью Ce [9].

Регистрация процесса релаксации при деполяризации кристалла проводилась прецизионным электрометрическим методом с помощью автоматической установки, основным элементом которой являлся равноплечий мост. В одно плечо моста включался исследуемый образец кристалла, в другое — эталонная емкость  $C$ , в третье и четвертое — низкоомные источники постоянных напряжений  $V$  и  $v$ , подаваемых соответственно на образец и емкость  $C$ . Компенсация напряжения в диагонали моста при регистрации величины поляризации осуществлялась программным способом на персональном компьютере и периферийных управляемых блоках. При условии непрерывной компенсации напряжения в диагонали моста плотность электрического заряда на электродах образца равна

$$\sigma(t) = Q(t)/S = Cv(t)/S - P(t) + Et/\rho, \quad (1)$$

где напряженность поля  $E = V/d$ ,  $P(t)$  — поляризация,  $d$  — толщина,  $S$  — площадь образца,  $\rho$  — удельное электрическое сопротивление,  $t$  — непрерывно изменяющееся время измерения.

В постоянном электрическом поле  $E = \text{const}$  плотность заряда  $\sigma(t)$  изменяется, во-первых, за счет релаксации поляризации  $P(t)$  и, во-вторых, за счет тока сквозной электрической проводимости, которые учитываются первым и вторым членами уравнения (1) соответственно. При достаточно больших величинах сопротивления  $\rho$  вторым членом в (1) можно пренебречь, и тогда практически все изменение заряда  $\sigma(t)$  связано с приращением только поляризации. У фоточувствительного релаксора

при его освещении сопротивление  $\rho$  относительно мало. Поэтому при изменении  $\sigma(t)$  необходимо учитывать влияние второго члена в уравнении (1), который при длительных измерениях приводит к линейной зависимости заряда  $\sigma(t)$  от времени. Иначе говоря, из экспериментальных данных для  $\sigma(t)$  необходимо выделить линейную и нелинейную составляющие. При регистрации деполяризации внешнее прикладываемое к кристаллу электрическое поле  $E = 0$ , и все изменение  $\sigma(t)$  обусловлено только уменьшением величины поляризации. Подробное описание электрометрической прецизионной автоматической установки для регистрации изменения поляризации приводится в [12].

Регистрация деполяризации проводилась сразу после выключения электрического поля  $E$  предварительной поляризации кристалла. Поляризующее поле  $E$  выбиралось равным 1; 2.5; 3.3; 4 kV/cm ( $E_c \leq 1 \text{ kV/cm}$ ). При исследовании деполяризации фоточувствительного кристалла выключение электрического поля  $E$  и включение освещения осуществлялись практически одновременно. Все измерения проводились при стабилизированной температуре  $T = 25.0^\circ \text{C}$ .

## 3. Результаты и обсуждение

Деполяризация любого сегнетоэлектрика при отключении поляризующего электрического поля всегда начинается со скачкообразного уменьшения поляризации. Этот процесс, как правило, развивается с ускорением и обусловлен мгновенным исчезновением потенциального барьера, наведенного полем. Скачок увеличивается с ростом величины поляризующего поля  $E$  и несколько вырастает в исследуемом фоточувствительном релаксоре при его освещении. Например, этот скачок увеличивается при включении света от  $10.5$  до  $11.5 \mu\text{C/cm}^2$  при  $E = 4 \text{ kV/cm}$ . Далее деполяризация идет медленно по термоактивационному механизму.

