

РОСТ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ДОМЕНОВ В ПОЛЯРНОМ НАПРАВЛЕНИИ

© 2023 г. В. Я. Шур^{1,*}, Е. В. Пелегова¹, А. П. Турыгин¹, М. С. Кособоков¹, Ю. М. Аликин¹

¹Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

*E-mail: vladimir.shur@urfu.ru

Поступила в редакцию 25.01.2023 г.

После доработки 25.01.2023 г.

Принята к публикации 08.03.2023 г.

Прямое прораствание доменов в полярном направлении исследовано на примере формирования изолированных клиновидных доменов и массивов доменов на неполярных срезах ниобата лития при приложении электрического поля зондом сканирующего зондового микроскопа. Рост доменов происходит за счет генерации ступеней и движения заряженных кинков вдоль заряженных доменных стенок. Моделирование пространственного распределения поля показало, что генерация ступеней вблизи вершины домена в основном вызвана воздействием внешнего поля, а прямое прораствание обусловлено движением кинков в поле, создаваемом соседними кинками. Сканирование зондом с приложенным напряжением приводит к самоорганизованному формированию массивов доменов с чередованием длин: удвоением, учетверением и хаотическим поведением под действием деполаризующих полей, создаваемых тремя соседними доменами.

DOI: 10.31857/S0023476123600611, EDN: ECXUGO

ВВЕДЕНИЕ

Сегнетоэлектрические материалы обладают исключительно богатым набором полезных свойств, включая пьезо-, пироэлектричество, нелинейно-оптические и электрооптические эффекты и многие другие. Отметим, что все важные для применения характеристики зависят от доменной структуры [1]. Создание стабильной доменной структуры с заданными параметрами (“доменная инженерия” и “инженерия доменных стенок”) позволяет существенно улучшать характеристики устройств за счет пространственной модуляции свойств [2–4]. Наиболее успешно доменная инженерия используется для изготовления электрооптических и нелинейно-оптических устройств, таких как преобразователи частоты лазерного излучения с рекордной эффективностью на основе периодически поляризованных кристаллов, преимущественно семейства ниобата лития (LiNbO₃, LN) [5–8]. Развитие методов доменной инженерии требует изучения эволюции доменной структуры при переключении поляризации [8] с использованием возможностей взаимодополняющих методов визуализации доменов с высоким пространственным разрешением.

Первые изображения статической доменной структуры в сегнетоэлектриках были получены с

помощью оптической микроскопии в кристаллах сегнетовой соли [9] и титаната бария (BaTiO₃, BT) [10]. *In situ* оптическая визуализация эволюции доменной структуры в BT при переключении поляризации в электрическом поле позволила выявить стадию прямого прораствания конических доменов [11, 12]. В дальнейшем доменная структура различных сегнетоэлектриков изучалась с использованием методов визуализации с высоким пространственным разрешением, таких как сканирующая электронная микроскопия (СЭМ) [13] и силовая микроскопия пьезоэлектрического отклика (СМПО) [14, 15]. Однако исследования кинетики доменов в образцах с полярным срезом (вырезанных перпендикулярно полярной оси) не позволили непосредственно наблюдать рост доменов в объеме кристалла. В результате быстрый рост доменов в полярном направлении (прямое прораствание) до сих пор недостаточно изучен из-за ограниченного пространственного разрешения оптической микроскопии и неприменимости методов высокого разрешения.

Известно, что эволюция доменной структуры при переключении поляризации из монодоменного состояния имеет последовательные основные стадии: *во внешнем поле* происходит возникновение новых доменов, прямое их прораствание,

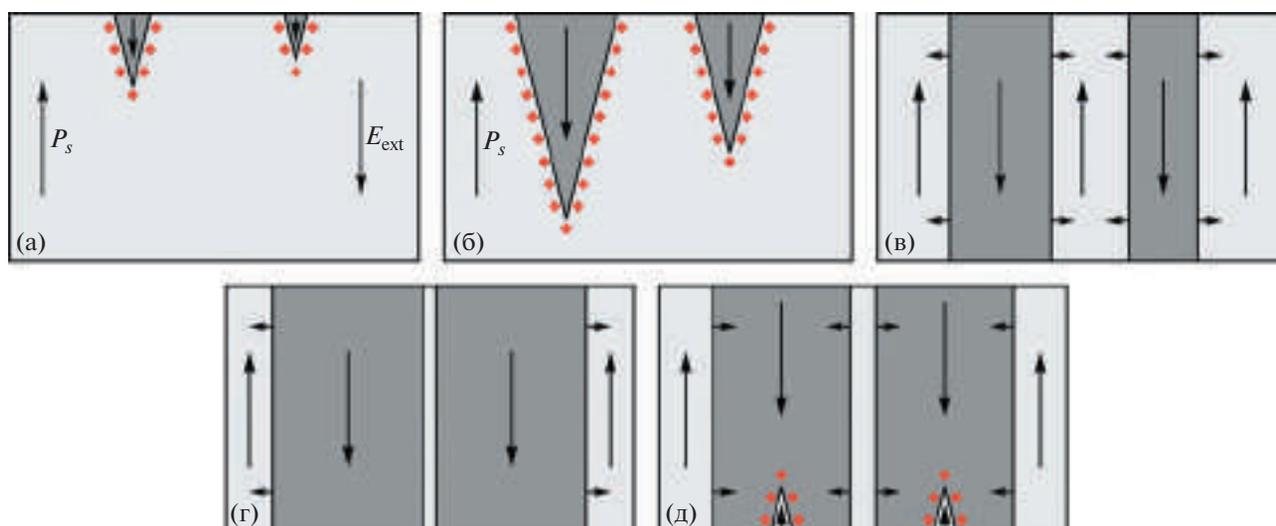


Рис. 1. Основные стадии эволюции доменной структуры при переключении поляризации: *в поле* — возникновение новых доменов (а), прямое прорастание доменов (б), боковой рост доменов (в), слияние доменов (г); *после выключения поля* — самопроизвольное обратное переключение (д).

