

## Процессы релаксации регулярных микродоменных структур, записанных в сегнетоэлектрических кристаллах ниобата бария-стронция в поле атомного силового микроскопа

Р. В. Гайнутдинов<sup>1)</sup>, Т. Р. Волк, О. А. Лысова, А. Л. Толстихина, Л. И. Ивлева<sup>+</sup>

Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН, 119333 Москва, Россия

<sup>+</sup> Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 14 июля 2009 г.

Приведены результаты исследования кинетики релаксации регулярных 1D и 2D микродоменных структур, созданных в релаксорном сегнетоэлектрике ниобате бария-стронция (НБС) путем приложения постоянных напряжений к зонду атомно-силового микроскопа. Обнаружена зависимость времени релаксации доменных структур от их топологии. При идентичных условиях записи времена распада 2D структур (доменных квадратов) на порядки превышают времена распада 1D структур (доменных линий или цепочек), в свою очередь на порядки более устойчивых, чем одиночные (пространственно разнесенные) домены. Проанализирована зависимость устойчивости записанных доменных ансамблей от дискретности (расстояния между записанными точечными доменами). Эффекты обсуждаются с позиций специфики процессов поляризации в релаксорном сегнетоэлектрике.

PACS: 68.37.Ps, 77.80.Dj, 77.80.Fm, 77.84.Dy

В статье приводятся результаты исследования кинетики релаксации регулярных 1D и 2D микродоменных структур, записанных в релаксорном сегнетоэлектрике  $\text{Sr}_{0.61}\text{Ba}_{0.39}\text{Nb}_2\text{O}_6$  (НБС) в поле атомно-силового микроскопа (АСМ). Эти исследования представляют интерес с точки зрения практических возможностей регулярных доменных структур для преобразования оптического излучения в режиме фазового квазисинхронизма (библиография, например, в [1, 2]) и реализации цифровой памяти с ультравысокой плотностью [3]. В обоих случаях устойчивость структур является одним из решающих факторов. Привлекательность АСМ для этих целей обусловлена принципиальной возможностью создания структур на наноскопическом уровне, то есть с масштабами, определяемыми диаметром зонда (см., например, [4]). Проведенные нами исследования записи микродоменов методом АСМ в НБС [5, 6] показали, что благодаря сравнительно низким коэрцитивным полям  $E_c \sim 10^3$  В/см, позволяющим использовать для записи доменов стандартные АСМ потенциалы, этот материал очень удобен для фундаментальных исследований процессов переключения на субмикроскопическом уровне. В кристаллах НБС под действием АСМ потенциалов  $\leq 10$  В были записаны регулярные 1D и 2D доменные структуры (ансамбли линейных и квадратных микродоменов) [6]. Предварительные измере-

ния обнаружили необычный эффект – резкое возрастание устойчивости 1D и 2D доменных структур по сравнению с “одиночными” (пространственно разнесенными) доменами, записанными при тех же условиях экспозиции. Важность этого результата для анализа механизма устойчивости доменных ансамблей стимулировала представленные в данной статье исследования релаксации микродоменных структур.

Исследование проводилось на атомно-силовом микроскопе SOLVER P47 (НТ-МДТ, Москва) в контактном режиме (топография) и методом микроскопии пьезоэлектрического отклика. Для исследования поверхности использовались Si-зонды с проводящим покрытием Pt/Ti марки CSC38 (балка В) (MikroMasch, Эстония) с радиусом закругления острия  $R \leq 40$  нм, жесткостью балки  $k \sim 0.08$  Н/м и резонансной частотой  $f \sim 10$  кГц. Все исследования выполнялись при комнатной температуре, на воздухе, в условиях чистого помещения TRACKPORE ROOM 02 (ИЦПЯФ Минатома) с поддержанием влажности и температуры с точностью  $\pm 1\%$  и  $\pm 0.05$  °С, соответственно. Запись доменов и доменных ансамблей производилась путем приложения постоянного напряжения между острием проводящего зонда, контактирующего с поверхностью кристалла, и электродом нижней поверхности; в качестве последнего использовалась проводящая углеродная липкая лента, при помощи которой образец закреплялся на стандартной подложке с