Для аппроксимации экспериментальных данных по исследованию термоактивационной стадии деполяризации релаксоров в широком интервале времени наилучшей является степенная функция [5]

$$p(t) = (P_e - P(t))/(P_e - P_0) = 1/(1 + t/a)^n, \quad (2)$$

где  $p(t)$  — безразмерная поляризация;  $P(t)$  — поляризация в момент времени  $t$ ;  $P_0$  — начальная поляризация при  $t = 0$ ;  $P_e$  — равновесная поляризация. Как показано далее, экспериментальные кривые могут быть в хорошем приближении описаны экспоненциальными зависимостями, а также растянутой экспонентой [8]. Но использование степенной зависимости (2) оправдано тем, что она является суммой обычных экспонент, которые вносят свой вклад в общий процесс с весом, определяемым нормированной функцией распределения  $f(\tau)$  времен

релаксации  $\tau$ :

$$p(t) = \int_0^{\infty} f(\tau) \exp(-t/\tau) d\tau. \quad (3)$$

Функцию распределения  $f(\tau)$  можно найти в справочнике [13], поскольку  $\tau^2 f(\tau)$  и  $p(t)$  связаны интегральным преобразованием Лапласа. Эта функция имеет вид

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

где  $\Gamma(n)$  — гамма-функция. Нетрудно также проверить, что результатом подстановки (4) в уравнение (3) и интегрирования будет степенная функция (2).

Аппроксимация экспериментальных данных для деполяризации функцией (2) проводилась с тремя свободными параметрами  $P_e, a, n$  методом наименьших квадратов по стандартной программе. На рис. 1 представлены результаты регистрации деполяризации кристалла SBN-0.61: (La + Ce) без воздействия света (кривая 1) и при освещении мощностью  $0.22 \text{ mW/cm}^2$  (кривая 3) для двух значений электрических полей предварительной поляризации  $E = 1$  (a) и  $4 \text{ kV/cm}$  (b). На основном рисунке — зависимости поляризации  $P$  от времени  $t$  в интервале  $0-10 \text{ min}$ , на вставке — те же зависимости в большом интервале  $0-120 \text{ min}$ . Из рис. 1 видно, что на больших временах до  $120 \text{ min}$  (вставка) аппроксимация экспериментальных данных степенной функцией (2) достаточно хорошая как без воздействия света, так и при освещении кристалла. Однако на временах до  $10 \text{ min}$  для кристалла при воздействии света нетрудно увидеть заметные расхождения расчетной (кривая 2) и экспериментальной зависимостей. Эти расхождения можно ликвидировать и добиться лучшего согласования, если добавить к равенству (2) еще один степенной член с другими значениями параметров  $a'$  и  $n'$ . Тогда равенство (2) примет вид

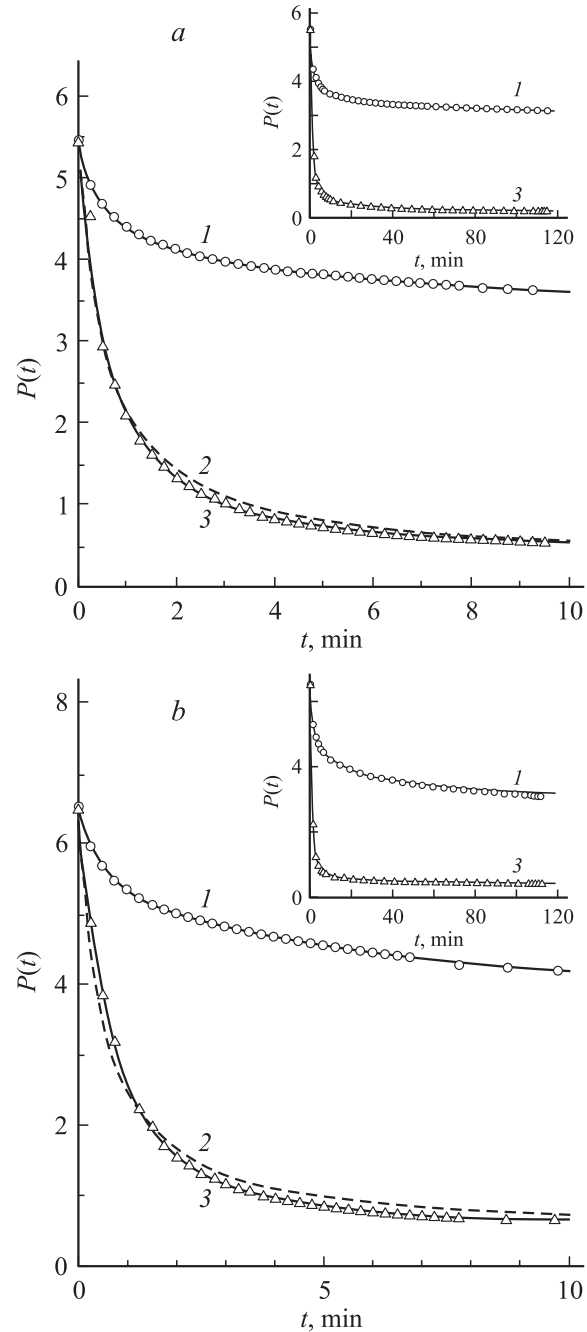
$$p(t) = b/(1 + t/a)^n + (1 - b)/(1 + t/a')^{n'}, \quad (5)$$