боковой рост доменов и их слияние, а *после выключения внешнего поля* — самопроизвольное обратное переключение (рис. 1) [16]. Прямое прорастание доменов с заряженными стенками преобладает на стадии прямого прорастания, когда возникающие на полярных поверхностях домены быстро растут в полярном направлении (рис. 1б), и на стадии обратного переключения, когда удлиняются несквозные остаточные домены (рис. 1д).

In situ-визуализация прямого прорастания при переключении поляризации в пластинах с полярным срезом затруднена, поскольку в объеме одновременно быстро растет множество доменов, а изображения статических конических доменов на поперечных сечениях существенно искажаются даже при незначительных отклонениях сечения от полярного направления [17]. Кроме того, выявление доменов с помощью селективного химического травления существенно изменяет их форму [18].

Только использование СМПО для наблюдения роста доменов в пластинах одноосных сегнетоэлектриков, вырезанных вдоль полярной оси (неполярный срез), при локальном приложении поля с помощью проводящего зонда сканирующего зондового микроскопа (СЗМ) позволило непосредственно изучить стадию прямого прорастания с высоким пространственным разрешением [19]. К преимуществам метода относится возможность контролируемого создания с помощью СЗМ одиночного домена, растущего вдоль поверхности кристалла, и его визуализации с нанометровым разрешением методом СМПО в той же установке.

Локальное переключение поляризации в пластинах LN с неполярным срезом исследовалось при приложении электрического поля с помощью металлической иглы [20], электронного луча [21, 22] и проводящего зонда СЗМ [19, 23, 24]. Показано, что после прекращения действия внешнего поля наблюдается значительное обратное переключение, которое приводит к изменению размеров и формы клиновидного домена и даже к образованию домена с противоположным направлением P_s [23]. Выявлена ключевая роль инжектированного заряда [24–29] и экранирования приложенного поля [30–33]. Обнаруженные взаимодействия доменов и формирование самоорганизованных доменных структур на неполярном срезе кристалла LN, легированного MgO (MgOLN), при локальном переключении были объяснены влиянием электрического поля, созданного на заряженных доменных стенках (ЗДС) клиновидных доменов [24, 27].

LN представляет собой одноосный кристалл с симметрией $C3v$ ($R3c$) в сегнетоэлектрической фазе и простой доменной структурой, состоящей из 180° -ных доменов. Электрооптический эффект позволяет *in situ* наблюдать кинетику доменов оптическими методами [34]. Поэтому LN можно рассматривать как модельный кристалл для изучения кинетики доменов. Благодаря многочисленным практическим применениям LN стал признанным лидером в использовании доменной инженерии. Для увеличения порога оптического повреждения производят кристаллы MgOLN, из которых изготавливают периодически поляризованные элементы для преобразования длины волны лазерного излучения [8]. Таким образом, кристаллы семейства LN являются наи-

более широко используемыми периодически поляризованными сегнетоэлектриками и, как следствие, наиболее популярным материалом для микро- и нанодоменной инженерии.

Теоретический подход к объяснению прямого прорастания доменов основан на модели пробоя сегнетоэлектрических доменов, предложенной М. Молоцким и соавт. [35, 36]. В этих работах объясняли экспериментально наблюдавшееся сквозное прорастание доменов при локальном переключении проводящим зондом СЗМ в толстой пластине конгруэнтного LN (CLN) с полярным срезом и утверждали, что “пробой сегнетоэлектрического домена является экстремальным проявлением кулоновской неустойчивости...” [36]. Согласно модели Молоцкого, “движущей силой пробоя сегнетоэлектрического домена является ... внутренняя сила, возникающая благодаря уменьшению энергии деполяризующего поля при удлинении домена” [36]. Таким образом, основная идея модели основана на утверждении, что существование ЗДС невозможно из-за значительного увеличения деполяризующей энергии. Однако в настоящее время установлено, что это утверждение ошибочно, и метастабильные доменные структуры с ЗДС не только активно изучаются экспериментально и теоретически, а также контролируемо создаются в различных сегнетоэлектриках [37–40].

Образование домена с поляризацией, направленной в плоскости пластины с неполярным срезом, при локальном приложении поля зондом СЗМ было впервые теоретически рассмотрено Н. Перцевым и А. Холкиным на примере одноосных сегнетоэлектриков LN и танталата лития LiTaO_3 [41]. Рассчитанные равновесные размеры растущих в полярном направлении доменов клиновидной формы определялись пространственным распределением полярной компоненты электрического поля. Позднее проведенные экспериментальные исследования показали, что длина доменов многократно превосходит теоретические оценки, т.е. домены растут и в области с пренебрежимо малым значением полярной компоненты поля [19].

В настоящей работе представлены результаты систематического экспериментального исследования индуцированного зондом СЗМ прямого прорастания доменов и самоорганизованного формирования массивов доменов при сканировании зондом на неполярных срезах кристаллов CLN и MgOLN. Полученные результаты объяснены в рамках кинетического подхода.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Исследовано индуцированное зондом переключение поляризации в пластинах CLN и MgOLN с неполярным срезом, вырезанных пер-

пендикулярно осям X и Y . Рост изолированных доменов изучался в пластинах MgOLN толщиной 400 мкм и 1 мм, а формирование массивов доменов – в пластинах CLN толщиной 400 мкм. Все пластины были изготовлены Yamaju Ceramics (Япония) и имели шероховатость поверхностей не более 1 нм.