<sup>1)</sup> e-mail: radmir@ns.crys.ras.ru

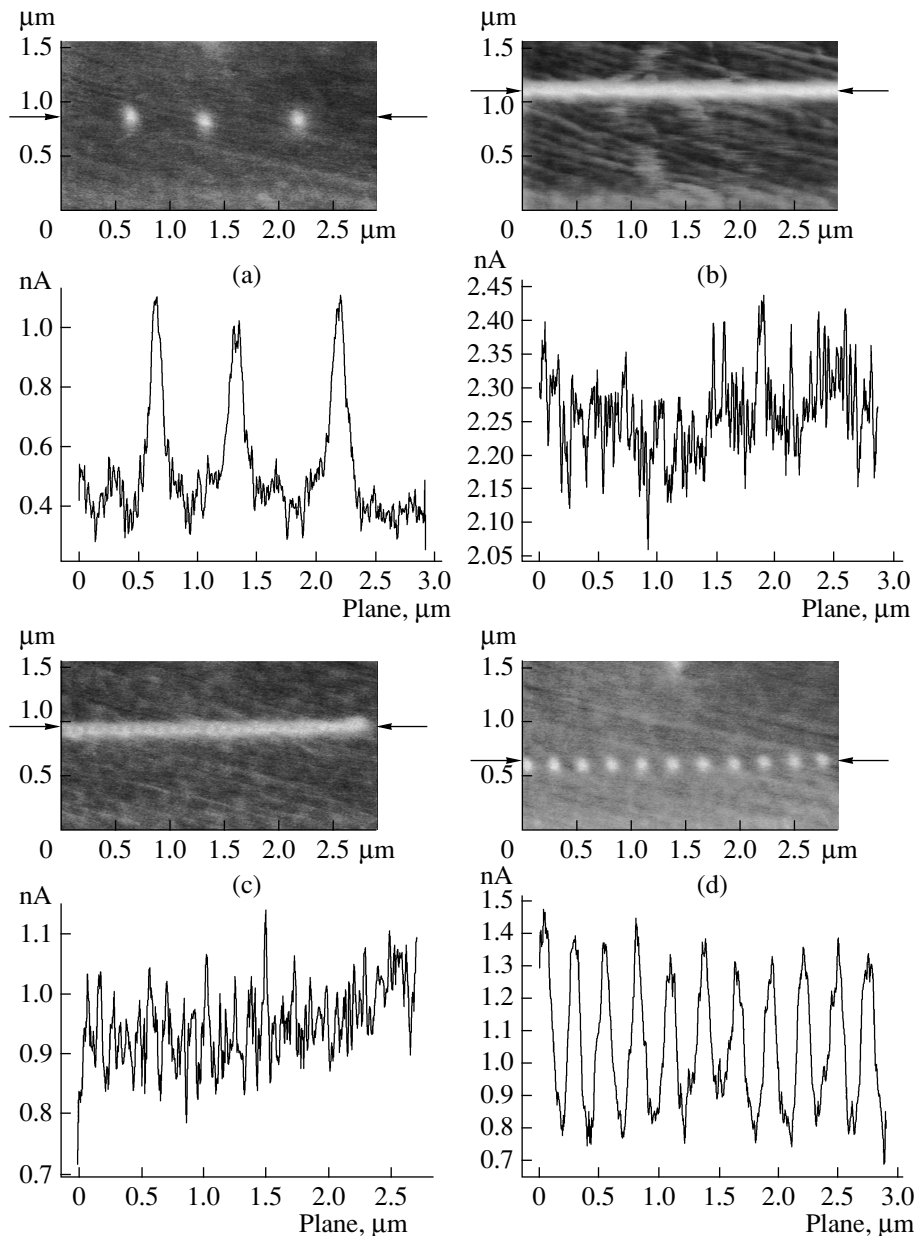


Рис.1. Одиночные домены (а) и доменные линии, записанные при расстоянии  $\Delta = 50, 110$  и  $270$  нм ((b), (c), (d), соответственно) между точками записи. Нижние кривые – соответствующие профили сечения

пружинным контактом. Исследования кинетики записи и релаксации созданных структур велись в режиме микроскопии пьезоэлектрического отклика путем измерения сигнала электромеханического отклика (ЭМО) [7]:

$$H_{\omega} = \left[ \frac{1}{k} \frac{dC}{dz} \left( \frac{V^{\uparrow} + V^{\downarrow}}{2} \right) \mp d_{33} \right] U_{ac}, \quad (1)$$

где  $k$  – коэффициент жесткости зонда при условии, что его оба конца жестко закреплены (один в держа-

теле, а другой контактирует с поверхностью образца);  $C$  – емкость зонд-образец  $(V^{\uparrow} + V^{\downarrow})/2$  – среднее значение контактной разности потенциалов между зондом и поверхностью полидоменного образца;  $U_{ac}$  – переменное напряжение, прикладываемое между зондом и электродом нижней поверхности. Как видно из выражения (1), сигнал ЭМО в данной геометрии пропорционален пьезоэлектрическому коэффициенту  $d_{33}$ , в свою очередь пропорциональному остаточной поляризации  $P_e$ . Поэтому приведенные ниже релак-

сационные кривые ЭМО отражают релаксацию поляризации.