где коэффициент  $b$  определяет долю участия каждого члена уравнения при аппроксимации экспериментальных данных. Если  $b = 1$ , то равенство (5) переходит в (2). Результат аппроксимации экспериментальных данных для кристалла при воздействии света с помощью равенства (5) показан на рис. 1 сплошной линией 3. Видно, что теперь согласование расчетных результатов аппроксимации и экспериментальных данных является полным и соблюдается в любом интервале времени. Тогда нормированная функция распределения  $F(\tau)$  времен релаксации  $\tau$ , как нетрудно проверить, будет представлять собой также сумму двух членов:

$$F(\tau) = b f(\tau, a, n) + (1 - b) f(\tau, a', n'), \quad (6)$$

где каждая функция  $f(\tau)$ , определяемая равенством (4), имеет разные значения для параметров  $a$  и  $n$  или  $a', n'$ .

Значения параметров релаксации  $a, n$  и  $a', n'$  при деполяризации кристалла приведены в таблице. Ошибки оценки этих параметров, которые зависят от времени регистрации процесса и уменьшаются при увеличении



**Рис. 1.** Деполяризация кристаллов SBN-0.61 (La + Ce) после предварительной поляризации в электрическом поле 1 (a) и  $4 \text{ kV/cm}$  (b). Кружки — экспериментальные данные для находящегося в темноте кристалла, треугольники — для освещенного кристалла. Сплошные и штриховые линии — аппроксимация экспериментальных данных для кристалла без освещения (1) и при воздействии света (2, 3). Аппроксимация с помощью уравнения (2) показана линиями 1 и 2; с помощью уравнения (5) — линией 3.  $T = 25^\circ\text{C}$ . На вставке — кривые деполяризации в большом интервале времени.

Параметры релаксации при деполяризации кристаллов SBN-0.61 (La + Ce) для двух значения полей  $E$  предварительной поляризации

Кристалл	Поле $E$ , kV/cm	$a$ , min	$n$	$a'$ , min	$n'$	$b$
Без освещения	1	0.21	0.25	—	—	1
	4	0.21	0.11	—	—	1
При освещении $W = 0.22 \text{ mW/cm}^2$	1	0.25	0.21	1.9	2.79	0.33
	4	0.094	0.14	2.6	3.45	0.52