Локальное переключение поляризации проводилось с помощью многофункциональной платы сбора данных NI6251 (National Instruments, США) и высоковольтного усилителя Trek-677B (TREK, Inc., США). Доменная структура создавалась и визуализировалась с помощью зондовой нанолaborатории NTEGRA Aura (NT-MDT Spectrum Instruments, Россия). Использовались коммерческие зонды NSC18 с титано-платиновым проводящим покрытием (MikroMasch, Эстония) с радиусом кривизны 35 нм, резонансной частотой 70 кГц и жесткостью 3.5 Н/м. Для визуализации доменов на поверхности использовали СМПО с приложением переменного напряжения амплитудой 3 В и частотой, далекой от контактного резонанса зонда. Изолированные домены создавали одиночными прямоугольными импульсами амплитудой U_p от 40 до 200 В и длительностью t_p от 10 мс до 10 с. При переключении зонд отводили от поверхности до окончания переключющего импульса (withdraw switching mode), чтобы избежать самопроизвольного обратного переключения [23]. Массивы доменов создавали сканированием зондом СЗМ с фиксированной скоростью 1 мкм/с и постоянным напряжением в диапазоне от 100 до 250 В. Все эксперименты проводили при комнатной температуре в потоке азота с контролируемой влажностью (RH).

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Изолированные клиновидные домены образуются вблизи зонда в области с направлением полярной компоненты поля E_z , противоположным спонтанной поляризации, и растут в полярном направлении Z (рис. 2а, 2б). Типичная форма домена представлена на рис. 2б.

Длина домена увеличивается пропорционально амплитуде импульса (рис. 3а) и логарифму его длительности (рис. 3б). Подобные зависимости радиуса домена от амплитуды и длительности импульса наблюдались при локальном переключении на полярных срезах LN [42, 43]. Отметим, что длина домена достигала 30 мкм, что значительно превышало теоретическую оценку [41]. Вместе с тем расчет показал, что полярная компонента поля $E_{ip,z}$, создаваемого зондом СЗМ, локализована вблизи зонда в области диаметром ~ 1 мкм и на больших расстояниях пренебрежимо мала (рис. 2в). Более того, сам факт стабильного существования доменов с заряженными стенками противоречит

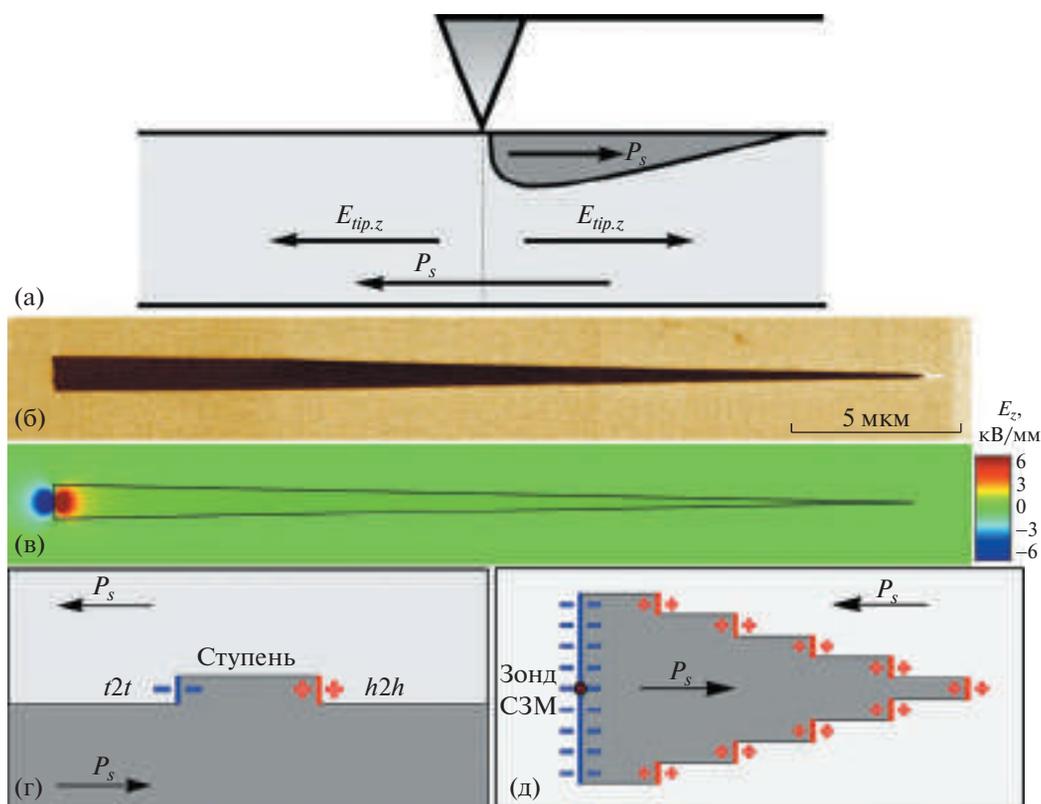


Рис. 2. Схема индуцированного зондом переключения поляризации на неполярном срезе одноосного сегнетоэлектрика (а). СМПО-изображение домена, созданного в пластине MgOLN X-среза прямоугольным импульсом амплитудой $U_p = 200$ В и длительностью $t_p = 5$ с (б). Пространственное распределение полярной компоненты поля, создаваемого зондом СЗМ (в). Схема ступени на доменной стенке с заряженными кинками $h2h$ и $t2t$ (г). Схема клиновидного домена с заряженной доменной стенкой с кинками $h2h$ (д).

основной идее модели Молоцкого [35, 36]. Поэтому для объяснения полученных экспериментальных результатов был использован кинетический подход, основанный на аналогии роста кристаллов и доменов [16, 44, 45].

Зависимость ширины основания домена от напряжения, рассчитанная в приближении точечного заряда [46] с учетом емкости зонда, имеет вид [47]:

$$w_d(U_{\text{tip}}) = k_w (U_{\text{tip}} - U_{\text{th.st}})^{1/2}, \quad (1)$$

где k_w пропорционально подвижности ступеней, $U_{\text{th.st}}$ – пороговое поле для генерации ступеней.