Эксперименты проводились в кристаллах конгруэнтного состава НБС-0.61, выращенных модифицированным методом Степанова [8]. Образцы представляли собой полированные пластины полярных (с-) срезов толщиной 0.13–0.3 мм. В них создавались одиночные (“точечные”) домены, доменные линии (или цепи) и доменные квадраты (рис.1, рис.2) и проводились сравнительные исследования релаксации этих

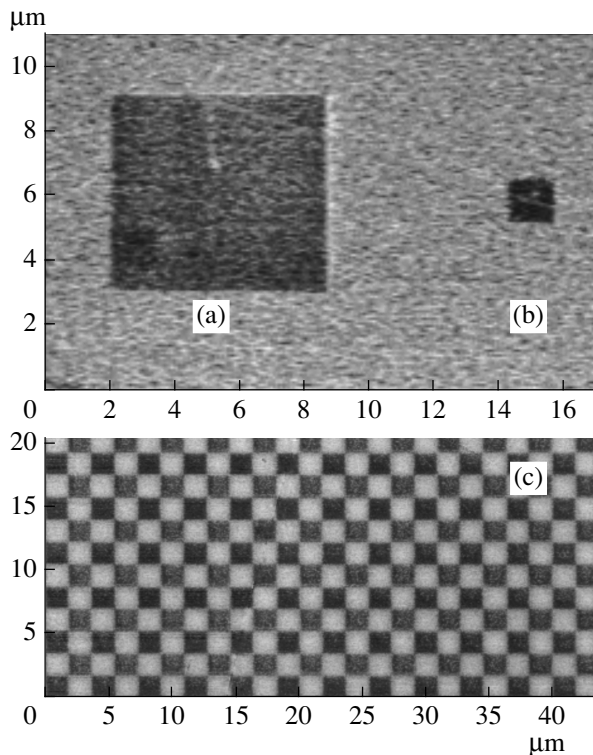


Рис.2. Доменные квадраты (а), (b) и шахматная доска (с), состоящая из квадратных доменов противоположного знака, записанные при  $\Delta = 50$  нм

трех типов структур. Поясним подробнее экспериментальные детали создания структур. При записи одиночного домена (рис.1а) в выбранной точке поверхности к острию зонда прикладывалось постоянное напряжение с заданной амплитудой  $U_t$  и длительностью импульса  $t_p$ , после чего измерялась кинетика спада сигнала  $H_\omega$ . Структуры записывались в режиме векторной (точечной) литографии. Доменные линии (рис.1b, c, d) создавались путем поточечного перемещения зонда в данном направлении с заданным расстоянием  $\Delta$  между точками, постоянным для данной доменной линии. В каждой точке к острию зонда прикладывалось напряжение  $U_t$ ,  $t_p$ . 2D доменная структура – доменные квадраты (рис.2а, б)

и “шахматные доски” (рис.2с), состоящие из доменных квадратов противоположного знака, записывались методом растровой литографии. Фиксированный шаг, то есть расстояние  $\Delta$  между точками записи вдоль обеих ортогональных координат, задавался с помощью графического шаблона. В каждой точке прикладывалось напряжение  $U_t$ ,  $t_p$ . При создании доменных линий и квадратов временной интервал между записью в последующих точках составляет 1–2 мс. После записи линейного или квадратного домена поверхность исследовалась в режиме пьезоотклика с определенным интервалом времени.

В полидоменных кристаллах, где были обнаружены обсуждаемые эффекты, наблюдается поверхностный потенциальный рельеф (видный на рис.1), связанный с характерной для НБС мелкой приповерхностной доменной структурой [9, 10]. Для подавления этого шума, снижающего точность измерений, в данной работе по аналогии с [11] проводилась предварительная поляризация поверхности. Перед записью доменов область кристалла поляризовалась путем медленного сканирования поверхности зондом АСМ с постоянно приложенным напряжением данного знака (для определенности напряжение “предполяризации” отрицательно,  $U_t = -10$  В). Последующая запись доменов осуществлялась приложением потенциала обратного знака ( $U_t = +10$  В) и производилась, так сказать, на поляризованной тонкой “подложке”. Приведенные ниже относительные величины сигнала ЭМО в произвольных единицах представляют собой разность сигнала записанного домена и поляризованной “подложки”.