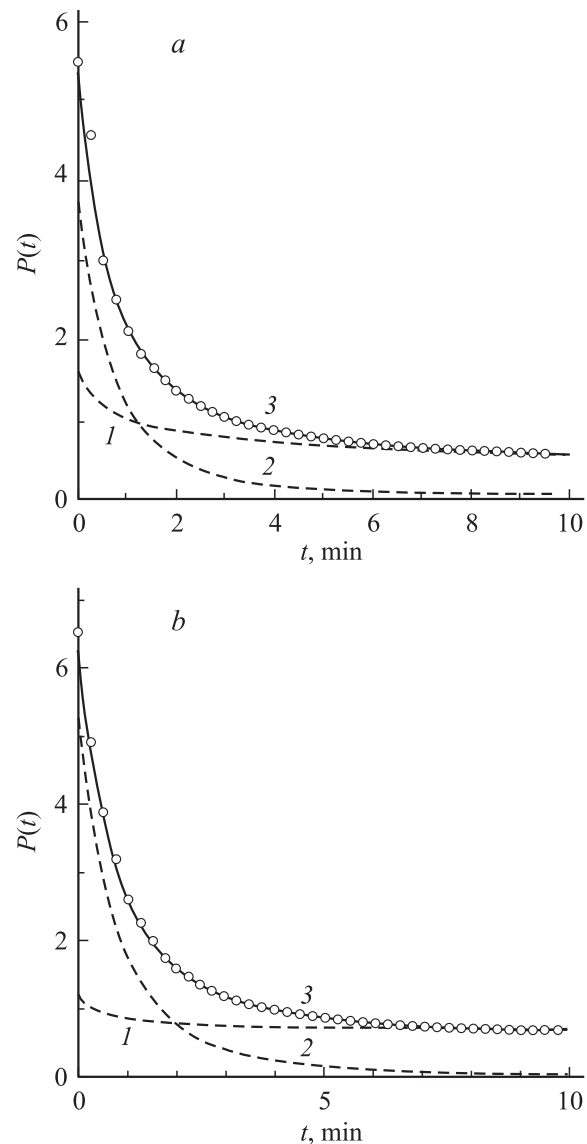
его длительности, определялись так же, как в [14]. Эти ошибки составляют величину не более 1% от значений параметров релаксации в таблице. Третий свободный параметр  $P_e$  равен нулю. Отклонение его от нуля составляет величину не более  $0.1 \mu\text{C/cm}^2$  и свидетельствует о том, что после предварительной поляризации и последующей деполяризации у релаксатора при температуре  $T = 25^\circ\text{C}$  остается небольшая остаточная униполярность.

Конечно, добавление новых свободных параметров, как правило, помогает улучшить аппроксимацию экспериментальных данных. Однако в данном случае для этой процедуры имеется существенное обоснование с точки зрения физики процесса деполяризации. Дело в том, что деполяризация в фоточувствительных сегнетоэлектриках и родственных им материалах всегда идет по двум механизмам. Во-первых, суммарная поляризация ограниченного кристалла уменьшается из-за его полидоменизации под действием деполяризующего поля. Во-вторых, поляризация уменьшается из-за экранирования фотоиндуцированными носителями заряда всех внутренних деполяризующих электрических полей. Оба механизма действуют одновременно в течение всего процесса деполяризации, причем вклад каждого из них определяется характеристическим временем. Экранирование в любой момент деполяризации идет с постоянной времени диэлектрической релаксации, порядок величины которой равен  $\tau_s = \varepsilon\rho_{\text{ph}}/4\pi \sim 1 \text{ min}$  (здесь по нашим оценкам при  $T = 25^\circ\text{C}$  сопротивление  $\rho_{\text{ph}} = 1.15 \cdot 10^{10} \Omega \cdot \text{cm}$  и диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon \sim 7000$  [15]). Наиболее интенсивно экранирование в начале деполяризации, когда внутренние поля имеют максимальные значения.