Согласно кинетическому подходу эволюция доменной структуры представляет собой пример твердофазного фазового превращения первого рода и определяется процессами зародышеобразования [48, 49]. Ранее было сформулировано утверждение, что механизм роста кристаллов может быть применен не только к границам между твердым телом и жидкостью, но и к границам раздела в кристаллической среде, когда на обе фазы распространяется одинаковая кристаллическая решетка, как и в сегнетоэлектрических доменных

стенках [50]. Домены, разделенные доменными стенками, аналогичны фазам, разделенным границами раздела. В этом случае рост домена в сегнетоэлектрике рассматривается по аналогии с ростом кристалла. Эволюция доменной структуры в поле обусловлена генерацией зародышей различных размерностей с преимущественной ориентацией спонтанной поляризации (рис. 2в, 2г). Скорости зародышеобразования пропорциональны превышению локального поля над пороговыми значениями. Такой подход был успешно применен для объяснения эволюции доменной структуры и экспериментально наблюдаемого разнообразия форм изолированных доменов [14, 44, 45]. Доменная стенка перемещается в результате генерации ступеней и движения кинков [4]. При переключении в объеме генерация элементарных ступеней толщиной в одну постоянную ячейку путем двумерного зародышеобразования приводит к появлению пары заряженных кинков: голова-к-голове (head-to-head, $h2h$), заряженному положительно, и хвост-к-хвосту (tail-to-tail, $t2t$), заряженному отрицательно (рис. 2г). Отклоненная от полярного направления ЗДС содержит регулярно расположенные заряженные кинки од-

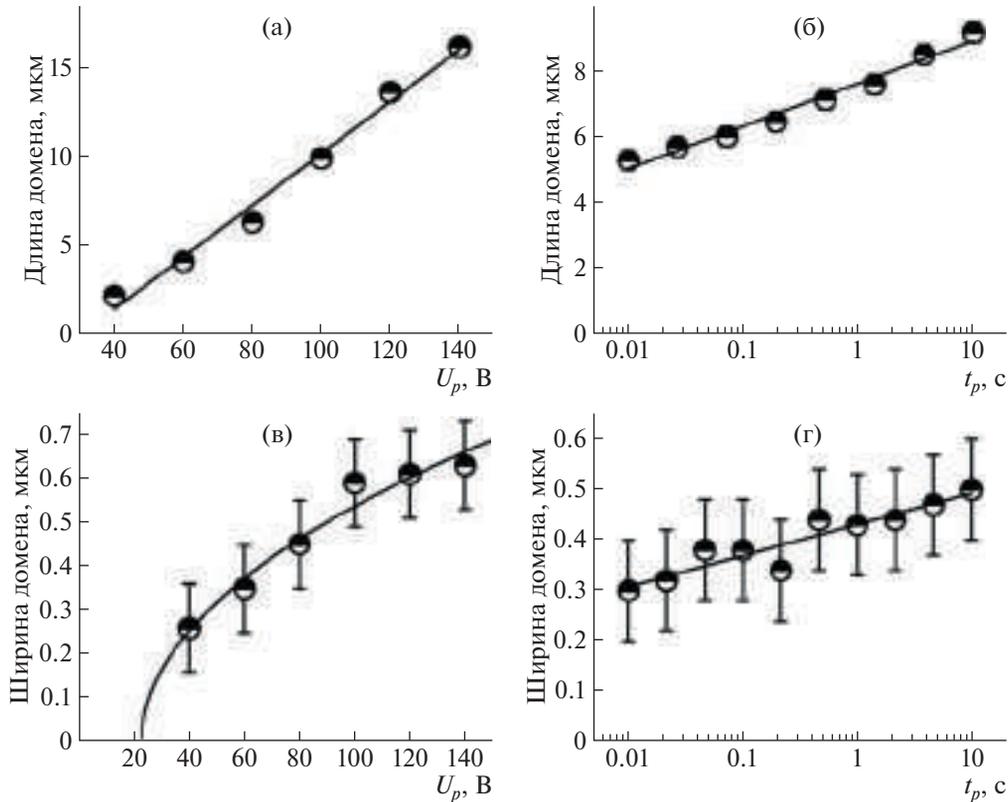


Рис. 3. Зависимости длины домена (а, б) и ширины домена (в, г) от амплитуды импульса переключения длительностью 0.5 с (а, в) и от длительности импульса амплитудой 100 В (б, г). Пластина MgOLN X-среза.

ного типа (рис. 2д). Движение кинков является результатом одномерного зародышеобразования [4].

Обе вероятности зародышеобразования пропорциональны превышению полярной составляющей неоднородного и зависящего от времени локального поля, усредненного по объему зародыша, $E_{loc.z}(r, t)$ над пороговыми значениями $E_{th.i}$ ($E_{th.st}$ и $E_{th.k}$) [51]:

$$\Delta E_{loc.z.i}(r, t) = E_{loc.z}(r, t) - E_{th.i}. \quad (2)$$

$E_{loc.z}$ является суперпозицией полярных компонент нескольких полей: внешнего поля ($E_{tip.z}$), созданного зондом с приложенным напряжением; деполяризующего поля ($E_{dep.z}$), созданного связанными зарядами, локализованными в основании клиновидного домена, и заряженными кинками; поля внешнего экранирования ($E_{scr.z}$), созданного перераспределением зарядов на поверхности вблизи зонда за счет тока переключения и инжектированного заряда; поля объемного экранирования ($E_{b.z}$), созданного медленным перераспределением объемных экранирующих зарядов и поверхностной проводимостью [4, 14, 44, 45]:

$$E_{loc.z}(r, t) = E_{tip.z}(r, t) - [E_{dep.z}(r, t) - E_{scr.z}(r, t)] - E_{b.z}(r, t). \quad (3)$$

Уширение домена за счет роста основания обусловлено генерацией ступеней, в основном под действием полярной составляющей внешнего поля, создаваемого зондом [41]. Полевая зависимость скорости генерации ступеней имеет вид

$$dn_s/dt(E) = k(E_{loc.z} - E_{th.st}), \quad (4)$$

где n_s – концентрация ступеней, $E_{th.st}$ – пороговое поле для генерации ступеней, k – коэффициент.

Создаваемое заряженными кинками деполаризующее поле стимулирует их движение, и полевая зависимость скорости движения кинков выражается следующим образом:

$$v_k(E) = \mu_k(E_{loc.z} - E_{th.k}), \quad (5)$$

где μ_k – подвижность кинков, $E_{th.k}$ – пороговое поле движения кинков.