Все представленные на рис.1 и 2 структуры (одиночные домены, доменные линии, квадраты и шахматная доска) записаны при идентичных параметрах экспозиции приложением импульса напряжения  $U_t = +10$  В,  $t_p = 100$  мс в каждой точке. Предыдущие измерения [6] указывают на то, что при этих экспозициях домены формируются в тонком слое, толщина которого до настоящего времени не определена. На нижних графиках рис.1 приведены профили сечения, построенные по соответствующим изображениям (положение профилей показано на изображениях стрелками). Наблюдаемая пространственная осцилляция сигналов в пределах 0.5 нА обусловлена, очевидно, упоминаемым выше микродоменным рельефом, влияние которого не полностью подавлено предварительной поляризацией поверхности; эти осцилляции ниже видны на всех сканах.

Доменные линии на рис.1b-d записаны при  $\Delta = 50, 110$  и  $270$  нм, соответственно, доменные квадраты и шахматная доска (рис.2а-с) – при  $\Delta =$

$= 50$  нм. При используемых параметрах экспозиции  $U_t = +10$  В,  $t_p = 100$  мс регистрируемый радиус одиночного домена  $r_d \sim 60-70$  нм. В пределах этой точности и с точностью до шума  $\pm 0.5$  нА линия и квадраты с  $\Delta = 50$  нм (рис.1b и рис.2a-c) могут рассматриваться как квазинепрерывные. Доменные цепочки на рис.1c-d более дискретны. В шахматных досках топографические измерения не обнаруживали изменение рельефа (то есть механических напряжений) на границах доменов.

Времена распада, то есть полного исчезновения контраста, точечных доменов (рис.1a) составляют десятки минут. Время распада квазинепрерывной линии (рис.1b) составляет не менее десяти часов. Квадратные квазинепрерывные домены (рис.2a, b) сохраняются в течение месяца (время наблюдения) с очень слабым уменьшением контраста. Наибольшей устойчивостью обладает шахматная доска (рис.2c), сохраняющаяся неопределенно долго даже после сканирования поверхности кристалла электронным лучом. Итак, устойчивость доменной структуры определяется ее топологией и возрастает на порядки по мере перехода от 0-мерной (“точка”) к 1D (линия) и затем к 2D (квадрат) структурам. О подобных эффектах в сегнетоэлектриках ранее не сообщалось.

Было исследовано изменение устойчивости доменных структур по мере плавного перехода от одиночных доменов к непрерывным линиям и квадратам, то есть при изменении расстояния  $\Delta$  между точками записи.

Рис.3 иллюстрирует кинетику спада сигналов ЭМО для доменных линий с различными  $\Delta$ . Кривая

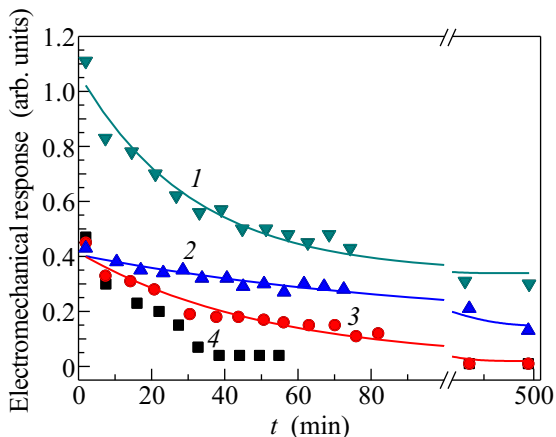


Рис.3. Кинетики релаксации доменных линий, записанных при расстояниях между точками  $\Delta = 50, 110$  и  $270$  нм (кривые 1, 2, 3, соответственно). Кривая 4 – релаксация одиночного домена. Сплошные кривые – аппроксимация функцией (2)

1 – релаксация квазинепрерывной доменной линии ( $\Delta = 50$  нм), кривые 2 и 3 – релаксации доменных цепочек ( $\Delta = 110$  и  $270$  нм), кривая 4 – кинетика распада одиночных доменов. Как показали оценки, домены могут рассматриваться как одиночные (не взаимодействующие) при  $\Delta \geq 500$  нм. Экспериментальные возможности используемой АСМ аппаратуры позволяют получать одно изображение за 3–4 мин, то есть измерения ЭМО сигнала происходит через 1–2 мин после записи доменов. Поэтому приведенные на рис.3 кривые релаксации не включают нерегистрируемую начальную стадию процесса и смещены по оси времени относительно начала координат, соответствующего началу записи. При этом время записи каждой структуры, не превышающее нескольких секунд (то есть пренебрежимо малое по отношению к времени измерений), рассматривается как нулевая точка.