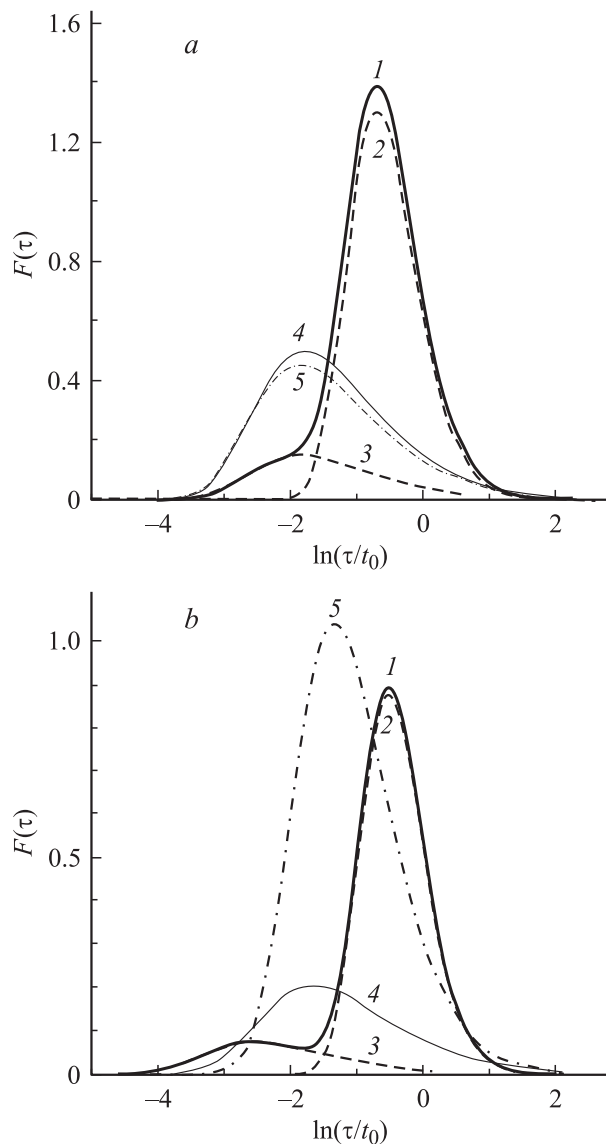
На рис. 2 в интервале 10 min приведены кривые деполяризации кристалла при воздействии света интенсивностью  $W = 2.2 \text{ mW/cm}^2$  для двух значений поля предварительной поляризации  $E = 1$  (a) и  $4 \text{ kV/cm}$  (b), показанные также на рис. 1. Точки — экспериментальные данные, а сплошная линия — аппроксимация этих данных с помощью формулы (5), содержащей два степенных члена (кривая 3). Штриховыми линиями 1 и 2 показаны отдельно зависимости от времени первого и второго членов формулы (5), сумма которых дает в результате кривые 3 на рис. 1 и 2.

Наиболее полную информацию об особенностях неэкспоненциальных процессов деполяризации в фоточувствительных релаксаторах можно получить, анализируя

спектры распределения времен релаксации  $\tau$ . Спектры распределения времен  $\tau$  рассчитываются по формулам (4) и (6) и по экспериментальным данным для параметров  $a, n$  и  $a', n'$  релаксации кристалла. Чем точнее аппроксимация экспериментальных кривых, тем более правдоподобный и достоверный вид должны иметь функции распределения времен  $\tau$ . При этом совершенно не имеет значения, сколько свободных параметров участвует в аппроксимации, а важна лишь точность согласования экспериментальных и расчетных кривых. На рис. 3 приводятся такие спектры деполяризации в полях предварительной поляризации  $E = 1$  (a) и  $4 \text{ kV/cm}$  (b) для кристалла SBN-0.61 : (La + Ce) без освещения и при воздействии света. При расчете спектров использовались параметры релаксации  $P$ , приведенные в таблице.



**Рис. 2.** Разложение кривой деполяризации освещаемого кристалла SBN-0.61 (La + Ce) (3) на две составляющие, соответствующие первому (1) и второму (2) членам уравнения (5), для значений поля предварительной поляризации 1 (a) и  $4 \text{ kV/cm}$  (b).  $T = 25^\circ\text{C}$ .



**Рис. 3.** Спектры распределения  $F(\tau)$  времен неэкспоненциальной релаксации  $\tau$  кристалла SBN-0.61(La+Ce) при деполяризации для значений поля предварительной поляризации 1 (а) и 4 кВ/см (б). 1 — спектр освещаемого кристалла, 2 и 3 — разложение спектра освещаемого кристалла на две составляющие, 4 — спектр кристалла без освещения, 5 — спектр, полученный по результатам более грубой аппроксимации экспериментальных данных для освещаемого кристалла с помощью уравнения (2).  $T = 25^\circ\text{C}$ .  $t_0 = 1$  min.