Пространственное распределение $E_{loc.z}$ для клиновидного домена при переключении проводящим зондом СЗМ моделировалось методом конечных элементов с использованием коммерческого пакета COMSOL Multiphysics. Рассматривался зонд СЗМ в форме конуса с полусферическим концом: высота конической части 1.5 мкм, угол конуса 40° и радиус 30 нм. Приложенное напряжение +100 В. Домен имел форму половины конуса с эллиптическим основанием шириной 250 нм, глубиной

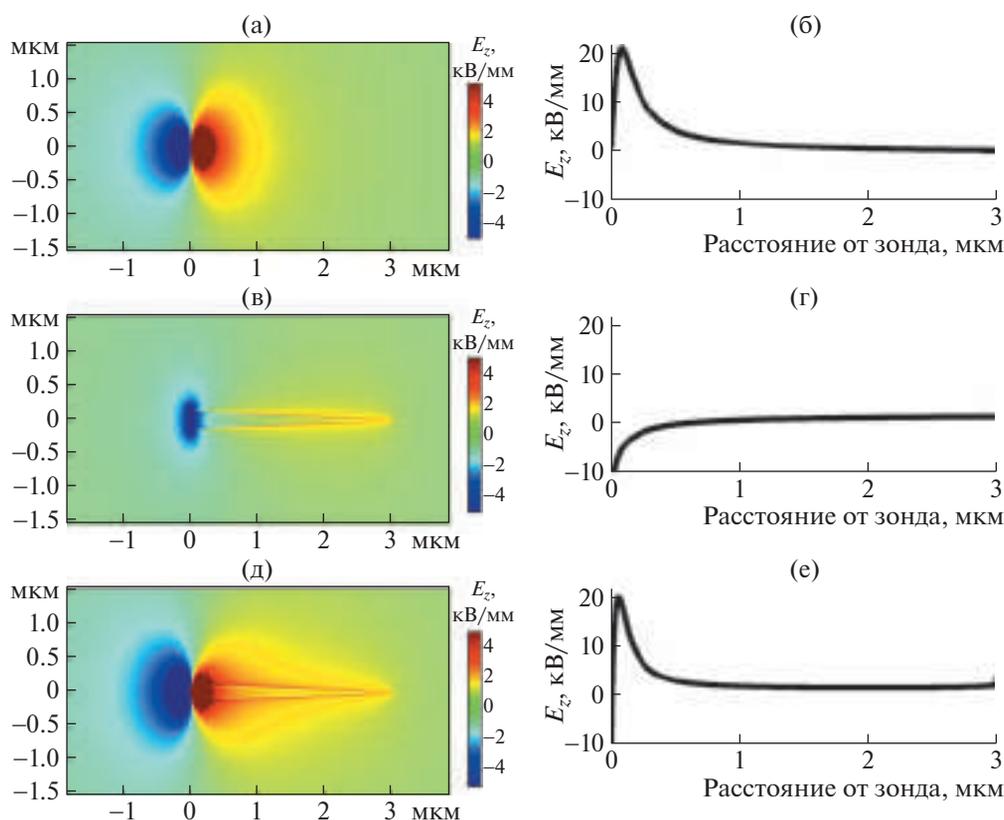


Рис. 4. Результаты расчета полярных компонент полей при переключении зондом клиновидного домена на Y -срезе. Пространственные распределения (а, в, д) и зависимости полей на доменной стенке от расстояния от зонда (б, г, е): $E_{\text{tip},z}$, внешнее поле, созданное зондом (а), $E_{\text{dep},z} - E_{\text{scr},z}$, остаточное деполяризирующее поле, созданное доменом с ЗДС (б), $E_{\text{loc},z}$, суммарное поле (д).

20 нм и длиной 6 мкм. Предполагалось, что поле деполяризации у основания домена полностью скомпенсировано внешним экранированием.

Был проведен расчет пространственного распределения полярных компонент электрических полей на Y -срезе: $E_{\text{tip},z}$, создаваемого зондом (рис. 4а), $E_{\text{dep},z} - E_{\text{scr},z}$, создаваемого кинками (рис. 4в), и общего значения $E_{\text{loc},z}$ (рис. 4д). Расчет зависимости полярных компонент этих полей на доменной стенке от расстояния от зонда (рис. 4б, 4г, 4е) показал, что при прямом прорастании доменов движение доменных стенок вызвано генерацией элементарных ступеней вблизи зонда под действием $E_{\text{tip},z}$ и движением заряженных кинков вдоль доменной стенки в полярном направлении под действием $E_{\text{dep},z} - E_{\text{scr},z}$. Таким образом, прямое прорастание доменов вдали от зонда, в области с пренебрежимо малой величиной создаваемого зондом поля, вызвано движением кинков под действием деполяризирующего поля, индуцированного заряженными кинками.

Предложенный механизм может быть применен и для объяснения локального переключения на полярном срезе объемных образцов. В этом

случае для прямого прорастания домена достаточно генерировать ступени на доменной стенке на полярной поверхности, и домен удлиняется в полярном направлении за счет движения кинков в поле, создаваемом соседними кинками.

Переключение путем сканирования смещенным зондом СЗМ приводит к формированию массивов клиновидных доменов с чередованием длины (рис. 5а). Не обнаружено существенного различия в периоде массива, а также в форме и длине доменов для переключения на X - и Y -срезах.

Средняя длина и период доменов в массивах пропорциональны амплитуде переключающего импульса (рис. 5б, 5в). Такая зависимость длины характерна для роста изолированных доменов при локальном переключении на неполярных срезах LN [19].