Обсудим релаксацию доменных линий рис.3. Как следует из кривых 1–3, с увеличением  $\Delta$  распад доменных линий ускоряется. Время релаксации одиночного домена заметно короче времени распада доменной цепочки с  $\Delta = 270$  нм и на порядки короче квазинепрерывной доменной линии. Кинетика релаксации с хорошим приближением аппроксимируется зависимостью

$$Y(t) = Y_0 + A \exp(-t/\tau). \quad (2)$$

Экстраполяция на большие времена во всех случаях дает удовлетворительное согласие величин  $Y_0$  со значениями остаточных сигналов, наблюдаемых экспериментально через 8–10 ч после записи (рис.3). Заметное различие исходных сигналов для непрерывной (рис.1b) и дискретных (рис.1c-d) доменных линий обсуждается ниже.

Этот эффект “самостабилизации” доменных линий по сравнению с одиночным доменом еще более выражен в 2D структурах. Как указано выше, квазинепрерывные доменные квадраты сохраняются в течение недель, тогда как линии – примерно 10 ч. Измерения показали, что при равных  $\Delta$  времена распада доменных квадратов всегда существенно превышают времена распада доменных линий. Распад доменных квадратов ускоряется при увеличении расстояния  $\Delta$  между точками записи как вдоль одного, так и вдоль обоих ортогональных направлений. Большую устойчивость 2D структуры по сравнению с 1D структурой можно интуитивно представить себе как следствие планарного взаимодействия точечных доменов. Это качественное соображение подтверждается исследованием процесса релаксации дискретного квадратного домена, изображенного на вставке

рис.4 (стрелками показана последовательность записи точек). Расстояние между точками записи вдоль

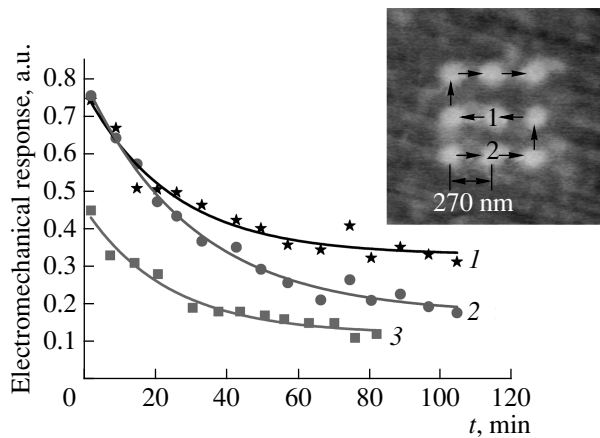


Рис.4. Кинетика релаксации дискретного доменного квадрата, изображенного на вставке ( $\Delta = 270$  нм). Кривые 1 и 2 – распад центральной и краевой точек, показанных на вставке; кривая 3 – релаксация доменной цепочки с  $\Delta = 270$  нм (стрелки на вставке показывают последовательность записи точек, образующих квадрат)

обоих ортогональных направлений  $\Delta = 270$  нм, то есть равно величине  $\Delta$  в дискретной доменной линии (рис.1d). Исходная амплитуда сигнала в различных точках дискретного квадрата одинакова. На рис.4 приведены кинетики релаксации геометрически не эквивалентных точек 1 и 2; звездочками показан распад центрального домена (кривая 1), кружками – распад “краевого” домена (кривая 2), для сравнения приведена кинетика релаксации доменной линии, записанной при том же  $\Delta = 270$  нм (кривая 3, идентичная кривой 4 рис.3). Все кинетики с хорошим приближением аппроксимируются функцией (2). Результаты однозначно свидетельствуют о большей устойчивости центральной точки, находящейся в “двумерной позиции”. Наблюдения дискретных квадратов, записанных в различных областях кристалла, через несколько часов после записи всегда обнаруживают заметный контраст в центральной части квадрата, тогда как краевые домены уже неразличимы. Зависимость распада “точечного” домена от его позиции характерна лишь для 2D структуры, поскольку в цепочке все составляющие ее домены распадаются одновременно (в пределах ошибки эксперимента).