На рисунке жирной сплошной линией 1 показаны спектры облучаемого светом кристалла, экспериментальные данные по деполяризации которого аппроксимировались двучленным уравнением (5) с  $b \neq 0$ . Штриховыми линиями 2 и 3 показаны слагаемые спектра 1, которые связаны с двумя механизмами деполяризации: полидоменизацией кристалла и экранированием. Тонкой сплошной линией 4 дан спектр кристалла в темноте, рассчитанный по данным точной аппроксимации с  $b = 1$ , а штрихпунктирной линией 5 — спектр освещаемого

кристалла, который рассчитан по результатам более грубой аппроксимации данных релаксации с помощью уравнения (2).

Из рис. 3 хорошо видно, что спектр  $F(\tau)$  освещаемого кристалла, построенный по более точной аппроксимации кривой релаксации поляризации  $P(t)$  с двумя степенными членами в равенстве (5), существенно изменяет свой вид (кривая 1). Спектр  $F(\tau)$  имеет теперь куполообразную форму с двумя максимумами. Первый максимум практически совпадает с максимумом распределения, которое определяется первым степенным членом в равенстве (5), а второй соответствует второму члену в (5).

При увеличении значения поля  $E$  предварительной поляризации освещаемого кристалла наличие двух максимумов в спектре  $F(\tau)$  становится более выраженным. Иначе говоря, более явным, по-видимому, становится роль экранирования в процессе деполяризации. Отметим, что менее точная аппроксимация экспериментальных кривых релаксации  $P$  при деполяризации освещаемого кристалла с помощью одного степенного члена в равенстве (2) приводит к другому виду спектра  $F(\tau)$  (кривая 5). Однако вывод о том, что при воздействии света из-за экранирования поляризации кристалла фотоиндуцированными носителями заряда максимум распределения  $F(\tau)$  сдвигается в сторону увеличения значений  $\tau$ , сделанный ранее в [6,9] для большой интенсивности света (от 2 до 20 мВт/см<sup>2</sup>), остается справедливым также и при меньшей на порядок мощности облучения.

Следует обратить внимание на то, что удовлетворительную аппроксимацию экспериментальных данных для деполяризации освещенного кристалла можно получить также, если вместо второй степенной функции в уравнении (5) использовать экспоненту. Тогда уравнение (5) для безразмерной поляризации  $p$  примет вид

$$p(t) = b/(1 + t/a)^n + (1 - b) \exp(-t/\tau_0), \quad (7)$$

а выражение для функции  $F(\tau)$  распределения времен релаксации  $\tau$  будет суммой

$$F(\tau) = bf(\tau, a, n) + (1 - b) \delta(\tau - \tau_0), \quad (8)$$

где  $f(\tau, a, n)$  определяется формулой (4), а  $\delta(\tau - \tau_0)$  — дельта-функция Дирака. В этом случае кривые аппроксимации  $P(t)$  почти совпадают с показанными на рис. 1 и 2 сплошной линией кривыми 3 для аппроксимации экспериментальных данных с помощью формулы (5), имеющей два степенных члена. Параметры релаксации поляризации, полученные при аппроксимации по формуле (7), равны:  $a = 0.83$  min;  $n = 0.59$ ;  $P_e = 0.08 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ ;  $b = 0.40$ ;  $\tau_0 = 0.66$  для поля предварительной поляризации  $E = 1$  кВ/см и  $a = 0.29$  min;  $n = 0.62$ ;  $P_e = 0.40 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ ;  $b = 0.43$ ;  $\tau_0 = 0.95$  для  $E = 4$  кВ/см. Отметим, что при таких параметрах релаксации спектр  $F(\tau)$  распределения (8) также смещается к большим значениям  $\tau$  при освещении кристалла, а величина  $\tau_0$  близка к значению, полученному выше из грубой оценки для времени экранирования  $\sim 1$  min, и