Статистический анализ массивов доменов позволил разделить домены по длине на три группы: короткие (S), средние (M) и длинные (L) (рис. 5г). При этом наблюдалось чередование доменов разной длины. В каждом массиве сосуществовали несколько режимов чередования длин

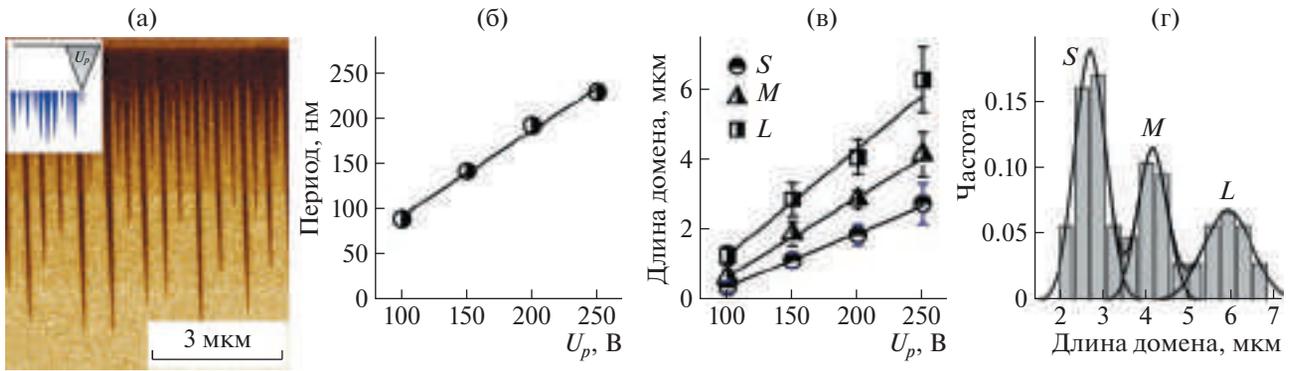


Рис. 5. СМПО-изображение самоорганизованного массива клиновидных доменов, полученного сканированием в CLN при $U_p = 250$ В (а). Зависимости от напряжения среднего периода доменов (б), длины доменов разных групп (в), гистограмма распределения доменов по длине (г).

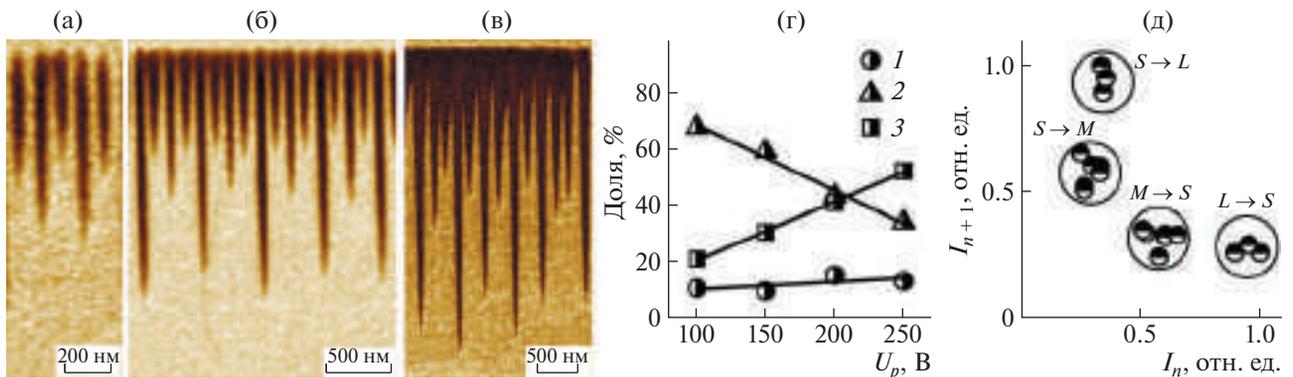


Рис. 6. СМПО-изображения различных режимов изменения длины в массивах доменов: удвоение (а), учетверение (б), хаос (в). Зависимость доли различных режимов от амплитуды импульса U_p (г). График повторения для массива, полученного в режиме учетверения (д).

с различной периодичностью: удвоение, учетверение и хаос (рис. 6а–6в).

В режиме удвоения чередовались домены двух групп (рис. 6а), а при учетверении – последовательности из четырех доменов трех групп: $L-S-M-S$ (рис. 6б). В хаотическом режиме домены различных групп распределялись неупорядоченно (рис. 6в). Аналогичные режимы чередования доменов были получены в [27] при сканировании заземленным зондом СЗМ. Этот эффект был отнесен за счет электростатического взаимодействия соседних клиновидных доменов.

Статистический анализ длины доменов в массивах позволил выявить линейные зависимости от напряжения средней длины доменов в каждой группе (рис. 5в) и доли доменов различных режимов (рис. 6г). Увеличение напряжения приводит к уменьшению доли учетверения и увеличению доли хаоса, при этом доля удвоения практически не меняется (рис. 6г).

Для статистического описания массивов доменов построена карта возврата (график Пуанкаре),

представляющая собой используемый для оценки самоподобия в процессах график повторения – зависимость длины каждого домена в массиве (I_{n+1}) от длины предыдущего (I_n) [52] (рис. 6д). Длины были нормированы на длину самого длинного домена в массиве. Для режима учетверения чередование длин доменов в массиве приводит к формированию четырех кластеров на графике повторения, соответствующих четырем парам соседних доменов ($L-S$, $S-M$, $M-S$, $S-L$) (рис. 6д). Компактное расположение кластеров на графике свидетельствует о высокой упорядоченности полученных массивов.

Самоорганизованное формирование массивов доменов было рассмотрено в рамках кинетического подхода. Принималось во внимание, что поле на стенке очередного растущего домена в массиве содержит вклад деполаризующих полей, создаваемых соседними доменами. Моделирование показало, что для объяснения наблюдаемого чередования длин необходимо учитывать влияние полей, создаваемых тремя предыдущими до-

менами [27]. Для определения длины нового домена использовались расчетные значения $E_{\text{loc.z}}$ для всех наблюдаемых комбинаций трех соседних доменов ($L-S-M$, $S-M-S$, $M-S-L$ и $S-L-S$).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально исследовано прямое прорастание изолированных доменов и массивов доменов, возникающих в результате индуцированного зондом переключения на неполярных срезах кристаллов ниобата лития. Домены созданы и визуализированы с высоким пространственным разрешением с помощью сканирующей зондовой микроскопии. Клиновидные домены с отношением длины к ширине до 30 и заряженными доменными стенками росли в полярном направлении.