Можно было бы предположить, что устойчивость структур возрастает с увеличением их размеров. Были проведены измерения релаксации квадратных доменов ( $\Delta = 50$  нм) с различной площадью, изображенных на рис.2а,б. Размер большого квадрата  $5 \times 5$  мкм, амплитуда профиля сечения 1.2 нА; ма-

ленький квадрат –  $0.9 \times 0.9$  мкм и 2.2 нА, соответственно. Слабая релаксация этих квадратов в течение недели (время наблюдения) идентична. Устойчивость структур также не обнаруживает связи с исходными амплитудами сигнала. Исходные сигналы для  $\Delta = 110$  нм,  $\Delta = 270$  нм и отдельного домена равны (кривые 2–4 на рис.3, соответственно), однако время распада резко различается. Таким образом, наблюдаемые закономерности не связаны с исходными параметрами структур.

Мы полагаем, что совокупность полученных результатов указывает на наличие в ансамблях микродоменов кооперативных взаимодействий, усиливающих в 2D структурах. В рамках имеющихся моделей сегнетоэлектрического переключения и динамики доменов эти явления не находят объяснения. В многочисленных работах, выполненных главным образом в  $\text{LiNbO}_3$  и  $\text{LiTaO}_3$  [1] по созданию 1D и 2D доменных структур различными методами, включая метод АСМ [3, 12], сравнения устойчивости одиночных доменов и доменных ансамблей не проводилось. Для релаксационных сегнетоэлектриков, к которым принадлежит НБС, микроскопической модели переключения не имеется, а доменные процессы практически не исследованы. Все эти причины не позволяют высказать обоснованных соображений о природе наблюдаемых эффектов. Мы лишь качественно обсудим особенности процесса поляризации релаксационного сегнетоэлектрика и их возможные проявления в условиях пространственно неоднородного поля зонда АСМ.

Остановимся на расчете поля под зондом АСМ, для которого нами используется метод, предложенный авторами [13]. Острие зонда рассматривается как заряженная сфера; следуя [14], рассчитывается распределение электрического потенциала в полубесконечном анизотропном диэлектрике под внешним точечным зарядом. Радиальное распределение поля  $E_z$  дается выражением [6, 13]

$$E_z(z, r) = \frac{2Q_t}{(\sqrt{\varepsilon_c \varepsilon_a} + 1)} \cdot \frac{(z/\gamma + R + \delta)}{\gamma[r^2 + (z/\gamma + R + \delta)^2]^{3/2}}, \quad (3)$$

где  $z$  – направление полярной оси,  $r$  – расстояние от острия вдоль поверхности,  $R$  – радиус закругления острия зонда,  $\delta$  – его расстояние от поверхности,  $C_t = Q_t/U_t$  – емкость системы острие – диэлектрический полубесконечный кристалл [15],  $\varepsilon_c$  и  $\varepsilon_a$  – диэлектрические проницаемости кристалла вдоль полярного и неполярного направлений, соответственно,  $\gamma = \varepsilon_c/\varepsilon_a$ . Справедливость выражения (3) для расчетов  $E_z(r)$  подтверждена измерениями петель  $P-E$

гистерезиса в поле зонда АСМ в кристаллах НБС [6], при которых расчет величин  $E_c$  и поля смещения  $E_b$  на основе (3) дал хорошее согласие с макроскопическими значениями  $E_c$  и  $E_b$ .

Специфика поляризации одноосного релаксора НБС заключается в том [16,17], что скачкообразный надбарьерный процесс, характерный для модельных сегнетоэлектриков при  $E > E_c$ , имеет место лишь при  $E > E_i$  (где  $E_i$  – случайное поле в объеме релаксора). В полях, меньших  $E_i$ , поляризация идет по термоактивационному закону с длинными временами релаксации как при  $E > E_c$ , так и при  $E < E_c$  (где  $E_c$  – коэрцитивное поле, формально определяемое как полуширина петли  $P$ – $E$  гистерезиса); каждому значению  $E$  соответствует квазиравновесное значение  $P_e$ , зависящее от  $E$ . В согласии с этими выводами макроскопических измерений исследования динамики доменов в НБС в поле зонда АСМ [5,6] обнаружили, что доменная граница радиально движется, хотя и очень медленно, даже в полях  $E < 0.1 E_c$ . Таким образом, в любом поле часть объема кристалла поляризуется и величина  $P_e$  растет с  $E$ . Можно предположить, что под полем зонда АСМ  $P_e(r)$  следует  $E_z(r)$ , спадающему по закону (3).