к значению величин  $\tau$  абсолютного максимума  $F(\tau)$ , показанного на рис. 3 жирными сплошными линиями. Трудно, однако, принять предположение, что время экранирования  $\tau_0$  в релаксоре имеет строго определенное значение, так как проницаемость  $\varepsilon$  и сопротивление  $\rho$  (а следовательно, и  $\tau_0$ ) неоднородны и различны в разных областях кристалла. Можно, конечно, задать некоторый интервал, в котором  $\tau_0$  будет изменяться, но тогда дельта-функция превратится в куполообразную функцию с единичной площадью и распределение (8) станет похожим на (6), происхождение которого связано с зависимостью (5), имеющей два степенных члена. По этой причине аппроксимация  $P(t)$ , показанная на рис. 1, 2, представляется более предпочтительной. К сожалению, экспериментальные данные по деполяризации мало чувствительны к обсуждаемым здесь возможным изменениям в спектре  $F(\tau)$ .

Хотя время экранирования  $\tau_s$  в релаксоре в принципе не имеет строго определенного значения, тем не менее в силу значительного различия (не менее чем на порядок)  $\tau_s$  и времени второго механизма (полидоменизации) можно предположить, что при освещении доминирующим процессом, определяющим кинетику релаксации на коротких временах, является экранирование.

Полученные результаты можно суммировать следующим образом. Аппроксимация экспериментальных данных по релаксации фоточувствительного релаксора при освещении позволяет рассчитать наиболее достоверную функцию распределения  $F(\tau)$  времен неэкспоненциальной релаксации с помощью двух степенных членов в выражении (5). В отличие от случая темновой релаксации, характеризуемой широким максимумом (кривые 4 на рис. 3, *a, b*), при освещении спектр релаксации имеет два разрешенных максимума (кривые 1 на рис. 3, *a, b*). По-видимому, такая форма спектра отражает доминирующую роль экранирования внутренних полей в процессе релаксации при коротких временах. При больших временах процесс экранирования приводит к замедлению процесса деполяризации. Кроме того, экранирование улучшает воспроизводимость характеристик фоточувствительного релаксора при повторных приложениях электрического поля.

## Список литературы

- [1] Г.А. Смоленский, В.А. Боков, В.А. Исупов, Н.Н. Крайник, Р.Б. 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] В.В. Гладкий, В.А. Кириков, С.В. Нехлюдов, Т.Р. Волк, Л.И. Ивлева. Письма в ЖЭТФ **71**, 328 (2000).
- [4] T. Granzow, V. Doerfler, Th. Woike, M. Woehlecke, R. Pankrath, M. Imlau, W. Kleemann. Phys. Rev. B **63**, 174 101 (2001).
- [5] В.В. Гладкий, В.А. Кириков, Т.Р. Волк, Л.И. Ивлева. ЖЭТФ **120**, 1 (2001).
- [6] В.В. Гладкий, В.А. Кириков, Е.С. Иванова, Т.Р. Волк. ФТТ **48**, 1042 (2006).
- [7] L.E. Cross. Ferroelectrics **76**, 241 (1987).
- [8] T. Granzow, V. Doerfler, Th. Woike, M. Woehlecke, R. Pankrath, M. Imlau, W. Kleemann. Europhys. Lett. **57**, 597 (2002).
- [9] В.В. Гладкий, В.А. Кириков, Т.Р. Волк, Е.С. Иванова, Л.И. Ивлева. ФТТ **47**, 286 (2005).
- [10] V.V. Gladkii, V.A. Kirikov, T.R. Volk, E.S. Ivanova. Ferroelectrics **314**, 115 (2005).
- [11] L.I. Ivleva, N.V. Bogodaev, N.M. Polozkov, V.V. Osiko. Opt. Mater. **4**, 168 (1995).
- [12] В.В. Гладкий, В.А. Кириков, С.В. Нехлюдов, Е.С. Иванова. ФТТ **39**, 2046 (1997).
- [13] В.И. Диткин, А.П. Прудников. Справочник по операционному исчислению. Выш. шк., М. (1965).
- [14] В.В. Гладкий, В.А. Кириков, Е.С. Иванова, С.В. Нехлюдов. ФТТ **41**, 499 (1999).
- [15] В.В. Гладкий, В.А. Кириков, Е.С. Иванова, Т.Р. Волк. ФТТ **48**, 2026 (2006).