Проведенный расчет показал, что создаваемая зондом полярная компонента поля превышала пороговое значение для роста доменов только в области радиусом ~ 1 мкм, тогда как длина доменов достигала десятков микрометров. Этот факт был рассмотрен в рамках кинетического подхода, основанного на аналогии роста домена и кристалла. Обсуждался механизм роста доменов за счет генерации ступеней и движения заряженных кинков. При этом скорости генерации ступеней и движения кинков зависят от превышения полярной составляющей локального поля над пороговыми значениями. Учитывались вклады в величину локального поля: внешнего поля, создаваемого зондом, деполяризующего поля, создаваемого заряженными кинками, и экранирующих полей. Расчет пространственного распределения локального поля показал, что прямое прорастание домена обусловлено генерацией ступеней в окрестности зонда и движением кинков в деполяризующем поле, создаваемом соседними кинками. Этот механизм позволил объяснить рост доменов в области вдали от зонда с пренебрежимо малой величиной внешнего поля.

Показано, что сканирование зондом приводило к формированию самоорганизованных массивов клиновидных доменов с чередованием длины. В каждом массиве сосуществовали изменения длины доменов с различной периодичностью: удвоение, учетверение и хаос. Доли различных мод в каждом массиве зависели от приложенного напряжения. Построение графика повторения подтвердило высокое упорядочение исследуемых массивов. Формирование самоорганизованных массивов доменов объяснено в рамках кинетического подхода с учетом влияния деполяризующих полей, создаваемых тремя соседними доменами.

Предложенный механизм прорастания доменов может быть применен для индуцированного зондом переключения поляризации на полярном

срезе объемных образцов. В этом случае для прямого прорастания домена достаточно генерировать ступени у доменной стенки на полярной поверхности, а удлинение домена в объеме вызвано движением заряженных кинков в поле, создаваемом соседними кинками. Полученные результаты и их объяснение будут использованы для совершенствования методов доменной инженерии при создании регулярных доменных структур в сегнетоэлектрических кристаллах.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 19-12-00210) с использованием оборудования УЦКП “Современные нанотехнологии” УрФУ (рег. № 2968), поддержанного Министерством науки и высшего образования РФ (проект 075-15-2021-677).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Tagantsev A.K., Cross L.E., Fousek J.* Domains in ferroic crystals and thin films. Berlin: Springer, 2010. 822 p. <https://doi.org/10.1007/978-1-4419-1417-0>
2. *Newnham R.E., Miller C.S., Cross L.E. et al.* // *Phys. Status Solidi.* 1975. V. 32. P. 69. <https://doi.org/10.1002/pssa.2210320107>
3. *Wada S.* // *Ferroelectrics.* 2009. V. 389. P. 3. <https://doi.org/10.1080/00150190902987335>
4. *Shur V.Ya.* // *Advanced piezoelectric materials* / Ed. Uchino K. Cambridge: Woodhead Publishing, 2017. P. 235. <https://doi.org/10.1016/B978-0-08-102135-4.00006-0>
5. *Fejer M.M., Magel G.A., Jundt D.H. et al.* // *IEEE J. Quantum Electron.* 1992. V. 28. P. 2631. <https://doi.org/10.1109/3.161322>
6. *Hum D.S., Fejer M.M.* // *C. R. Phys.* 2007. V. 8. P. 180. <https://doi.org/10.1016/j.crhy.2006.10.022>
7. *Shur V.Ya., Rumyantsev E.L., Nikolaeva E.V. et al.* // *Ferroelectrics.* 2000. V. 236. P. 129. <https://doi.org/10.1080/00150190008016047>
8. *Shur V.Ya., Akhmatkhanov A.R., Baturin I.S.* // *Appl. Phys. Rev.* 2015. V. 2. P. 040604. <https://doi.org/10.1063/1.4928591>
9. *Класен-Неклюдова М.В., Чернышева М.А., Штернберг А.А.* // Докл. АН СССР. 1948. Т. 18. С. 527.
10. *Matthias B., von Hippel A.* // *Phys. Rev.* 1948. V. 73. P. 1378. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.73.1378>
11. *Merz W.J.* // *Phys. Rev.* 1954. V. 95. P. 690. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.95.690>
12. *Little E.A.* // *Phys. Rev.* 1955. V. 98. P. 978. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.98.978>
13. *Le Bihan R.* // *Ferroelectrics.* 1988. V. 97. P. 19. <https://doi.org/10.1080/00150198908018081>
14. *Gruverman A., Auciello O., Tokumoto H.* // *Annu. Rev. Mater. Sci.* 1998. V. 28. P. 101. <https://doi.org/10.1146/annurev.matsci.28.1.101>
15. *Kholkin A.L., Kalinin S.V., Roelofs A., Gruverman A.* // *Scanning probe microscopy* / Eds. Kalinin S., Gruver-