Приведем оценки полей  $E_z(r)$  по формуле (3) для нашего экспериментального случая: острие зонда с  $R = 50$  нм находится в контакте с поверхностью ( $\delta \cong 0$ ),  $U_t = 10$  В,  $\epsilon_c = 900$ ,  $\epsilon_a = 450$ ;  $r = 50$ , 110 и 270 нм. В точке контакта острия с поверхностью  $E_z(0) \approx 22$  кВ/см. На расстоянии  $r = 50$  нм от центральной точки  $E_z = 5.3$  кВ/см. Эта величина превышает коэрцитивное поле  $E_c = 2$ – $4$  кВ/см, измеренное в НБС, в частности, методом АСМ [6]. Таким образом, при записи линии или квадрата с  $\Delta = 50$  нм приложение поля в каждой точке сопровождается увеличением  $P_e$  в соседних точках, и домены перекрываются, образуя квазинепрерывный линейный или квадратный домен (точнее говоря, область остаточной поляризации данного знака). При  $r = 110$  нм  $E_z \approx 0.9$  кВ/см  $< E_c$ ; при  $r = 270$  нм  $E_z \sim 0$ . В этих случаях 1D или 2D структуры можно представить себе как пространственно модулированную зависимость  $P_e(r)$  с периодом и глубиной модуляции, зависящими от расстояния между точками записи. Приложение поля в каждой точке влияет слабо или не влияет на величину  $P_e$  в соседних точках. Этим, по-видимому, объясняется меньшая исходная амплитуда дискретных цепочек с  $\Delta = 110$  и 270 нм (кривые 2–4 рис.3) по сравнению с квазинепрерывной доменной линией (кривая 1 на рис.3). В то же время, хотя в цепочке с  $\Delta = 270$  нм домены пространственно

разнесены и на первый взгляд кажутся не взаимодействующими, время распада этой структуры превышает время распада одиночного домена (кривые 3, 4 рис.3, при этом исходные амплитуды одиночных доменов и цепочки одинаковы).

Гипотетический сценарий переключения релаксорного сегнетоэлектрика принципиально отличается от ситуации, которую можно представить себе в модельном сегнетоэлектрике, где при  $E > E_c$  равновесная величина поляризации  $P_e$  всегда стремится к  $P_s$  независимо от величины  $E_z$  [18]. Здесь в пространственно неоднородном поле  $E_z(r)$  (3) переключение происходило бы в границах некоторого критического радиуса  $r_c$ , где  $E_z(r) > E_c$ . Распределение  $P_e(r)$  имело бы вид П-функции ( $P_e(r) = P_s$  для  $r < r_c$ ,  $P_e(r) = 0$  для  $r > r_c$ ) и гипотетическая 1D (или 2D) структура для  $\Delta > r_c$  представляла бы собой цепь 180°-доменов, разграниченных доменными стенками. Такая цепь распадалась бы путем “схлопывания” составляющих ее отдельных доменов. Механизм релаксации доменов в релаксорных сегнетоэлектриках, как уже упоминалось, не изучен.

Высказанные качественные соображения о специфике распределения поляризации в релаксорном сегнетоэлектрике не проясняют главного вопроса – какова причина возрастания устойчивости пространственно модулированной 2D структуры  $P_e(r)$  по сравнению с 1D структурой, а последней – по сравнению с локально измененной  $P_e(r)$  по тому же закону. В настоящее время для обсуждения процессов переключения в реальных сегнетоэлектриках широко привлекаются эффекты пиннинга доменов на точечных дефектах. Явления пиннинга особенно характерны для релаксорных сегнетоэлектриков в силу их фундаментальной структурной неоднородности, сопровождающейся существованием случайного поля  $E_i$  в объеме кристалла. Возможно, обнаруженные нами эффекты в доменных ансамблях могут найти объяснение в терминах влияния пиннинга.

Для иллюстрации гибкости используемого материала приводим произвольную доменную “картинку” (рис.5), записанную в кристалле НБС с использованием соответствующего графического шаблона при экспозиции  $U_t = \pm 10$  В,  $t_p = 10$  мс. Изображение получено в режиме пьезоэлектрического отклика; светлые и темные элементы изображения соответствуют антипараллельным доменам, записанным при приложении  $U_t$  противоположного знака. Время распада изображения порядка нескольких суток. Возможность создания доменных микроструктур произвольных конфигураций представляется привлекательной с практической точки зрения.