- man A. New York: Springer, 2007. P. 173.
https://doi.org/10.1007/978-0-387-28668-6_7
16. *Shur V.Ya.* // Handbook of Advanced Dielectric, Piezoelectric and Ferroelectric Materials – Synthesis, Characterization and Applications / Ed. Ye G.-Z. Cambridge: Woodhead Publishing, 2008. P. 622.
 17. *Gopalan V., Mitchell T.E.* // J. Appl. Phys. 1998. V. 83. P. 941.
<https://doi.org/10.1063/1.366782>
 18. *Shur V.Ya., Lobov A.I., Shur A.G. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2005. V. 87. P. 022905.
<https://doi.org/10.1063/1.1993769>
 19. *Alikin D.O., Ievlev A.V., Turygin A.P. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 106. P. 182902.
<https://doi.org/10.1063/1.4919872>
 20. *Zalesky V.G., Fregatov S.O.* // Phys. B. Condens. Matter. 2006. V. 371. P. 158.
<https://doi.org/10.1016/j.physb.2005.10.097>
 21. *Kokhanchik L.S., Borodin M.V., Shandarov S.M. et al.* // Phys. Solid State. 2010. V. 52. P. 1722.
<https://doi.org/10.1134/S106378341008024X>
 22. *Volk T.R., Kokhanchik L.S., Gainutdinov R.V. et al.* // Ferroelectrics. 2016. V. 500. P. 129.
<https://doi.org/10.1080/00150193.2016.1214527>
 23. *Ievlev A.V., Alikin D.O., Morozovska A.N. et al.* // ACS Nano. 2015. V. 9. P. 769.
<https://doi.org/10.1021/nn506268g>
 24. *Turygin A.P., Alikin D.O., Alikin Yu.M. et al.* // Materials. 2017. V. 10. P. 1143.
<https://doi.org/10.3390/ma10101143>
 25. *Lilienblum M., Soergel E.* // J. Appl. Phys. 2011. V. 110. P. 052018.
<https://doi.org/10.1063/1.3623775>
 26. *Bühlmann S., Colla E., Murali P.* // Phys. Rev. B. 2005. V. 72. P. 214120.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.72.214120>
 27. *Turygin A.P., Alikin D.O., Kosobokov M.S. et al.* // ACS Appl. Mater. Interfaces. 2018. V. 10. P. 36211.
<https://doi.org/10.1021/acsami.8b10220>
 28. *Ievlev A.V., Morozovska A.N., Eliseev E.A. et al.* // Nat. Commun. 2014. V. 5. P. 4545.
<https://doi.org/10.1038/ncomms5545>
 29. *Kim Y., Bühlmann S., Hong S. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 90. P. 072910.
<https://doi.org/10.1063/1.2679902>
 30. *Abplanalp M., Fousek J., Günter P.* // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. P. 5799.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.86.5799>
 31. *Ievlev A.V., Morozovska A.N., Shur V.Ya. et al.* // Phys. Rev. B. 2015. V. 91. P. 214109.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.91.214109>
 32. *Shur V.Ya., Rumyantsev E.L., Nikolaeva E.V. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2000. V. 76. P. 143.
<https://doi.org/10.1063/1.125683>
 33. *Shur V.Ya., Rumyantsev E.L., Batchko R.G. et al.* // Phys. Solid State 1999. V. 41. P. 1681.
<https://doi.org/10.1134/1.1131068>
 34. *Muller M., Soergel E., Buse K.* // Opt. Lett. 2003. V. 28. P. 2515.
<https://doi.org/10.1134/1.1131068>
 35. *Molotskii M., Agronin A., Urenski P. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. P. 107601.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.90.107601>
 36. *Molotskii M., Rosenwaks Y., Rosenman G.* // Annu. Rev. Mater. Res. 2007. V. 37. P. 271.
<https://doi.org/10.1146/annurev.matsci.37.052506.084223>
 37. *Shur V.Ya., Rumyantsev E.L., Nikolaeva E.V. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2000. V. 77. P. 3636.
<https://doi.org/10.1063/1.1329327>
 38. *Sluka T., Tagantsev A.K., Bednyakov P. et al.* // Nat. Commun. 2013. V. 4. P. 1808.
<https://doi.org/10.1038/ncomms2839>
 39. *Campbell M.P., McConville J.P.V., McQuaid R.G.P. et al.* // Nat. Commun. 2016. V. 7. P. 13764.
<https://doi.org/10.1038/ncomms13764>
 40. *Esin A.A., Akhmatkhanov A.R., Shur V.Ya.* // Appl. Phys. Lett. 2019. V. 114. P. 092901.
<https://doi.org/10.1063/1.5079478>
 41. *Pertsev N.A., Kholkin A.L.* // Phys. Rev. B. 2013. V. 88. P. 174109.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.88.174109>
 42. *Agronin A., Molotskii M., Rosenwaks Y. et al.* // J. Appl. Phys. 2006. V. 99. P. 104102.
<https://doi.org/10.1063/1.2197264>
 43. *Shur V.Ya., Ievlev A.V., Nikolaeva E.V. et al.* // J. Appl. Phys. 2011. V. 110. P. 052017.
<https://doi.org/10.1063/1.3624798>
 44. *Shur V.Ya.* // Nucleation theory and applications / Ed. Schmelzer J.W.P. Weinheim: Wiley-VCH, 2005. P. 178.
<https://doi.org/10.1002/3527604790.ch6>
 45. *Shur V.Ya.* // J. Mater. Sci. 2006. V. 41. P. 199.
<https://doi.org/10.1007/s10853-005-6065-7>
 46. *Agronin A., Molotskii M., Rosenwaks Y. et al.* // J. Appl. Phys. 2006. V. 99. P. 104102.
<https://doi.org/10.1063/1.2197264>
 47. *Greshnyakov E.D., Turygin A.P., Pryakhina V.I. et al.* // J. Appl. Phys. 2022. V. 131. P. 214103.
<https://doi.org/10.1063/5.0093200>
 48. *Fatuzzo E., Merz W.J.* Ferroelectricity. Amsterdam: North-Holland Publishing Company, 1967. P. 289.
 49. *Miller R.C., Weinreich G.* // Phys. Rev. 1960. V. 117. P. 1460.
<https://doi.org/10.1103/PhysRev.117.1460>
 50. *Cahn J.W.* // Acta Metall. 1960. V. 8. P. 554.
[https://doi.org/10.1016/0001-6160\(60\)90110-3](https://doi.org/10.1016/0001-6160(60)90110-3)
 51. *Shur V.Ya.* // Ferroelectric thin films: synthesis and basic properties / Eds. Paz de Araujo C.A. et al. Amsterdam: Gordon & Breach Science Publishers, 1996. P. 153.
 52. *Marwan N., Romano M.C., Thiel M. et al.* // Phys. Rep. 2007. V. 438. P. 237.
<https://doi.org/10.1016/j.physrep.2006.11.001>