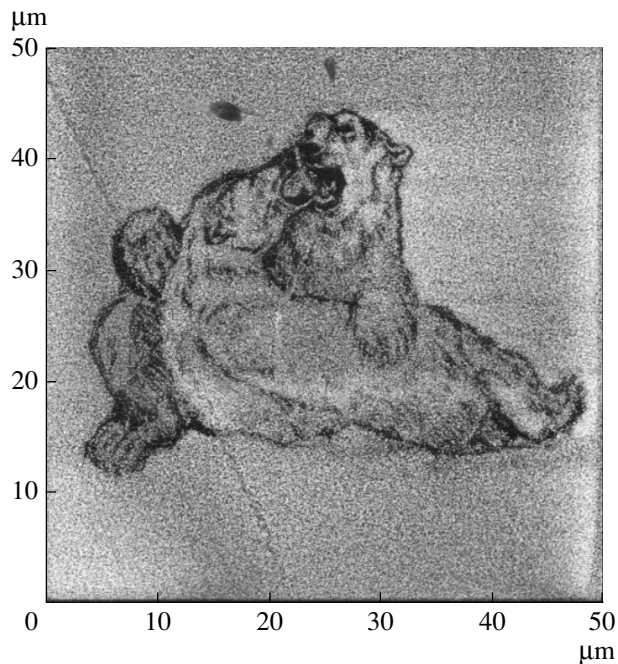


Рис. 5. Произвольная доменная “картина”, записанная в кристалле НБС с использованием соответствующего графического шаблона при экспозиции  $U_t = \pm 10$  В,  $t_p = 10$  мс

Авторы выражают благодарность С.А. Минюкову и В.И. Альшицу за полезные дискуссии, замечания и предложения. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 08-02-00600-а и # 09-02-00969-а) и Программы фундаментальных исследований ОФН РАН “Физика новых материалов и структур”.

1. D. S. Hum and M. M. Fejer, *Comptes Rendus Physique* **8**, 180 (2007).

2. V. Berger, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4136 (1998).
3. Y. S. Cho, K. Fujimoto, Y. Hiranaga et al., *Appl. Phys. Lett.* **81**, 4401 (2002).
4. A. Gruverman and S. V. Kalinin, *J. Mat. Sci.* **41**, 107 (2006).
5. Р. В. Гайнутдинов, Т. Р. Волк, А. Л. Толстихина, Л. И. Ивлева, *Письма в ЖЭТФ* **86**, 299 (2007).
6. R. V. Gainutdinov, T. R. Volk, O. A. Lysova et al., *Appl. Phys. B* **95**, 505 (2009).
7. А. В. Анкудинов, А. Н. Титков, *ФТТ* **47**, 1110 (2005).
8. L. I. Ivleva, N. V. Bogodaev, N. M. Polozkov, and V. V. Osiko, *Opt. Mat.* **4**, 168 (1995).
9. P. Lehnen, W. Kleemann, Th. Woike, and R. Pankrath, *Phys. Rev. B* **64**, 224109 (2001).
10. N. R. Ivanov, T. R. Volk, L. I. Ivleva et al., *Crystallography Report* **47**, 1023 (2002).
11. T. Tybell, C. H. Ahn, and J.-M. Triscone, *Appl. Phys. Lett.* **72**, 1454 (1998).
12. K. Terabe, M. Nakamura, S. Takekawa et al., *Appl. Phys. Lett.* **82**, 433 (2003).
13. G. Rosenman, P. Urenski, A. Agronin et al., *Appl. Phys. Lett.* **82**, 103 (2003).
14. E. J. Mele, *Am. J. Phys.* **69**, 557 (2001).
15. G. van der Zwan and R. M. Mazo, *J. Chem. Phys.* **82**, 3344 (1985).
16. В. В. Гладкий, В. А. Кириков, Т. Р. Волк и др., *ЖЭТФ* **120**, 678 (2001) [V. V. Gladkioe, V. A. Kirikov, T. R. Volk et al., *JETP* **93**, 596 (2001)].
17. T. Granzow, U. Doerfler, Th. Woike et al., *Phys. Rev. B* **63**, 174101 (2001).
18. М. Лайнс, А. Гласс, *Сегнетоэлектрики и родственные материалы*, М.: Мир, 1981. (M. E. Lines and A. M. Glass, *Principles and Applications of Ferroelectrics and Related Materials*, Clarendon, Oxford, 1977).